

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 42  
ZESZYT 2  
1991

---

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 42, ZESZYT 2  
1991

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN  
Warszawa 1991

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski  
Członkowie Redakcji: Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

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

---

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN - Al. Lotników 32/46, Warszawa

Nakład 1200+100 egz. Skład w Dziale Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN  
Druk w Spółdzielni Rzemieślniczej "Poligrafia", Warszawa, Bonifacego 157

---

**Michał Heller**

*Wydział Filozofii*

*Papieska Akademia Teologiczna*

*Kraków*

*i*

*Watykańskie Obserwatorium Astronomiczne*

*Watykan*

## **Unifikacja i geometryzacja fizyki w kosmologicznym kontekście<sup>1</sup>**

### **Unification and geometrization of physics in the cosmological context**

**Abstract:** Einstein believed that a good physical theory should possess an "inner perfection". In this talk, the author traces the inner perfection of the present gauge theories by contemplating their geometric structures (in terms of fibre bundles). The search for the Ultimate Symmetry of the unification of physics unavoidably leads to the unification of physics and cosmology.

#### **1. Preludium: Wewnętrzna doskonałość teorii fizycznych**

W swoich *Notach autobiograficznych* Einstein [1] sformułował dwa kryteria, jakie musi spełniać teoria fizyczna. Pierwsze: "teoria nie może pozostawać w sprzeczności z doświadczeniem". Drugie: teoria winna odznaczać się "wewnętrzną doskonałością" (inner perfection). Kiedyś kategoria doskonałości była jednym z podstawowych narzędzi nauki o świecie. Platon stosował do opisu przyrody tylko "doskonale" figury geometryczne, a starożytni i średniowieczni astronomowie w ruchach ciał niebieskich dopatrywali się wzorca wszelkiej doskonałości. Mimo, że nowożytne nauki empiryczne niejako oficjalnie wyeliminowały pojęcie doskonałości z zasobów swoich środków badawczych, uczeni - jakby po kryjomu - nie przestali się nim posługiwać. Sprawdzanie empiryczne przychodzi dopiero potem,

---

<sup>1</sup>Referat wygłoszony na XXX Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 1989).

w trakcie tworzenia teorii uczony kieruje się przede wszystkim estetyką; jej istotną część stanowi wycucie spójności z dotychczasowymi teoriami.

Dla Einsteina kryterium wewnętrznej doskonałości wcale nie było mniej ważne od kryterium niesprzeczności z doświadczeniem. We wspomnianych *Notach autobiograficznych* Einstein pisze, że każdy model teoretyczny - jeśli nie zawsze, to w każdym razie często - można uzgodnić z danymi doświadczenia za pomocą dodatkowych, sztucznych założeń. Ale żeby wiedzieć, kiedy założenie jest sztuczne, trzeba mieć wycucie wewnętrznej doskonałości.

W niczym nie chcę umniejszać wagi eksperymentalnej strony badań fizycznych. Bez niej fizyka przestałaby być sobą i podzieliłaby los wielu innych jałowych spekulacji. Ale w tym odczycie pragnę - idąc za przykładem Einsteina - dojrzeć, i może przez chwilę pokontemplować, *wewnętrzne piękno* kilku ważnych teorii współczesnej fizyki.

Współczesna fizyka postawiła przed sobą tak wielki cel, że można by go porównać z ambicjami niektórych systemów filozoficznych. Idzie nie mniej i nie więcej, jak tylko o to, by całą fundamentalną wiedzę fizyczną zamknąć w jednej zwartej teorii (w jednym równaniu, jak się niekiedy mówi, przedstawiając rzecz laikom). Unifikacja fizyki jest hasłem dnia. Hasło to rzucił Einstein wkrótce po stworzeniu ogólnej teorii względności, potem zniechęcenie niepowodzeniami przykryło je mgiełką zapomnienia, ale nie tak dawno temu, odżyło ono ze zwielokrotnioną siłą, a uzyskane już rezultaty napawają (umiarkowanym) optymizmem.

Zajmowanie się unifikacją fizyki może grozić niebezpieczeństwem ulegania modzie. W tym sezonie aktualny jest ten model unifikacyjny, specjaliści za jego pomocą wykonują gigantyczne rachunki, ogłaszają światu sukces prawie już osiągnięty, a wkrótce wszystko rozbija się o to, że niektóre szeregi nie chcą być zbieżne. Ale wtedy ktoś ogłasza jeszcze lepszy pomysł...

Moim zamiarem jest poszukiwanie wewnętrznego piękna nie w tych (skądinąd zresztą bardzo potrzebnych) modnych pracach, które najprawdopodobniej wkrótce ustąpią miejsca innej modzie, lecz w teoriach i metodach, które - choć może jeszcze nie całkiem ostateczne - przyniosły już niepodważalne, konkretne wyniki. Mam tu głównie na myśli *metodę cechowania*, dzięki której oddziaływania elektromagnetyczne i słabe już zostały zunifikowane i która, jak mamy prawo przypuszczać, zostanie wchłonięta (przynajmniej jako szczególny przypadek) przez dalsze sukcesy.

Ale jak szukać wewnętrznego piękna? Proponuję pójść za radą starego Platona, który zwykł był piękna szukać w geometrii, a zwłaszcza w symetriach, jakie tylko ona potrafi ujawniać. Program geometryzacji fizyki został po raz pierwszy wyraźnie sformułowany przez Kartezjusza, ale musiał czekać aż na Minkowskiego i Einsteina, by zacząć się urzeczywistniać we współczesnej fizyce. Dziś wszystko wskazuje na to, że unifikacji fizyki będzie towarzyszyć jej geometryzacja. Do tak

wielkich celów, musimy dysponować odpowiednio szerokimi pojęciami. Dzisiejsza fizyka bardzo różni się od tej fizyki, jaką znali Laplace czy Ampère. Geometria również musi być gotowa do dalszych przeobrażeń.

Program unifikacji, w miarę zbliżania się (miejmy nadzieję) do finału, także ulega poszerzeniom. Wiemy już obecnie, że oprócz unifikacji oddziaływań fizycznych, obejmie on swoistą unifikację fizyki i kosmologii (w dużym stopniu już się to dokonało). Do zunifikowania wszystkich oddziaływań fizycznych niezbędne są energie, jakie mogły istnieć tylko w supergęstych stanach bardzo młodego Wszechświata, w tzw. erze Plancka, kiedy gęstość materii wynosiła  $10^{93}$  gcm<sup>-3</sup>. Fizyka teoretyczna nie może obejść się bez laboratorium. Nie bez racji mówi się, że dla Wielkiej Unifikacji Fizyki Wszechświat jest "ostatecznym laboratorium". Wewnętrzne piękno jest także w gwiazdach.

## 2. Pole grawitacyjne i struktura czasoprzestrzeni

Myślenie matematyczne zaczyna się od liczenia i konstruowania prostych figur geometrycznych, czyli od arytmetyki i geometrii. Liczenie jest najbardziej podstawowym zajęciem każdego fizyka, zarówno teoretyka, jak i eksperymentatora. Bez liczenia nikt nie może oczekiwać sukcesu w fizyce. Wydaje się, że większość ludzi myśli geometrycznie, tzn. "widzi" raczej struktury niż liczby. Obraz geometryczny ułatwia rozumienie. Nie przypadkiem wszyscy znani astronomowie, od Arystotelesa i Ptolemeusza aż po Kopernika i Keplera, rysowali na niebie różne defernsy i epicykle. *Elementy* Euklidesa wydawały się być kluczem do tajemnic Wszechświata. (Bardzo szczególnym wyjątkiem byli starożytni Babilończycy, którzy kochali liczby i ignorowali geometrię.)

Wielki problem w historii nauki stanowiła geometryzacja ruchu. Tradycyjne środki geometryczne pozwalały jedynie na kreślenie torów ciał poruszających się i, co najwyżej, zaznaczanie o której godzinie ciało znajdowało się w danym punkcie toru (parametryzacja krzywej odpowiadającej torowi). Nawet odkrycie geometrii analitycznej przez Kartezjusza nie było w stanie zaradzić tej trudności. Nic dziwnego, że Kartezjusz sformułował jedynie program geometryzacji fizyki, a wszystkie jego osiągnięcia w tej dziedzinie nie przetrwały poza jeden rozdział historii mechaniki. Dopiero wynalezienie pochodnej przez Newtona i Leibniza istotnie zmieniło sytuację. Początkowo jakby na niekorzyść geometrii. W mechanice klasycznej zapanowały metody analizy matematycznej (*calculus* czyli *rachunek*, jak ją nazywają Anglosasi), pozostawiając geometrii jedynie pomocniczą rolę. Ale ten antagonizm pomiędzy "rachunkiem" a geometrią był tylko pozorny. Wystarczyło potraktować czas jako dodatkową współrzędną, by nie tyle geometria się poruszyła, ile by raczej ruch zastygł do geometrycznej postaci. Jak wiadomo, dokonał tego Herman Minkowski na początku naszego stulecia (nie na użytek mechaniki

klasycznej, lecz szczególnej teorii względności), ale inni przeczuwali to już znacznie wcześniej (Izaak Barrow, nauczyciel matematyki Newtona, czy Lagrange). Nowoczesna geometria różniczkowa sprzegła się z metodami analitycznymi do tego stopnia, że same nazwy "geometria" i "analiza" są już dzisiaj bardziej umowne niż wyznaczone jakimiś przejrzystymi kryteriami. W istocie tradycyjna analiza matematyczna tym różni się od geometrii różniczkowej, że rozgrywa się na bardzo szczególnej różnorodności, jaką jest przestrzeń  $\mathcal{R}^n$ .

Ten alians między geometrią i "rachunkiem" w pełni wykorzystwała ogólna teoria względności - pierwsza zgeometryzowana teoria współczesnej fizyki. Szczególną teorię względności można jeszcze było zbudować bez pomocy geometrii - tak to zrobił Einstein w 1905 r. Ogólna teoria względności bez geometrii byłaby nie do pomyślenia.

Nowicjusze są zawsze zaskoczeni, gdy dowiadują się, że przestrzeń geometryczna nie jest bezpostaciowym środowiskiem, w którym można przeprowadzać operacje geometryczne, jakie się chce. Każda operacja musi zostać usankcjonowana odpowiednim aksjomatem, czyli musi "dziać się" w pewnej strukturze geometrycznej. Przestrzeń geometryczna jest tworem o bogatej architekturze. W ogólnej teorii względności dwie, ściśle ze sobą związane, struktury geometryczne odgrywają istotną rolę: *struktura koneksji (afinicznej)* i *struktura metryczna (Lorentza)*. To one zyskują interpretację fizyczną jako odpowiadające polu grawitacyjnemu.

Mówiąc najogólniej, koneksja jest to struktura geometryczna odpowiedzialna za operację równoległego przenoszenia wektorów wzdłuż krzywych (w dalszym ciągu mam na myśli tzw. koneksję Levi-Civity). Wektory "zaczepione" w różnych punktach przestrzeni (różnorodności) nie pozostają ze sobą w żadnym stosunku, nie można ich porównywać ze sobą. Koneksja ustala pewnego rodzaju receptę, pozwalającą "powiązać" (to connect) ze sobą wektory (i inne twory geometryczne, takie jak np. tensory) w "sąsiednich" punktach. Dzięki temu możliwe staje się równoległe przenoszenie wektorów. Jeżeli wektor styczny do krzywej, przenoszony równoległe wzdłuż tej krzywej, cały czas pozostaje do niej styczny, to krzywą taką nazywamy geodetyką. Pojęcie tak określonej geodetyki należy więc do struktury koneksyjnej przestrzeni.

Z mechaniki klasycznej wiadomo, że jeżeli na ciało nie działa żadna siła, to porusza się ono po linii prostej w czasoprzestrzeni, czyli prostoliniowo w przestrzeni i jednostajnie w czasie. Ruch taki nazywamy *inercyjnym*. Czy ruch inercyjny możliwy jest w danej czasoprzestrzeni? Okazuje się, że odpowiedź na to pytanie zależy od koneksji. Koneksję, która dopuszcza ruch inercyjny, nazywa się *całkowalną*. Całkowalna koneksja jest tą geometryczną strukturą, w której został zakodowany ruch inercyjny. Historiami (liniami świata) takich ruchów są geodetyki całkowalnej koneksji (możliwy jest wówczas taki wybór współrzędnych, w

których równania geodetyk mają postać równań linii prostych).

Wyjątkowość grawitacji, w porównaniu z innymi oddziaływaniami fizycznymi, polega na tym że "traktuje" ona jednakowo wszystkie ciała. Historia każdego ciała zależy wyłącznie od punktu, z którego się rozpoczyna i od prędkości początkowej, a nie zależy od składu chemicznego ciała lub innych jego własności. Historia taka jest więc wyznaczona przez geometrię czasoprzestrzeni. I tu ogólna teoria względności czyni swoją główną inwestycję; zakłada ona mianowicie, że historia ciała poruszającego się swobodnie w polu grawitacyjnym (tzn. ciała, na które nie działają inne siły oprócz grawitacji) jest geodetyką *niecałkowalnej* *koneksji*. W takiej przestrzeni wektor (ogólniej: tensor) przeniesiony równolegle wzdłuż segmentów geodetyk, tworzących zamknięty kontur, nie pokrywa się ze swoim położeniem wyjściowym. Miarą tego niepokrywania się jest *krzywizna Riemanna*. W tym sensie często mówi się, że pole grawitacyjne jest *krzywizną* czasoprzestrzeni.

Ale konstrukcja teorii grawitacji nie jest jeszcze zakończona. Możemy już przenosić równolegle wektory w polu grawitacyjnym, a co za tym idzie mierzyć krzywiznę czasoprzestrzeni, ale nie potrafimy jeszcze mierzyć długości przedziałów czasoprzestrzennych. A pomiar taki jest podstawową operacją fizyczną; od analizy pomiarów przestrzennych i czasowych zaczynają się prawie wszystkie podręczniki fizyki i ich dotyczą pierwsze ćwiczenia w laboratorium fizycznym. By umożliwić pomiar długości, przestrzeń musi być wyposażona w strukturę metryczną. Ilekroć spoglądamy na samochodowy licznik kilometrów, studiujemy rozkład jazdy, lub nastawiamy budzik, eksploatujemy metryczną strukturę czasoprzestrzeni. Skutkiem zżycia się z tą strukturą, trudno nam wyobrazić sobie przestrzeń bez metryki, a tymczasem w świecie geometrii przestrzeń z metryką jest swoistym luksusem. Metryka wcale nie musi istnieć w przestrzeni, ale gdy jest, za jednym zamachem załatwia wszystko: zawiera w sobie struktury, które fizykowi są potrzebne, a które bez metryki trzeba by wprowadzać na mocy specjalnych aksjomatów.

Dana przestrzeń dopuszcza wiele różnych metryk (podobnie zresztą jak i koneksji). Problem polega na tym, żeby wybrać taką, która dawałaby stosunki micrnicze, realizujące się w rzeczywistym świecie. Przejście graniczne do szczególnej teorii względności praktycznie jednoznacznie sugeruje wybór: ma to być szczególna *metryka Riemanna*, zwana *metryką Lorentza*.

Z punktu widzenia geometrii metryka Lorentza jest bogatą strukturą; zawiera ona w sobie jedyną koneksję, zgodną ze sobą (zwaną *koneksją Riemanna*, niekiedy *Levi-Civity*), a także kilka innych struktur (*konforemną*, *rzutową*,...), tworzących razem subtelną architekturę przestrzeni.

Z punktu widzenia fizyki metryka odznacza się nadzwyczajną mocą unifikującą: jej składowe są potencjalami pola grawitacyjnego, a równocześnie umożliwiają pomiarowe operacje czasoprzestrzenne; jej koneksja określa prawo swobod-



nego spadku i poprzez krzywiznę determinuje siły pływowe w polu grawitacyjnym; inna jej podstruktura (tzw. *struktura konforemna*) zawiera w sobie geometryczną optykę, czyli informację o prawach rządzących rozchodzeniem się światła w czasoprzestrzeni.

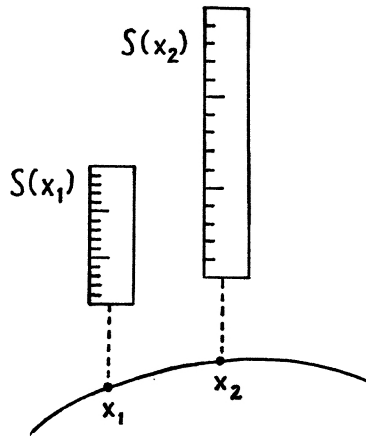
Ale cała ta - już widzimy jak piękna - struktura nie ma w sobie jeszcze dynamiki. Żeby ożyła, trzeba na nią nałożyć odpowiednie równania dynamiczne. Równaniami takimi są *rownania pola Einsteina*. Jest to układ równań różniczkowych cząstkowych, które wiążą geometrię czasoprzestrzeni (składowe metryki są "niewiadomymi" w równaniach pola) z rozkładem energii, mas, pędów i jeszcze innych możliwych "źródeł" pola grawitacyjnego. Równania pola Einsteina wybierają spośród wszystkich możliwych geometrii te geometrie, które odpowiadają różnym sytuacjom fizycznym. Bogactwo rozwiązań jest ogromne. Choć znamy ich tyle, że trudno je objąć w obszernej monografii (por. [2]), nieporównanie więcej (teoretycznie nieskończenie wiele) pozostaje nie znanych. Niektóre z rozwiązań opisują możliwe światy (wśród nich i ten, w którym żyjemy), inne przedstawiają czarne dziury: statyczne, rotujące, naładowane elektrycznie, jeszcze inne - gwiazdy w relatywistycznych stadiach ich rozwoju, dla wielu innych nie znamy interpretacji fizycznej. Ale historia fizyki ostatnich kilkudziesięciu lat przekonała nas o tym, że jeżeli coś zawiera się w równaniach Einsteina, to trzeba to brać bardzo na serio.

Dla historycznej ścisłości dodajmy, że tworząc ogólną teorię względności, Einstein nie zastanawiał się nad takimi subtelnościami matematycznymi jak istnienie koneksji afinicznej. Zresztą nie było wówczas po temu istotnej potrzeby. Uwagę Einsteina skupiała na sobie struktura metryczna; wszystko, co było mu potrzebne, mieściło się w niej. Koneksję afiniczną wkrótce potem odkrył Hermann Weyl [3], otwierając tym samym nowy rozdział w historii fizyki.

### 3. Abstrakcyjne symetrie oddziaływań fizycznych

W chwili powstania ogólnej teorii względności znano dwa oddziaływania fizyczne: grawitacyjne i elektromagnetyczne. Ich zunifikowanie wydawało się kolejnym logicznym krokiem. Jedną z pierwszych teorii unifikacyjnych zaproponował Hermann Weyl [4], [5]. Jego pomysł był tyleż prosty, co wymagający nie byle jakiej intuicji. Chcąc włączyć pole elektromagnetyczne do einsteinowskiego schematu ogólnej teorii względności, należy w tej teorii stworzyć nowy "stopień swobody", w którym mogłoby się zmieścić pole opisywane równaniami Maxwella. Weyl zauważył, że takim "stopniem swobody" mogłaby być lokalna (czyli zależna od miejsca) zmiana skali. W geometrii Riemanna wektory przenoszone równolegle zachowują długość (normę), ale można by zażądać, żeby długość wektora ulegała zmianie od miejsca do miejsca. Weyl skonstruował nową geometrię, w której za

zmianę długości wektora odpowiada pewien czynnik, zwany *czynnikiem skalowania* lub *cechowania* (rys. 1). Czynnik ten pod wieloma względami przypomina



Rys. 1 Czynnik skali Weyla

koneksję, z tym że teraz nie "wiąże" on wektorów przenoszonych równolegle, lecz ich długości w sąsiednich punktach przestrzeni.

Z fizycznego punktu widzenia pomysł Weyla wydawał się uzasadniony, okazało się bowiem, że przy przejściu do nowych współrzędnych weylowski czynnik cechowania przekształca się tak samo jak potencjał wektorowy w elektrodynamice Maxwella.

Gdy patrzymy z dzisiejszej perspektywy, widzimy, że sukces Weyla był ogromny: za jednym zamachem położył on podwaliny pod matematyczną teorię koneksji i stworzył pierwszą fizyczną teorię cechowania. Einstein wraz Bergmannem [5, s. 253], badając równania pola nowej teorii, dopatryli się w niej wniosków sprzecznych z doświadczeniem. Teoria Weyla na przeciąg wielu lat została odstawiona na boczny tor głównego nurtu rozwoju fizyki; traktowano ją wyłącznie jako matematyczną ciekawostkę.

Weyl jednak nie dał za wygraną. Wkrótce on sam [7], ale także i inni [8, 9], zauważyli, że ten sam pomysł można przenieść do mechaniki kwantowej, zastępując tylko długość wektora fazą funkcji falowej. Gdy nie ma pola elektromagnetycznego, faza funkcji falowej może przyjmować dowolne wartości; nie wpływa to na wyniki pomiarów obserwowalnych wielkości. Natomiast w obecności pola elektromagnetycznego, wyniki pomiarów pozostaną nie zmienione tylko wtedy, gdy zmiana fazy jest dokładnie skompensowana przez zmianę potencjału elektromagnetycznego. Mówiąc inaczej - potencjał można uważać za rodzaj koneksji, która odpowiednio synchronizuje fazy funkcji falowej w różnych punktach przestrzeni, tak by zmiana fazy nie niszczyła zgodności z obserwacjami. W tym sensie mówi

się o niezmienniczości cechowania ze względu na zmianę fazy funkcji falowej.

Zbiór wszystkich przekształceń cechowania fazy funkcji falowej tworzy grupę unitarną  $U(1)$ . Grupa ta nie odpowiada żadnym symetriom przestrzeni lub czasoprzestrzeni. Początkowo brak bezpośredniego związku między symetriaми oddziaływań elektromagnetycznych a symetriaми czasu i przestrzeni spowodował pewnego rodzaju zniechęcenie, ale trzydzieści lat potem doświadczenie Aharonowa-Bohmy wykazało, że teoria Weyla nie jest jedynie matematyczną ciekawostką.

Historia genialnego odkrycia i jego tymczasowego "odłożenia na bok" powtórzyła się w r. 1954, kiedy to C. N. Yang i R. L. Mills [10] wysunęli hipotezę, że podobnie jak teoria elektromagnetyzmu jest teorią cechowania związaną z grupą  $U(1)$ , oddziaływania jądrowe (silne) odznaczają się symetriaми charakterystycznymi dla grupy  $SU(2)$ , a teoria tych oddziaływań jest teorią cechowania związaną z tą grupą. Należy więc wprowadzić odpowiedni potencjał, spełniający rolę nowej koneksji. Tym razem koneksja nie dotyczy fazy funkcji falowej lecz tzw. izospinu, czyli własności, która decyduje, czy cząstka jest protonem (izospin "do góry"), czy neutronem (izospin "w dół").

Główna, i na razie nieprzewycięzalna, trudność hipotezy Yanga-Millsa polegała na tym, że cząstki przenoszące oddziaływania jądrowe (bozony pośredniczące), według tej hipotezy, musiałyby posiadać zerową masę spoczynkową, a co za tym idzie, oddziaływanie jądrowe, wbrew doświadczeniu, winno być dalekozasięgowe. Hipoteza Yanga-Millsa została więc odłożona na bok.

Tym razem okres hibernacji trwał już tylko kilkanaście lat. Hipoteza Yanga-Millsa odżyła dzięki pracom P. W. B. Higgsa [11, 12], który pokazał, w jaki sposób bezmasowe bozony mogą uzyskiwać masę; dzieje się to na zasadzie spontanicznego łamania symetrii (dziś mówi się o *mechanizmie Higgsa*). Ale pełny sukces nastąpił nie w teorii oddziaływań jądrowych, lecz elektromagnetycznych i słabych (leptonowych). Najpierw były pionierskie prace Schwingera [13] i Glashowa [14], a potem uwieńczenie w pracach Salama [15] i Weinberga [16]. Piękny wynik tych badań stanowiło zunifikowanie oddziaływań elektromagnetycznych i słabych jako teorii cechowania. Unifikującą grupą symetrii okazała się grupa  $U(1) \times SU(2)$ . Doświadczenia potwierdziły przewidywania wynikające z teorii. Nagroda Nobla dla Salama i Weinberga była zewnętrznym ukoronowaniem sukcesu.

Dla wielu badaczy stało się jasnym, że droga do dalszych unifikacji stoi otworem. *Wielka Unifikacja*, przyłączenie oddziaływań jądrowych (silnych) do elektroslabych wydawała się tylko kwestią czasu. Należało jedynie znaleźć odpowiednią grupę symetrii. Zaproponowano kilka grup (przez jakiś czas duże nadzieje wiano z grupą  $SU(5)$ ), powstała cała rodzina odpowiadających im teorii cechowania. Niestety trudności eksperymentalne nie pozwoliły wyróżnić żadnej z nich.

Oczywiście próby włączenia oddziaływań grawitacyjnych do schematu unifi-

kacyjnego (tzw. *superunifikacja*) napotyka ją na jeszcze większe trudności. Pewnym rozszerzeniem idei cechowania okazała się w tym programie *teoria supergrawitacji*, wykorzystująca tzw. *supersymetrie*. Podobnie jak w teorii Yanga-Millsa symetria izospinu pozwoliła potraktować protony i neutrony jako wzbudzenia tego samego pola, teoria supergrawitacji pozwala traktować fermiony i bozony jako dwa różne przejawy tej samej supersymetrii.

Niestety pierwszy entuzjazm, jaki wywołała teoria supergrawitacji, został przytłumiony narastającymi trudnościami teoretycznymi. Wkrótce powstała poważna konkurentka - teoria superstrun. Zaproponowała ona nowe podejście do unifikacji fizyki, wykorzystując zresztą niektóre elementy teorii supergrawitacji (co jest uwidocznione w nazwie). I tym razem zapanował wielki optymizm, który - z pewnymi fluktuacjami - trwa do dziś, choć obserwuje się jakby pewne zmęczenie. To, co dało się stosunkowo łatwo uzyskać z teorii superstrun, uzyskano dość szybko. Dalsze wyniki ukrywają się za trudnościami matematycznymi, ale nie wykluczone też jest, że trzeba będzie sięgnąć po nowe pomysły. Wydaje się, jakbyśmy byli już blisko, ale ile razy prawie dochodzimy do celu, cel chowa się za następną górką. Myślę, że podobna atmosfera panowała w fizyce początku naszego stulecia, gdy znany już był model Bohra, ale ciągle jeszcze czekano na teorie Schrödingera i Heisenberga.

Za trwale osiągnięcie tej fascynującej przygody uważam opracowanie schematu cechowania. Tak wiele już osiągnięto przy jego pomocy, że osiągnięcia te z pewnością będą włączone do przyszłej teorii, która dokona dzieła unifikacji.

Zapamiętajmy, że istotą idei cechowania jest symetria, która zmienia się od punktu do punktu. Symetrię tę w różnych punktach "wiąże" (connects) koneksja, którą z fizycznego punktu widzenia interpretuje się jako potencjał odpowiedniego pola (*pola cechowania*). Koneksja jest strukturą geometryczną. Czyżby był to sygnał, że unifikacja fizyki ma jakiś związek z jej geometryzacją?

#### 4. Geometryczna unifikacja

Widzieliśmy, że we wszystkich omawianych uprzednio teoriach pojawiała się koneksja i odgrywała w nich ważną rolę. Ale czy koneksja z ogólnej teorii względności, określająca swobodny spadek w polu grawitacyjnym, ma coś wspólnego z koneksjami wiążącymi lokalne symetrie cechowania w różnych punktach? Jak wiadomo, sam Einstein próbował wielu metod, by zbudować zunifikowaną teorię oddziaływań fizycznych (unitarną teorię pola, jak to się wówczas mówiło), ale nie wychodził przy tym poza geometrię czasoprzestrzeni. Najprawdopodobniej nigdy mu to nawet nie przyszło na myśl. Geometria czasoprzestrzeni okazała się tak skutecznym i naturalnym narzędziem w konstruowaniu teorii grawitacji, że powtórzenie sukcesu z innymi oddziaływaniami wydawało się raczej kwestią

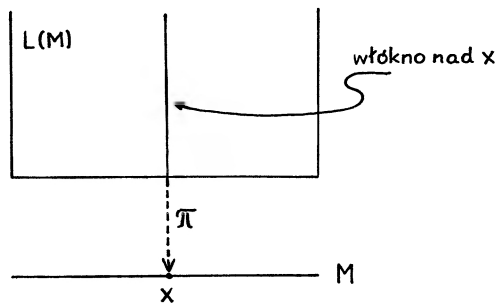
uchwycenia odpowiedniego pomysłu niż zasadniczej możliwości. Poza tym, wszystko, jak wówczas sądzono, dzieje się w czasie i przestrzeni, nie ma więc potrzeby szukania czegokolwiek poza czasoprzestrzenią.

Tymczasem jeszcze raz okazało się, że fizyka niekiedy rozsądza teorie matematyczne, które dotychczas sprawnie dla niej pracowały i wymusza na nich nieoczekiwane uogólnienia.

Jako jeden z pierwszych E. Lubkin [17], a potem inni (A. Trautman [18, 19], M.E. Mayer [20, 21]), zwrócili uwagę na związek pomiędzy teoriami cechowania a geometryczną teorią wiązek włóknistych. W związku tym kluczowe znaczenie przypada koneksji. Rozszerzenie geometrii niezwykle przejrzyste zunifikowało sytuację.

Niestety nie mogę tu przytoczyć pełnej definicji wiązki włóknistej (zainteresowany Czytelnik musi sięgnąć do któregoś z półpopularnych (np. [22]) lub specjalistycznych (jakikolwiek nowoczesny podręcznik geometrii różniczkowej) opracowań, rozważę tylko kilka prostych przykładów, które pozwolą - mam nadzieję - uchwycić zasadniczą ideę.

Wiadomo jak ważną rolę w teorii względności odgrywają układy odniesienia. Za matematyczną realizację układu odniesienia może służyć *reper liniowy* (krótko: *reper*), tzn. cztery liniowo niezależne wektory "zaczepione" w danym punkcie  $x$  czasoprzestrzeni  $M$ . Przez obrót reperu można przejść do innego reperu zaczepionego w tym samym punkcie  $x$  (obrót ten dokonuje się przez przekształcenie należące do grupy liniowej  $GL(\mathcal{R}^4)$ ). Rozważmy zbiór wszystkich otrzymanych w ten sposób reperów, zaczepionych w punkcie  $x$ . Zbiór ten nazywamy *włóknem* nad punktem  $x$ . Zbiór wszystkich włókien, nad wszystkimi punktami czasoprzestrzeni



Rys. 2 Wiązka włóknista reperów nad czasoprzestrzenią  $M$

$M$  nazywa się *przestrzenią wiązki włóknistej reperów nad czasoprzestrzenią*, oznaczamy ją przez  $L(M)$ . *Wiązką reperów nad czasoprzestrzenią* jest układ  $(L(M), M, \pi, G)$  (niekiedy skrótowo również oznaczany przez samo  $L(M)$ ), gdzie  $\pi: L(M) \rightarrow M$  jest naturalnym rzutowaniem, przyporządkowującym danemu reperowi, należącemu do  $L(M)$ , punkt czasoprzestrzeni, w którym jest on zaczepiony; a  $G$  jest

grupą (w naszym przypadku  $GL(\mathcal{R}^4)$ ), która, działając (tranzytywnie) na włóknach, przekształca jeden reper w drugi. Grupa  $G$  nazywa się *grupą strukturalną* wiązki.

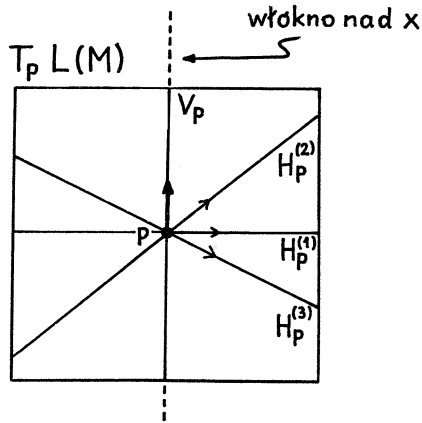
Wiązka włóknista reperów okazuje się naturalnym środowiskiem ogólnej teorii względności (por. [23]). Zażwężmy grupę strukturalną wiązki, jaką jest grupa liniowa  $GL(\mathcal{R}^4)$ , do grupy Lorentza (będącą podgrupą grupy liniowej), lub - jak powiadamy - złammy symetrię  $GL(\mathcal{R}^4)$  do symetrii Lorentza. Zabieg ten powoduje pojawienie się na czasoprzestrzeni  $M$  metryki Lorentza ze wszystkimi jej podstrukturami: koneksją, stożkami świetlnymi, swobodnym spadkiem, itd. Jest to oczywiście wynikiem twierdzenia matematycznego (dobrze znanego w nowoczesnej geometrii różniczkowej). Niektóre, szczególnie zaskakujące i bogate w fizyczne interpretacje, twierdzenia fizycy-teoretycy lubią nazywać cudami. Myślę, że mamy tu to czynienia z przykładem takiego cudu: metryka Lorentza (a więc ostatecznie pole grawitacyjne) jest wynikiem łamania abstrakcyjnych (zachodzących nie w czasoprzestrzeni, lecz w wiązce reperów) symetrii...

Wiązka reperów jest ważna jeszcze z innego powodu. W języku tej wiązki szczególnie przejrzystą interpretację zyskuje geometryczna teoria koneksji. Przenieśmy równoległe jakiś reper wzdłuż pewnej krzywej  $\gamma$  w czasoprzestrzeni  $M$ . W języku wiązki reperów oznacza to, że w każdym włóknie, nad każdym punktem krzywej  $\gamma$ , wybieramy po jednym punkcie wiązki, czyli po jednym reperze. Innymi słowy, konstruujemy krzywą w przestrzeni wiązki  $L(M)$  (krzywą tę nazywamy *podniesieniem* krzywej  $\gamma$  i oznaczamy przez  $\gamma$ ). Problem polega na tym, jak wybrać tę krzywą spośród wielu możliwych krzywych w  $L(M)$ , kandydujących do tej roli.

W każdym punkcie  $p$  przestrzeni wiązki  $L(M)$  istnieje przestrzeń styczna do  $L(M)$ , będziemy ją oznaczać przez  $T_pL(M)$ . Postarajmy się rozłożyć przestrzeń styczną  $T_pL(M)$  na "składową pionową"  $V_p$  "składową poziomą"  $H_p$ . Składowa pionowa  $V_p$  istnieje w sposób naturalny, jest nią przestrzeń styczna do włókna, przechodzącego przez punkt  $p$ . Natomiast nie istnieje naturalny wybór przestrzeni horyzontalnej  $H_p$ . Jej wybór jest równoważny z określeniem koneksji w  $M$ . Istotnie, żądanie, by podniesiona krzywa  $\gamma$  była w każdym punkcie  $p$  styczna do wektora poziomego (tzn. należącego do  $H_p$ ), określa ją jednoznacznie (rys. 3).

Oczywiście istnieje wiele możliwych wyborów podprzestrzeni horyzontalnej  $H_p$  (istnieje wiele możliwych wyborów koneksji). Ale, gdy mamy metrykę, jeden z tych wyborów staje się "naturalny" (ten mianowicie, który gwarantuje, że przeniesienie równoległe w  $M$  zachowuje iloczyn skalarny, zdefiniowany przy pomocy metryki (zakłada się przy tym symetryczność koneksji)). Właśnie tę "naturalną" koneksję wybrał Einstein do zbudowania ogólnej teorii względności.

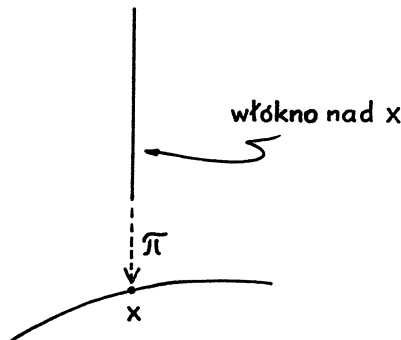
Ale nie widać tu jeszcze koneksji, wykorzystywanej w teoriach cechowania. W celu jej "zobaczenia", musimy nieco rozbudować teorię wiązek. I tym razem za-



Rys. 3 Różne możliwe wybory koneksji (przestrzeni horyzontalnych) w wiązce reperów  $L(M)$  nad czasoprzestrzenią  $M$

cznijmy od intuicji fizycznych. Dla ustalenia uwagi rozpatrzmy oryginalną teorię oddziaływań jądrowych Yanga-Millsa z grupą cechowania  $SU(2)$  (choć ta ma dziś już tylko historyczne znaczenie).

Załóżmy, że pewien hadron (cząstka oddziałująca siłami jądrowymi) znajduje się w punkcie  $x$  czasoprzestrzeni  $M$ . Cząstka ta posiada pewne wewnętrzne stopnie swobody; można je sobie wyobrazić jako "wewnętrzną przestrzeń" cząstki (rys. 4). W tej wewnętrznej przestrzeni działa grupa  $SU(2)$ ; zależnie od jej działania cząstka jest albo protonem, albo neutronem. Mówimy, że wewnętrzna



Rys. 4 "Wewnętrzna przestrzeń" cząstki elementarnej

przestrzeń hadronu podlega symetriom opisywanym przez grupę  $SU(2)$ . Istota nowego pomysłu kryje się w tym, żeby wewnętrzną przestrzeń hadronu potraktować jako *włókno nad  $x$*  i, analogicznie jak poprzednio, skonstruować wiązkę włóknistą z rzutowaniem włókna na odpow. punkt czasoprzestrzeni i z grupą

SU(2) jako grupą strukturalną. W ten sposób skonstruowaną wiązkę włóknistą nazwijmy *wiązką typu SU(2)*. Możemy w niej określić koneksję analogicznie jak w przypadku wiązki reperów. Nie będzie teraz dla nas zaskoczeniem, że koneksja w wiązce typu SU(2) jest ściśle związana z tym, co fizycy nazywają *polem cechowania* teorii Yanga-Millsa.

Istnieje jednak zasadnicza różnica pomiędzy wiązką typu SU(2) a wiązką reperów nad czasoprzestrzenią. Grupa strukturalna wiązki reperów (w przypadku ogólnej teorii względności grupa Lorentza) odzwierciedla symetrie czasoprzestrzenne pomiędzy układami odniesienia (reperami); grupa SU(2) nie odzwierciedla symetrii czasoprzestrzennych, lecz symetrie wewnętrznych stanów cząstki (wewnętrzne stopnie swobody cząstki "nie dzieją się" w czasoprzestrzeni). Teoria cechowania została zgeometryzowana, ale za cenę rozszerzenia pojęcia geometrii (wyjścia geometrii poza czasoprzestrzeń).

Nic nie stoi na przeszkodzie, by ogólną teorię względności rozpatrywać teraz jako teorię cechowania, ale z pewnymi zastrzeżeniami: po pierwsze, jak już wspomniałem, symetrie Lorentza są związane z symetriami czasoprzestrzeni, podczas gdy symetrie innych teorii cechowania mają bardziej abstrakcyjny charakter, po drugie, geometrię wiązki reperów można całkowicie zrekonstruować z geometrii czasoprzestrzeni (dlatego Einstein mógł stworzyć ogólną teorię względności, "pracując" w czasoprzestrzeni a nie w wiązce reperów nad czasoprzestrzenią), nie jest to natomiast możliwe w przypadku innych teorii cechowania.

Geometryczne ujęcie teorii względności i innych teorii cechowania zachwyca swoją spójnością i prostotą, chociaż ta spójność i prostota nie są bezpośrednio widoczne; żeby je dostrzec, trzeba dysponować właściwymi narzędziami. Dostarcza ich geometria.

Jeżeli słuszne jest einsteinowskie kryterium wewnętrznej doskonałości, to należy się spodziewać, że metoda cechowania będzie trwałym dorobkiem fizyki drugiej połowy naszego stulecia.

## 5. Kosmologia - Ku Wielkiej Symetrii

A gdzie w tym pięknym geometrycznym schemacie miejsce na tytułową kosmologię? Od pierwszej pracy kosmologicznej Einsteina kosmologia przywykła wyrażać się w języku geometrycznym, należy więc przypuszczać, że i ona się tu gdzieś pojawi. Tym bardziej, że - jak dobrze wiadomo - kolejne unifikacje, odbywające się metodą cechowania, wymagają coraz to wyższych energii: unifikacja Salama-Weinberga ok. 100 GeV, Wielka Unifikacja ok.  $10^{15}$  GeV, superunifikacja ok.  $10^{19}$  GeV. Dwu ostatnich energii mogło dostarczyć tylko środowisko bardzo młodego Wszechświata (energije wymagane przez unifikację Salama-Weinberga są już osiągalne w największych akceleratorach). Wszystkie te energie były dostępne



kolejno  $10^{-10}$ ,  $10^{-35}$  i  $10^{-44}$  s po Wielkim Wybuchu. W tych krytycznych momentach następowało łamanie symetrii od grupy opisującej wyższe symetrie do grupy opisującej niższe symetrie; na przykład w czasie  $10^{-10}$  s po Wielkim Wybuchu - od symetrii  $U(1) \times SU(2)$ , charakterystycznych dla oddziaływań elektroślabych, do symetrii  $U(1)$  i  $SU(2)$ , charakteryzujących oddzielnie oddziaływania elektromagnetyczne i słabe. Fizycy nazywają taki dramat *przejściem fazowym*. W języku geometrycznym przejście fazowe można elegancko przedstawić jako *redukcję* odpowiedniej wiązki (z wyższą grupą symetrii jako swoją grupą strukturalną) do pod-wiązki (z niższą grupą symetrii).

Należy więc przypuszczać, że "na samym początku" była jakaś bardzo piękna, ale w swojej prostocie bardzo bogata, struktura geometryczna ("superwiązka"?), a wszystko, co dziś istnieje we Wszechświecie, powstało przez kolejne redukcje tej "superstruktury". Czy wiemy już dziś coś na jej temat? Niestety niewiele, ale istnieją pewne jej robocze modele. Wiadomo np., że superunifikacja nie może rozgrywać się na zwykłej przestrzeni (rozmaitości), lecz na tzw. superrozmaitości. Mówiąc najbardziej ogólnikowo, zasadnicza różnica między "zwykłymi" tworamii geometrycznymi a ich "superodpowiednikami" polega na tym, że budulcem tych pierwszych są przestrzenie euklidesowe (przestrzeń Euklidesa dostarcza współrzędnych dla rozmaitości), a budulcem tych drugich są (w ogólności nieskończeniowymiarowe) algebry Grassmana. Różnica ta pociąga za sobą wiele pochodnych, ale daleko idących, odmienności.

Nie wiemy dziś, czy superunifikacja zrealizuje się według scenariusza teorii supergrawitacji, czy raczej superstrun, czy jeszcze jakiejś innej, lepszej teorii, która dopiero zostanie odkryta. Ale to, co już wiemy, pozwala sądzić, że przyszła teoria pełnej unifikacji fizyki będzie niezwykle piękną geometrią. Nie tylko piękną estetycznie, lecz także piękną w sensie "wyjaśniającej mocy": wiele elementów, które obecnie "wkłada się ręką do teorii", jak np. wymiar przestrzeni czy warunki początkowe ewolucji Wszechświata, będzie wynikać z matematycznej struktury przyszłej "superteorii". Już dziś istnieją poważne racje, by sądzić, że początkowo wymiar przestrzeni wcale nie wynosił cztery. Najprawdopodobniej "początek" był w ogóle aczasowy i aprzestrzenny, a czasoprzestrzeń (z większą liczbą wymiarów) wyłoniła się podczas któregoś z kolei łamania symetrii. Niektóre wersje teorii supergrawitacji wymagają jedenastu, a superstrun - dziesięciu wymiarów czasoprzestrzeni. Według tzw. modeli typu *Kaluzy-Kleina*, rozszerzenie się Wszechświata w trzech wymiarach przestrzennych spowodowała proces *redukcji wymiarowej* czyli kurczenie się przestrzeni w pozostałych wymiarach do tak małych (i zwartych, w sensie topologicznym) rozmiarów, że dziś wymiary te czują jedynie oddziaływania elementarne.

## 6. Coda: W poszukiwaniu utraconych symetrii

Żyjemy dziś w świecie bardzo różnorodnym. Różnorodność ta jest wynikiem wielokrotnego łamania kolejnych symetrii. Spójrzmy na drzewo z jego korzeniami i liśćmi drgającymi na wietrze. Ileż tu jest złamanych symetrii przestrzennych i dynamicznych (związanych z ruchem)! Co więcej, w ogóle dzięki złamanym symetriom możliwe stało się życie organiczne. Nasze ciało i białka, z których jesteśmy zbudowani, noszą na sobie wymowne tego znamiona.

Istnieje w nas jakiś instynkt poszukiwania (utraconych!) symetrii. Uważamy, że coś zrozumieliśmy, jeżeli potrafimy to zredukować do czegoś prostszego, czyli bardziej symetrycznego. Właśnie dlatego dzisiejsza fizyka poszukuje swojej wielkiej unifikacji. Wszystko wskazuje na to, że chcąc znaleźć Ostateczną Symetrię, musimy cofnąć się do Początku.

### Literatura

- [1] A. Einstein, w: *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, red. P. A. Schilpp, The Library of Living Philosophers, Evanston, 1945, 1.
- [2] D. Kramer, H. Stephani, M. M. MacCallum, E. Herlt, *Exact Solutions of Einstein's Field Equations*, Cambridge University Press, 1980.
- [3] H. Weyl, *Space-Time-Matter*, Dover, New York, 1922.
- [4] H. Weyl, *Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss.* 465 (1918).
- [5] H. Weyl, *Ann. Physik* **59**, 101 (1919).
- [6] P. Bergmann, *Introduction to the Theory of Relativity*, Dover, New York, 1976 (pierwsze wyd. 1942).
- [7] H. Weyl, *Zeit. Physik* **56**, 330 (1929).
- [8] V. Fock, *Zeit. Physik* **39**, 226 (1927).
- [9] F. London. *Zeit. Physik* **42**, 375 (1927).
- [10] C. N. Yang, R. L. Mills, *Phys. Rev.* **96**, 191 (1954).
- [11] P. W. B. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964).
- [12] P. W. B. Higgs, *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966).
- [13] J. Schwinger, *Ann. Phys (New York)* **2**, 407 (1956).
- [14] S. L. Glashow, Praca doktorska, Harvard University, 1958.
- [15] A. Salam, w: *Elementary Particle Theory*, red. N. Svartholm, Almquist and Wiksell Förlag, Stockholm, 1968.
- [16] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [17] E. Lubkin, *Ann. Phys. (New York)* **23**, 233 (1963).
- [18] A. Trautman, *Czech. J. Phys.* **B29**, 107 (1963).

- [19] A. Trautman, w: *General Relativity and Gravitation*, t. 1, red. A. Held, Plenum, New York - London, 1980, 287.
- [20] M. E. Mayer, w: *Proc. Conf. on Noncompact Groups in Physics*, red. Y. Chow, Milwaukee, 1965.
- [21] M. E. Mayer, w: *Fibre Bundle Techniques in Gauge Theories*, Lecture Notes in Physics, vol. 67, Springer, Berlin - Heidelberg, 1977, 1.
- [22] H. J. Bernstein, A. V. Phillips, *Sci. Am.* **245**, 94 (1981).
- [23] M. Heller, *Teoretyczne podstawy kosmologii*, PWN, Warszawa, 1988.

Wojciech Królikowski

*Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa*

## Uwagi o sytuacji w teorii cząstek<sup>1</sup>

### Remarks on the situation in particle theory

*Abstract:* A short review of the experimental successes of the Weinberg-Salam model and its difficulties in understanding the origin of fermion generations gives the author an opportunity to make some remarks on the current situation in Particle Theory. Contents of the article: Laws and substance; The experimental glory of Weinberg-Salam model; Axial anomalies as a theoretical element of the standard model; Some concepts concerning the problem of quark and lepton generations.

Na wiosnę bieżącego roku odbyło się w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW konwersatorium Profesora Jerzego Pniewskiego, na którym Krzysztof Rybicki z Krakowa wygłosił prelekcję o sytuacji w eksperymentalnej fizyce cząstek. Prelegent przedstawił nam wówczas obraz ogromnych zespołów fizyków doświadczalnych i ich technicznych pomocników pracujących przy wielkiej aparaturze eksperymentalnej pod kierunkiem utalentowanych menadżerów. Romantyczna nadzieja, częsta i prawidłowa u młodych, zdolnych doświadczalników, że będą kiedyś mieli swoje własne, indywidualne eksperymenty, wydaje się w fizyce cząstek odchodzić w przeszłość.

Nietrudno dostrzec przyczynę tych "wielkoprzemysłowych" zmian w eksperymentalnej fizyce cząstek. Jest nią niewątpliwie sukces dotychczasowego kierunku jej rozwoju, polegającego na szukaniu fizycznej istoty rzeczy w strukturze materii na coraz mniejszych odległościach. Realizacja takiego współczesnego programu Demokryta wymaga oczywiście coraz wyższych energii i coraz bardziej zaawansowanych technik detekcyjnych. Nie jest moim zamiarem komentowanie zagrożeń

---

<sup>1</sup>Wykład wygłoszony na Konwersatorium Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW w dniu 20 listopada 1989 r., w związku z przyznaniem prof. Królikowskiemu Medalu im. Mariana Smoluchowskiego (przyp. Red.).

i naturalnych ograniczeń, które mogą się pojawić w przyszłości przy realizacji tego programu.

Po swym konwersatorium Profesor Pniewski zachęcał Stefana Pokorskiego i mnie do zorganizowania analogicznej prelekcji na temat sytuacji w teoretycznej fizyce cząstek. Myślę, że odczyt Stefana Pokorskiego na wrześniowym Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie poświęcony pytaniu, w jakiej mierze model standardowy można uważać za teorię cząstek, jest związany z inicjatywą Profesora Pniewskiego. Również moje dzisiejsze uwagi są z nią niewątpliwie związane.

## 1. Prawa a substancja

Patrząc na rozwój fizyki z pewną uwagą, można dostrzec dwa różne jej nurty:  
badanie *praw przyrody*

oraz

badanie *składu materii*.

Przejawiają one dwie w zasadzie przeciwstawne tendencje, z jednej strony bowiem odkryliśmy szereg

*uniwersalnych* praw obowiązujących materię niezależnie od jej składu, ale z drugiej strony przekonujemy się coraz bardziej, że skład materii jest wysoce *specyficzny*.

Odkryta uniwersalność praw spowodowała, że fizyka stała się podstawową nauką o przyrodzie, ale z drugiej strony sprawia, że prawa fizyki w zasadzie nie wyznaczają składu materii, który trzeba zatem wprowadzać do teorii na podstawie eksperymentu.

Zilustrujmy powyższą uwagę na kilku przykładach sławnych praw fizyki.

### 1. *Równanie Newtona, albo równanie Schrödingera.*

Tutaj masy i siły działające na masy są *dowolne*.

### 2. *Równania Maxwella.*

Tu naładowana materia tworząca źródła jest *dowolna*.

### 3. *Równania grawitacji Einsteina.*

Tutaj materia tworząca źródła jest *dowolna* ("prawo powszechnego ciężenia").

### 4. *Równania elektrodynamiki kwantowej.*

Tu masy i spiny cząstek naładowanych są *dowolne*, stała sprzężenia  $\alpha$  jest *uniwersalna ale dowolna*; ograniczenia na spiny cząstek (np. o masie zero) mogą pochodzić z warunków wewnętrznej konsystencji teorii.

### 5. *Równania modelu standardowego czyli (a) modelu Weinberga-Salama dla oddziaływań słabych zunifikowanych z elektromagnetycznymi za pomocą*

spontanicznie złamanej symetrii cechowania  $SU_L(2) \times U(1)$  oraz (b) *chromodynamiki kwantowej* dla oddziaływań silnych opartej na ścisłej symetrii cechowania  $SU(3)$ . Tutaj po spontanicznym złamaniu symetrii  $SU_L(2) \times U(1)$  *dowolne* są : masy leptonów naładowanych, kwarków "up" i "down", bozonu  $W^\pm$  i (jeszcze nie obserwowanego) fizycznego bozonu Higgsa (minimalna wersja modelu WS), parametry mieszania pokoleń (generacji)<sup>2</sup> kwarków (4 dla 3 pokoleń) oraz liczba pokoleń leptonów i kwarków. Natomiast *uniwersalne ale dowolne* są stałe sprzężenia  $\alpha$  (oddziaływań elektromagnetycznych) i  $\alpha_s$  (oddziaływań silnych) oraz kąt Weinberga  $\theta_W$ .

Na skutek istniejących w modelu WS *elementów specyficznych* (co należy podkreślić) mamy też listę parametrów *przewidzianych* (minimalna wersja modelu WS, bez poprawek radiacyjnych):

$$\text{masa bozonu Z : } M_Z^2 = M_W^2 / \cos^2 \theta_W ,$$

$$\text{stała Fermiego : } G_F / \sqrt{2} = 4\pi\alpha / 8M_W^2 \sin^2 \theta_W ,$$

$$\text{efektywna stała sprzężenia dla prądu neutralnego : } G_F / \sqrt{2},$$

$$\text{stała sprzężenia } \bar{f}fH \text{ (fermionów z fizycznym bozonem Higgsa):} \\ (G_F \sqrt{2})^{1/2} m_f, \text{ gdzie eksperymentalnie } (G_F \sqrt{2})^{1/2} \simeq 1/250 \text{ GeV},$$

$$\text{stała sprzężenia } W^+W^-H : 2(G_F \sqrt{2})^{1/2} M_W^2 ,$$

$$\text{stała sprzężenia } ZZH : (G_F \sqrt{2})^{1/2} M_Z^2 .$$

Również postaci prądu naładowanego sprzężonego w lagranżjanie z  $W^\pm$  i prądu neutralnego sprzężonego z  $Z$  są przewidziane (obok oczywiście prądu elektromagnetycznego sprzężonego z fotonem):

$$\begin{aligned} & -e \sum_i \bar{\psi}_i Q_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu + \\ & - \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} [\sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2} \psi_i W_\mu^+ + h.c.] + \\ & - \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu [(1 - \gamma^5) \frac{\tau_3}{2} - 2Q_i \sin \theta_W] \psi_i Z_\mu, \end{aligned} \quad (1)$$

gdzie

$$\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i^- \end{pmatrix} \text{ oraz } \begin{pmatrix} u_i \\ \sum_j V_{ij} d_j \end{pmatrix} \quad (2)$$

są polami leptonów oraz kwarków kolejnych pokoleń, zaś  $V = (V_{ij})$  – unitarną macierzą Kobayashi–Maskawy mieszania pokoleń kwarków ( $e = |e|$ ). Na skutek

<sup>2</sup>Czasem zamiast terminu "pokolenia" (generacje) używa się słowa "rodziny". Ostatnim terminem wolę jednak posługiwać się do określania organizacji fermionów "prostopadłej" do pokoleń i mówić: rodzina neutrin  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , rodzina leptonów naładowanych  $e^-, \mu^-, \tau^-$  rodzina kwarków "up" u, c, t, rodzina kwarków "down" d, s, b (patrz dalej Tab. 1).

unitarności  $V^+ = V^{-1}$  *nie występuje* mieszanie pokoleń kwarków w prądzie neutralnym :

$$\sum_i \overline{(Vd)}_i (Vd)_i = \sum_i \bar{d}_i d_i \quad (3)$$

(a jedynie w prądzie naładowanym). Tutaj

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2) &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ Q_i &= \frac{1}{2}\tau_3 + \frac{1}{2}(B - L)_i = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \text{ oraz } \begin{pmatrix} 2/3, & 0 \\ 0, & -1/3 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie odpowiednio

$$(B - L)_i = -1 \text{ oraz } 1/3. \quad (5)$$

We wzorze (1) druga i trzecia suma  $\sum_i$  przedstawia odpowiednio prąd (naładowany) zmieniający ładunek  $J_{CC}^\mu$  i prąd (neutralny) nie zmieniający ładunku  $J_{NC}^\mu$ . Do procesów, w których przekaz pędu  $q^2 \ll M_W^2$  albo  $M_Z^2$ , można stosować w doskonałym przybliżeniu efektywne sprzężenie Fermiego rozszerzone o prąd neutralny :

$$\frac{G}{\sqrt{2}}(J_{CC}^\mu J_{CC\mu}^+ + \rho J_{NC}^\mu J_{NC\mu}), \quad (6)$$

gdzie (minimalna wersja modelu WS, bez poprawek radiacyjnych)

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1. \quad (7)$$

Eksperymentalnie występują 3 pokolenia leptonów i kwarków (kwark t jeszcze nie został odkryty), podane w Tab. 1.

Tablica 1. Leptony i kwarki

I	II	III	Q	kolor	B-L	masy rzędu (GeV)		
$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	singlet	-1	0	0	0
$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1	singlet	-1	$0,5 \times 10^{-3}$	$10^{-1}$	1
u	c	t(?)	2/3	tryplet	1/3	$10^{-2}$	1	$10^2(?)$
d	s	b	-1/3	tryplet	1/3	$10^{-2}$	$10^{-1}$	$0,5 \times 10$

Przykłady 1 – 5 pokazują, że w miarę przybywania informacji eksperymentalnych o składzie materii problem jej składu staje się coraz bardziej istotny poznawczo (cnota uniwersalności w przykładach 1 – 4 staje się przywarą w przykładzie 5).

Z drugiej strony model standardowy wprowadził do teorii pola *specyficzne* elementy, które są jego istotnym odkryciem (podkreślimy te elementy w rozdz.3). Jednakże problem wartości stałych sprzężenia, problem pochodzenia i widma mas oraz problem pochodzenia, liczby i mieszania pokoleń pozostają na jego gruncie

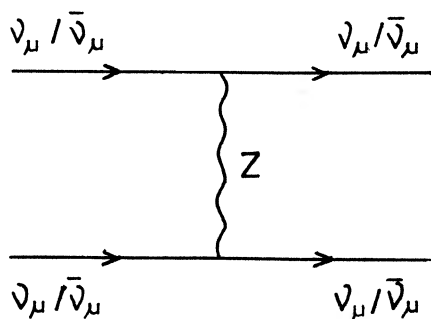
całkowicie *otwarte* (o problemie pokoleń będziemy mówić w rozdz.4). One wydają się istotą tego, co można by nazwać (przyszłą) *teorią cząstek*.

## 2. Gloria eksperymentalna modelu Weinberga–Salama

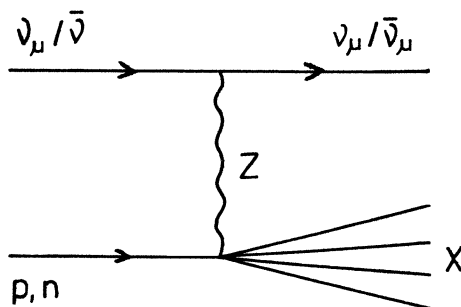
Ostatnie 15 lat było niezwykle szczęśliwe dla modelu WS i eksperymentatorów pracujących nad jego weryfikacją. Dokonano w tym okresie dwu zasadniczych odkryć eksperymentalnych: istnienia w przyrodzie przewidywanych przez model WS słabych prądów neutralnych oraz przewidywanych przezeń bozonów  $W^\pm$  i  $Z$  pośredniczących w słabych oddziaływaniach. Przy tym, cechy odkrytych obiektów fizycznych okazały się jakościowo i ilościowo zgodne z modelem WS.

Chciałbym zilustrować te sukcesy na przykładach kilku grup eksperymentów.

1. *Neutrinowe eksperymenty z prądami neutralnymi*. Badano w nich rozpraszanie  $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$  zarówno elastyczne (rys.1), jak i głęboko nieelastyczne (rys.2), sumu-



Rys.1. Schemat rozpraszania elastycznego neutrin mionowych  $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + e^-$



Rys.2 Rozpraszanie głęboko nieelastyczne neutrin mionowych  $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + X$

jące wszystkie dostępne kanały inkluzywne (drugie z tych procesów dostarczyły



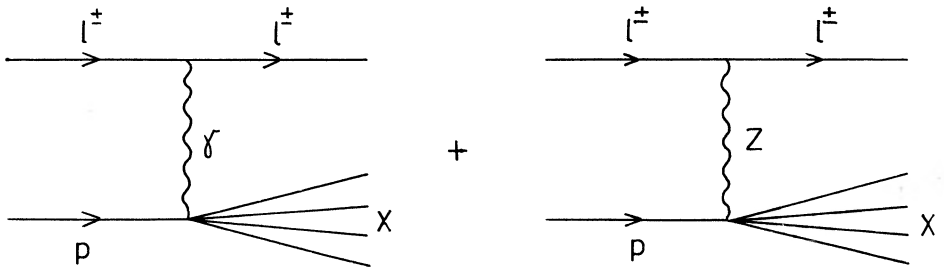
nieporównanie więcej materiału doświadczalnego niż pierwsze). Eksperymenty te udowodniły, że prądy neutralne istnieją (Gargamelle w CERN-ie, 1973) i mają strukturę przewidzianą przez model WS. Według jednej z ostatnich analiz danych doświadczalnych

$$\sin^2 \theta_W = 0.232 \pm 0.04 \pm [0.008],$$

$$\rho \equiv \frac{M_W}{M_Z \cos \theta_W} = 0.999 \pm 0.013 \pm [0.008], \quad (8)$$

gdzie liczba w nawiasie kwadratowym oznacza niepewność teoretyczną związaną z definicją znormalizowanego  $\sin^2 \theta_W$ .

2. *Interferencyjne eksperymenty  $\gamma$ -Z w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu leptonów naładowanych.* Badają one rozpraszanie głęboko nieelastyczne leptonów  $l^\pm$  (rys.3), prowadząc do wniosków konsystentnych z eksperymentami (1). Tutaj



Rys.3 Rozpraszanie głęboko nieelastyczne leptonów naładowanych  $l^\pm + p \rightarrow l^\pm + X$

efekt interferencji  $\gamma$ -Z jest drobny dla przekazu pędu  $q^2 \ll M_Z^2$ , gdyż amplituda rozpraszania  $T$  daje nam

$$|T|^2 = |T_\gamma + T_Z|^2 \stackrel{q^2 \ll M_Z^2}{\sim} \left| \frac{e^2}{q^2} + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \right|^2 \sim |T_\gamma|^2 \left( 1 + \frac{G_F \sqrt{2} q^2}{e^2} \right), \quad (9)$$

gdzie

$$\frac{G_F \sqrt{2} q^2}{e^2} \sim 10^{-4} \left( \frac{q}{\text{GeV}} \right)^2, \quad (10)$$

aby więc odjąć dominujący efekt wymiany  $\gamma$  mierzy się różne *asymetrie*. W klasycznym eksperymencie SLAC-Yale (1979) zmierzono na tarczy deuteronowej *asymetrię polaryzacyjną* :

$$\frac{d\sigma_{e^-R} - d\sigma_{e^-L}}{d\sigma_{e^-R} + d\sigma_{e^-L}} \stackrel{q^2 \ll M_Z^2}{\sim} -\frac{G_F \rho q^2}{\sqrt{2} \pi \alpha} \left[ \frac{9}{20} - \sin^2 \theta_W + \left( \frac{9}{20} - \frac{9}{5} \sin^2 \theta_W \right) f(y) \right], \quad (11)$$

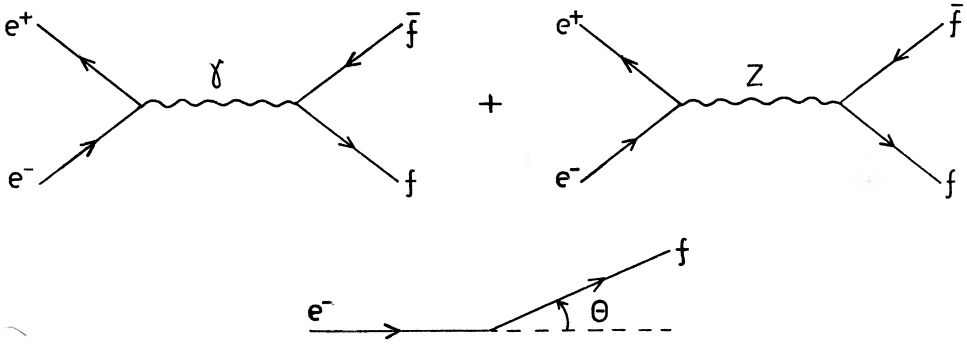
gdzie

$$f(y) = \frac{1 - (1 - y)^2}{1 + (1 + y)^2}, \quad y_{\text{Lab}} = \frac{E_l - E'_l}{E_l}, \quad (12)$$

zaś  $e_L^-/e_R^-$  oznacza składową elektronu o chiralności L/R (lewej/prawej):  $e_{L,R}^- = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)e^-$ , a więc praktycznie o polaryzacji tył/przód (dla szybkiego elektronu można zaniedbać masę spoczynkową). W równie klasycznym mionowym eksperymencie w CERN-ie (1984) zmierzono na tarczy  $^{12}\text{C}$  *asymetrię mieszaną* :

$$\frac{d\sigma_{\mu^+R} - d\sigma_{\mu^-L}}{d\sigma_{\mu^+R} + d\sigma_{\mu^-L}} \stackrel{q^2 \ll M_Z^2}{=} -\frac{9G_F\rho q^2}{10\sqrt{2}\pi\alpha}(1 - 2\sin^2\theta_W)f(y). \quad (13)$$

3. *Interferencyjne eksperymenty  $\gamma$ -Z z produkcją par fermionowych.* Badano w nich produkcję par  $\bar{f}f$  w zderzeniach  $e^+e^-$  (rys.4) uzyskując wyniki zgodne z



Rys.4. Produkcja par fermionowych  $e^+ + e^- \rightarrow \bar{f} + f$

modelem WS. Tutaj różniczkowy przekrój czynny jest dany wzorem

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2s} [(1 + \cos^2\theta)F_1(s) + 2\cos\theta F_2(s)] \quad (14)$$

( $\sqrt{s}$  – energia w układzie środka masy), gdzie  $F_1(s)$  i  $F_2(s)$  są znanymi funkcjami  $s$ , przy czym  $F_1(s) - 1$  oraz  $F_2(s)$  zawierają mianownik rezonansowy  $(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2$  odpowiadający formowaniu się w stanie pośrednim bozonu Z. Funkcja  $F_2(s)$  opisuje efekt interferencji  $\gamma$ -Z, który można mierzyć za pośrednictwem *asymetrii przód-tył*:

$$\frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3F_2(s)}{4F_1(s)} \times \left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ dla leptonu} \\ 3 \text{ dla kwarku} \end{array} \right\}, \quad (15)$$

gdzie  $\sigma_F/\sigma_B$  są całkowitymi przekrojami czynnymi dla półkul przedniej/tylnej. Dla  $\sqrt{s} \ll M_Z$

$$\frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \simeq -\frac{3}{32\sin^2\theta_W\cos^2\theta_W} \frac{s}{M_Z^2} \times \left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ dla leptonu} \\ 3 \text{ dla kwarku} \end{array} \right\}, \quad (16)$$

gdzie współczynnik przy  $s$  słabo zależy od precyzyjnej wartości  $\sin^2 \theta_W$ . Dla  $\sqrt{s} \simeq M_Z$

$$\frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \simeq 3(1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2 \times \left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ dla leptonu} \\ 3 \text{ dla kwarku} \end{array} \right\}, \quad (17)$$

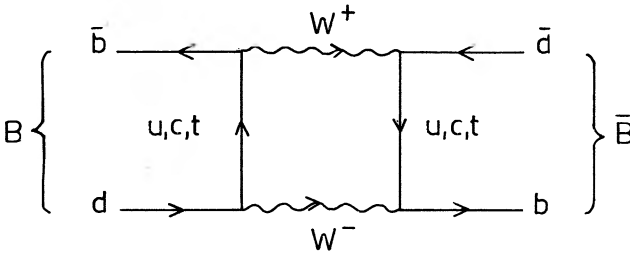
gdzie zależność od  $\sin^2 \theta_W$  jest silna, bo jest faktem eksperymentalnym, że  $\sin^2 \theta_W \simeq 1/4$ , można więc tu mierzyć  $\sin^2 \theta_W$  precyzyjnie. Planuje się takie pomiary w CERN-ie (LEP), aby zweryfikować poprawki radiacyjne wynikające z modelu WS. Asymetrię przód-tył dla par kwarków  $b\bar{b}$  (jako składników par mezonów  $B\bar{B}$ ), zmierzono w SLAC-u (PEP, 1984) i w DESY (PETRA, 1984) dopuszczając trzy możliwości dla słabego izospinu kwarku  $b$ :

$$\begin{array}{ll} b_L - \text{dublet, } b_R - \text{singlet} & (\text{model WS}), \\ b_L - \text{singlet, } b_R - \text{singlet} & (\text{nie ma kwarku } t), \\ b_L - \text{singlet, } b_R - \text{dublet} & (\text{chiralność odwrócona}), \end{array}$$

gdzie  $b_{L,R} = 1/2(1 \mp \gamma^5)b$ . Wtedy dla  $\sqrt{s} \ll M_Z$  mamy odpowiednio

$$\frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \simeq \frac{9}{32 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{s}{M_Z^2} \left\{ \begin{array}{l} -1 \\ 0 \\ 1 \end{array} \right\}. \quad (18)$$

Skompilowane wyniki tych eksperymentów wybrały wartość  $-1$  spośród  $\left\{ \begin{array}{l} -1 \\ 0 \\ 1 \end{array} \right\}$ , mianowicie dały  $-0.84 \pm 0.21$ , a skorygowane później (1988) na efekt mieszania  $B-\bar{B}$  (rys5) –wartość  $-1.08 \pm 0.29$ , co zgadza się z modelem WS, w którym  $b_L$



Rys.5 Mieszanie  $B-\bar{B}$

tworzy razem z  $t_L$  dublet słabego izospinu. Rezultat ten świadczy pośrednio za istnieniem kwarku  $t$ .

4. *Eksperymenty nad produkcją  $W^\pm$  i  $Z$  oraz kształtem rezonansu  $Z$ .* W sławnych eksperymentach w CERN-ie (Sp $\bar{p}$ S, 1983) znaleziono bezpośrednio  $W^\pm$  i  $Z$ .

W ostatnich eksperymentach w CERN-ie (LEP, 1989) i w Stanfordzie (SLC, 1989) zmierzono bezpośrednio szerokość i wysokość rezonansu Z w zderzeniach  $e^+e^-$ . Eksperymenty te udowodniły naocznie, że istnieją bozony  $W^\pm$  i Z pośredniczące w słabych oddziaływaniach. Ich masy

$$M_W \simeq 80\text{GeV}, M_Z \simeq 91\text{GeV} \quad (19)$$

są zgodne z modelem WS. Szerokość i wysokość rezonansu Z zgadza się z modelem WS zawierającym 3 pokolenia lekkich neutrin ( $2m_\nu < M_Z$ ), co implikuje istnienie 3 pokoleń leptonów i kwarków, jeśli wszystkie neutrino są lekkie (założono przy tym w zgodzie z innymi analizami eksperymentalno-teoretycznymi, że  $2m_t > M_Z$ ).

5. *Precyzyjne eksperymenty weryfikujące poprawki radiacyjne wynikające z modelu WS* są już w zasięgu ręki. W przypadku pozytywnej weryfikacji model WS uzyska rangę *realistycznej kwantowej teorii pola* (taką, jaką ma od dawna jego część: elektrodynamika kwantowa). Problem istnienia fizycznego bozonu Higgsa pozostanie jednak *otwarty* (chyba, że bozon ten zostanie w międzyczasie odkryty).

### 3. Aksjalne anomalie jako element teoretyczny modelu standardowego

Najlepiej znanym elementem teoretycznym modelu WS (o nie wyjaśnionej jeszcze głębszej naturze fizycznej) jest mechanizm uzyskiwania masy przez bozony  $W^\pm$  i Z oraz fermiony naładowane poprzez proces *spontanicznego łamania* symetrii  $SU_L(2) \times U(1)$ . Agentem tego procesu jest (w wersji minimalnej modelu WS) dublet skalarnych bozonów Higgsa o ładunkach 1 i 0, z których neutralny uzyskuje (z założenia) w próżni fizycznej niezerową wartość średnią równą  $(\sqrt{8}G_F)^{-1/2}$  łamiąc w ten sposób  $SU_L(2) \times U(1)$ . Drgania neutralnego pola Higgsa wokół tej wartości średniej wytwarzają (jeszcze nie odkryty) fizyczny bozon Higgsa, zaś trzy pozostałe rzeczywiste pola zawarte w zespolonym dublecie Higgsa nadają podłużne części masowym polom wektorowym  $W_\mu^\pm$  i  $Z_\mu = W_\mu^0 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W$ , podczas gdy wektorowe pole fotonów  $A_\mu = W_\mu^0 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W$  pozostaje bezmasowe i poprzeczne. Takie wprowadzenie mas dla  $W^\pm$  i Z zachowuje renormalizowalność pierwotnej teorii Yanga–Millsa o niezłamanej symetrii  $SU_L(2) \times U(1)$ , której bozonami cechowania są bezmasowe  $W^\pm$  i  $W^0$  oraz B. Stała sprzężenia  $g$  bozonów  $W^\pm$  i  $W^0$  do 3 prądów grupy  $SU_L(2)$  i stała sprzężenia  $g'$  bozonu B do prądu grupy  $U(1)$  są po spontanicznym złamaniu symetrii  $SU_L(2) \times U(1)$  powiązane (z założenia) relacją  $g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e$  gwarantującą bezmasowość fotonu sprzężonego z prądem elektromagnetycznym ze stałą sprzężenia  $e$ .

Chciałbym zwrócić uwagę na fakt, że budowa prądów fermionowych zawiera w sobie dwie podstawowe *specyficzne* korelacje, które są fenomenologicznym od-

kryciem prawdopodobnie o istotnym znaczeniu dla (przyszłej) teorii cząstek. Są to :

1. "korelacja chiralna" między skrętnością L/R fermionów a ich słabym izospinem:

L ↔ słaby izospin 1/2,

R ↔ słaby izospin 0,

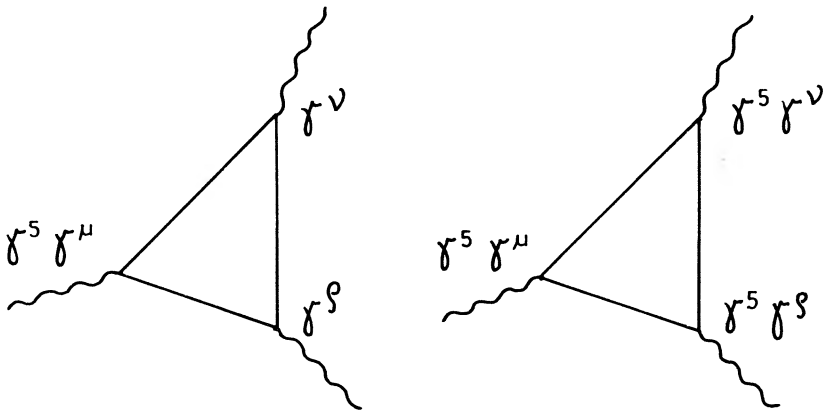
2. "korelacja kolorowa" między kolorem fermionów a ich ładunkiem elektrycznym:

kolorowy singlet ↔ ładunek 0,-1,

kolorowy tryplet ↔ ładunek 2/3,-1/3.

Ważnym elementem teoretycznym modelu standardowego jest fakt, że korelacje te można zrozumieć, a w każdym razie powiązać ze sobą, poprzez wymóg wewnętrznej *konsystencji* teorii.

Okazuje się mianowicie, że korelacja chiralna (1) pociąga za sobą pojawienie się w modelu standardowym tzw. *aksjalnych anomalii*, które  *dodają się do prądów aksjalnych i razem sprzęgają do pól cechowania*. Anomalie te są dane przez trójkątne diagramy Feynmana przedstawione na rys.6, gdzie wzdłuż boków



Rys.6 Anomalie aksjalne

trójkąta propagują się fermiony występujące w modelu standardowym. Gdy w wierzchołku  $\gamma^5 \gamma^\mu$  pojawia się sprzężenie do pól cechowania, diagramy te prowadzą do rozbieżności nie dających się usunąć poprzez procedurę renormalizacji. Wtedy jedynym ratunkiem dla wewnętrznej konsystencji teorii jest wzajemne kasowanie się aksjalnych anomalii. W modelu standardowym zachodzi to, gdy

$$\sum Q = 0, \quad (20)$$

gdzie suma rozciąga się na wszystkie rodzaje występujących fermionów. Warunek (20) rzeczywiście jest tu spełniony (w każdym pokoleniu fermionów osobno) dzięki korelacji kolorowej (2): np. dla pierwszego pokolenia  $\nu_e, e^-, u, d$

$$0 - 1 + \frac{2}{3} \times 3 - \frac{1}{3} \times 3 = 0. \quad (21)$$

Widzimy, że warunek (20) nie może niestety wyznaczyć liczby pokoleń.

Jak dobrze wiadomo, aksjalne anomalie nie sprzężone w wierzchołku  $\gamma^5 \gamma^\mu$  do pól cechowania mogą nie prowadzić do rozbieżności nawet, gdy się nie kasują. Na przykład pierwszy diagram na rys.6 sprzężony w wierzchołku  $\gamma^5 \gamma^\mu$  do  $\partial_\mu \pi^0$ , gdzie  $\pi^0$  jest polem neutralnego pionu, a w wierzchołkach  $\gamma^\nu$  i  $\gamma^\rho$  do pola elektromagnetycznego, opisuje poprawnie rozpad  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , gdy wzdłuż boków trójkąta rozchodzą się kwarki  $u$  i  $d$  w trzech kolorach (one tylko spośród kwarków sprzęgają się do  $\pi^0$  posiadającego silny izospin). Ostatnio zwrócono uwagę, że podobny mechanizm oparty na aksjalnej anomalii powinien w zasadzie dawać rozpad  $Z \rightarrow \pi^0 \gamma$ .

W tym miejscu może warto zauważyć, że warunek kasowania się aksjalnych anomalii jest spełniony nie tylko w modelu standardowym, ale także w modelu złożonym, w którym leptony  $\nu_e$  i  $e^-$  są w dalszym ciągu *elementarne*, zaś kwarki  $u$  i  $d$  stają się *stanami związanymi* (abelową siłą cechowania analogiczną do elektromagnetycznej) pewnych obiektów bardziej elementarnych (preonów):

$$u = E^+ \phi, \quad d = N_E \phi. \quad (22)$$

Tutaj preony  $E^+, N_E$  są kolorowymi singletami o ładunku 1, 0, spinie 1/2 i  $B - L = 1$ , sprzężonymi do  $W^\pm$  i  $Z$  jak  $\nu_e, e^-$  (*mutatis mutandis*), zaś preon  $\phi$  jest kolorowym trypletem o ładunku -1/3, spinie 0 i  $B - L = -2/3$ . Dla kwarków  $c, s$  oraz  $t, b$  mamy konstrukcję analogiczną za pomocą nowych fermionowych preonów  $M^+, N_M$  oraz  $T^+, N_T$ , ale ciągle tego samego bozonowego preonu  $\phi$ . W tym modelu warunek kasowania się aksjalnych anomalii ma również postać (20) i również jest spełniony (w każdym pokoleniu fermionów osobno): np. dla pierwszego pokolenia  $\nu_e, e^-, E^+, N_E$

$$0 - 1 + 1 + 0 = 0. \quad (23)$$

Dla rozpadu  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  poprzez aksjalną anomalię dostaje się w tym modelu dokładnie ten sam wynik, co w modelu standardowym. Tu wzdłuż boków trójkąta rozchodzą się fermionowe preony  $E^+, N_E$  (o silnym izospinie 1), przy czym  $N_E$  odpręga się jako neutralny.

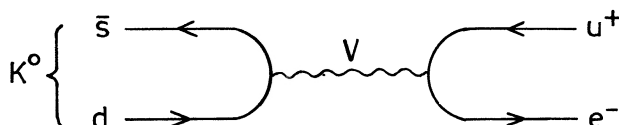
Założenie przyjęte w powyższym modelu, że nowa siła cechowania wiążąca preony jest abelowa, powoduje z jednej strony możliwość rozbicia kwarków w zderzeniach bardzo wysokiej energii (brak uwięzienia preonów), a z drugiej strony

pewną ważną konsekwencję przy niskich energiach. Mianowicie, kwarki oraz zbudowane z nich nukleony, choć neutralne ze względu na nowy ładunek typu elektrycznego, powinny posiadać nowe niezerowe momenty typu magnetycznego wytwarzające między nimi nowe oddziaływania typu magnetycznego. Możliwość eksperymentalnego odkrycia takich hipotetycznych sił w układach spolaryzowanych nukleonów badaliśmy ostatnio razem z Ryszardem Sosnowskim i Sławomirem Wycechem. Doszliśmy do wniosku, że znane obecnie fakty doświadczalne nie wykluczają możliwości takich sił, nawet o znacznym natężeniu.

#### 4. Niektóre koncepcje związane z problemem pokoleń leptonów i kwarków

Jest to w tej chwili kluczowy problem fizyki cząstek, wykraczający poza model standardowy. Może nie jest jednak tak podstawowy i trudny, jak problem pochodzenia i widma mas. Chciałbym omówić kilka możliwych hipotez pochodzenia fenomenu pokoleń.

1. *Pokolenia fermionów tworzą tryplet nowej, spontanicznie złamanej symetrii cechowania np.  $SU(3)$ .* W tym przypadku nowe bozony cechowania  $V$  musiałyby uzyskiwać dostatecznie wielkie masy, aby stłumić nieobserwowane przejścia między pokoleniami bez zmiany ładunku np.  $K^0 \rightarrow \mu^+ e^-$  (rys.7). Implikuje to



Rys.7. Rozpad  $K^0 \rightarrow \mu^+ + e^-$

wielką skalę energetyczną nowych oddziaływań :

$$\Lambda_V \sim \frac{M_V}{g_{e\mu V}} \gtrsim 10 - 100 \text{ TeV.} \quad (24)$$

Powstaje pytanie, dlaczego  $\Lambda_V \gg \Lambda_W$ , gdzie

$$\Lambda_W \sim \frac{M_W}{g_{e\nu_e W}} \approx 100 \text{ GeV} \quad (25)$$

jest skalą energetyczną oddziaływań słabych. Hipoteza ta stałaby się atrakcyjna, gdyby zaobserwowano jakieś przejście między pokoleniami fermionów bez zmiany ładunku.

2. *Leptony oraz/albo kwarki są złożone z obiektów bardziej elementarnych (preonów) i to w taki sposób, że pojawia się fenomen pokoleń.* Przy tej hipotezie można rozważać luźną analogię między pokoleniami

I	$\nu_e$	$e^-$	u	d
II	$\nu_\mu$	$\mu^-$	c	s
III	$\nu_\tau$	$\tau^-$	t(?)	b

(tutaj przestawiłem wiersze i kolumny w porównaniu z naszą poprzednią tablicą 1) a wierszami układu periodycznego atomów. Tej tablicy pokoleń nie udaje się jednakże budować poziomo i pionowo przez dołączanie tych samych składników, jak to ma miejsce dla tablicy Mendelejewa. Powodem jest konieczność kasowania się aksjalnych anomalii i brak przejść między pokoleniami z zachowaniem ładunku. Na przykład w modelu złożonym opisanym w rozdz. 3 trzeba wprowadzić 3 pokolenia fermionowych preonów. Hipoteza złożonych leptonów oraz/albo kwarków stałaby się wyraźnie atrakcyjna, gdyby pojawiły się w eksperymencie jakieś ich stany wzbudzone, w szczęśliwej analogii do stanów wzbudzonych atomów (lub stanów wzbudzonych jąder czy hadronów).

Mówiąc o hipotezie złożonych fermionów należy wskazać na pewną zasadniczą różnicę między atomami a leptonami i kwarkami, a także nukleonami. Mianowicie dla atomów dzięki brakowi uwięzienia elektronów przez abelową siłę elektromagnetyczną zachodzi

$$r_{\text{atom}} \sim \frac{1}{\sqrt{m_e^2 - E_e^2}} \sim \frac{1}{\alpha m_e} \gg \frac{1}{m_e} \gg \frac{1}{M_{\text{atom}}}, \quad (26)$$

podczas gdy dla leptonów i kwarków z doświadczenia wiemy (nie obserwujemy dotąd struktury leptonów i kwarków:  $l_{e,q} \lesssim 10^{-16}$  cm), że

$$r_{l,q} \ll \frac{1}{m_{l,q}}, \quad (27)$$

natomiast dla nukleonów na skutek uwięzienia kwarków przez nieabelową siłę kolorową o skali energetycznej  $\Lambda_{\text{QCD}}$  mamy

$$r_N \sim \frac{1}{\Lambda_{\text{QCD}}} \sim \frac{1}{m_N}. \quad (28)$$

Widzimy, że mechanizm wiązania preonów w leptonach oraz/albo kwarkach musiałby być różny od mechanizmów wiązania elektronów w atomie i kwarków w nukleonie. Potrzebny byłby tu *mechanizm chroniący* przed powstawaniem wielkich mas. Rozważmy tę sprawę osobno dla sił nieabelowych i abelowych.

(a) Przypadek sił nieabelowych o wielkiej skali energetycznej  $\Lambda_C$  wiążących (a nie tylko wiążących) bezmasowe preony:

$$r_{l,q} \sim \frac{1}{\Lambda_C} - \text{bardzo małe}, \quad (29)$$



a z drugiej strony

$$m_{l,q} = 0, \quad (30)$$

jeśli *symetria chiralna* (niezmienniczość przy transformacji  $\Psi \rightarrow \gamma^5 \Psi$ ) *nie jest spontanicznie łamana* (tak mogłoby być dla chiralnych sił wiążących). Jest to sytuacja odmienna niż w chromodynamice kwantowej, gdzie siły (także) nieabelowe wiążą (także) bezmasowe kwarki: tutaj symetria chiralna *jest spontanicznie łamana* (przez tzw. kondensaty kwarkowe), zezwalając na dużą masę  $m_N$  (tutaj jednak siły wiążące nie są chiralne: zachowują parzystość).

(b) Przypadek sił abelowych wiążących (ale nie wiążących) bardzo masywne preony :

$$r_{l,q} \sim \frac{1}{\sqrt{M_{\text{preon}}^2 - m_{l,q}^2}} \sim \frac{1}{M_{\text{preon}}} \text{ – bardzo małe,} \quad (31)$$

a z drugiej strony

$$m_{l,q} \ll M_{\text{preon}} \quad (32)$$

*może wynikać z kinematyki relatywistycznej.* Analogia: cząstka Diraca związana w zewnętrznym potencjale  $V = -A^2/r$  typu wektorowego ( $E - V$ ) bądź typu skalarnego ( $m + V$ ). Wówczas widmo jest dane odpowiednio wzorem

$$E = m \left\{ 1 \pm \left[ \frac{A^2}{n - j - 1/2 + \sqrt{(j + 1/2)^2 \mp A^4}} \right]^2 \right\}^{\mp 1/2} \stackrel{\text{NR}}{\cong} m - \frac{A^4 m}{2n^2} + 0(A^4). \quad (33)$$

Widzimy, że w stanie podstawowym ( $n=1, j=1/2$ ) w pierwszym przypadku  $E \rightarrow 0$  dla  $A^2 \rightarrow 1$ , a w drugim  $E \simeq m/A^2 \simeq 0$  dla  $A^2 \gg 1$ .

3. *Pokolenia fermionowe wynikają z teorii superstrun.* Jest to ambitna teoria, atrakcyjna matematycznie i filozoficznie, będąca kontynuacją idei Einsteina o unifikacji wszystkich oddziaływań poprzez geometrię. Wymaga jednak akceptacji kilku drastycznych przypuszczeń:

- (a) Wszystkie cząstki modelu standardowego mają swoich supersymetrycznych partnerów (partnerów ze względu na *supersymetrię* tzn. niezmienniczość przy transformacji fermiony  $\leftrightarrow$  bozony), z których żaden dotąd nie jest obserwowany.
- (b) Czasoprzestrzeń ma więcej wymiarów niż 3+1, mianowicie 9+1, z których 6 zamyka się w sobie spontanicznie (*kompaktyfikacja*). Wymiar 9+1 związany tu jest z postulatem supersymetrii.

- (c) Obiektami elementarnymi w tej czasoprzestrzeni są tzw. *superstruny* o rozmiarach rzędu długości Plancka  $\sqrt{G_N} \simeq 1.6 \times 10^{-33}$  cm i tak napiętych, że ich energie wzbudzenia są rzędu masy Plancka  $1/\sqrt{G_N} \simeq 2.2 \times 10^{-5} \text{g} = 1.2 \times 10^{19}$  GeV, gdzie  $G_N$  jest stałą grawitacyjną Newtona. Wzdłuż superstruny określone jest pole bozonowe wychyleń wektorowych (mechanicznych) oraz supersymetryczne z nim pole (pola) fermionowe "wychyleń spinorowych". W najpopularniejszej swej wersji (tzw. struna heterotyczna) superstruny są zamknięte.

Wszystkie cząstki modelu standardowego wraz z ich postulowanymi superpartnerami tworzyłyby silnie zdegenerowany stan podstawowy superstruny o masie praktycznie równej zero w porównaniu z masą Plancka (tzn. energią wzbudzenia superstruny). Teoria superstrun przewiduje fenomen pokoleń fermionów (powtarzania się multipletów fermionów), ale konieczność kompaktyfikacji 6 wymiarów czasoprzestrzeni wnosi w tę sprawę element daleko idącej dowolności (związanej z nieznaną topologią skompaktyfikowanej części przestrzeni) tak, że teoria superstrun nie określa (obecnie) ani rodzaju wynikających z niej pokoleń, ani ich liczby (czy kiedyś będzie mogła określić wiarygodnie nie jest sprawą oczywistą).

4. *Pokolenia fermionów tworzą pewien ciąg (na ogół) przywiedlnych reprezentacji algebry macierzy Diraca (wyznaczalną przez tę algebrę)*. Możliwość ta, którą zajmowałem się ostatnio, sprowadza się do pytania, czy pomysł Diraca wyciągnięcia pierwiastka kwadratowego z d'alambercjanu  $p^2 = \square$  nie prowadzi w pewien sposób do fenomenu pokoleń fermionowych. Rzeczywiście, wychodząc z równania Diraca

$$[\Gamma^\mu(p_\mu - eA_\mu) - m]\psi = 0, \quad (34)$$

gdzie

$$\{\Gamma^\mu, \Gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}, \quad (35)$$

zauważamy, że istnieje ciąg reprezentacji dla macierzy  $\Gamma^\mu$  mający postać

$$\Gamma^\mu = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N \gamma_i^\mu \quad (N = 1, 2, 3, \dots), \quad (36)$$

o ile macierze  $\gamma_i^\mu$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) spełniają następujące relacje antykomutacyjne:

$$\{\gamma_i^\mu, \gamma_i^\nu\} = 2g^{\mu\nu}, \quad \{\gamma_i^\mu, \gamma_j^\nu\} = 0 \text{ dla } i \neq j. \quad (37)$$

Wprowadźmy teraz nowe macierze  $\Gamma_i^\mu$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) w taki sposób, w jaki w zagadnieniu  $N$  ciał definiuje się współrzędne środka masy i współrzędne wewnętrzne

(dla równych mas):

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_1^\mu &= \Gamma^\mu && \text{-- "prędkość środka masy"}, \\ \Gamma_2^\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\gamma_1^\mu - \gamma_2^\mu) \\ \Gamma_3^\mu &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\gamma_1^\mu + \gamma_2^\mu - 2\gamma_3^\mu) \\ \dots\dots\dots \\ \Gamma_N^\mu &= \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \text{-- "prędkości wewnętrzne"}. \quad (38)$$

Przekonujemy się, że dla  $\Gamma_i^\mu$  ( $i=1,2,\dots,N$ ) zachodzą relacje antykomutacyjne typu (37)

$$\{\Gamma_i^\mu, \Gamma_i^\nu\} = 2g^{\mu\nu}, \quad \{\Gamma_i^\mu, \Gamma_j^\nu\} = 0 \text{ dla } i \neq j, \quad (39)$$

a stąd, że macierze tensora spinu

$$\sum_i^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\Gamma_i^\mu, \Gamma_i^\nu] \quad (40)$$

komutują dla różnych  $i$ . Również macierze spinu  $\sum_i = (\sum_i^{23}, \sum_i^{31}, \sum_i^{12})$  komutują dla różnych  $i$  oraz podobnie macierze chiralności

$$\Gamma_i^5 = i\Gamma_i^0\Gamma_i^1\Gamma_i^2\Gamma_i^3 \quad (i = 1, 2, \dots, N). \quad (41)$$

Przedstawmy teraz funkcję falową  $\Psi$  występującą w równaniu Diraca (34) w reprezentacji, w której indeksy bispinorowe Diraca  $\alpha_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) są zdefiniowane przez wartości własne  $\sum_i^3 \equiv \sum_i^{12} = \pm 1$  oraz  $\Gamma_i^5 = \pm 1$ :

$$\Psi = (\Psi_{\alpha_1\alpha_2\dots\alpha_N}). \quad (42)$$

Wówczas równanie (34) przyjmuje postać

$$[\gamma^\mu(p_\mu - eA_\mu) - m]\Psi = 0, \quad (43)$$

gdzie  $\gamma^\mu$  są zwykłymi macierzami Diraca  $4 \times 4$  działającymi na *pierwszy* indeks  $\alpha_1$ , zaś indeksy  $\alpha_2, \dots, \alpha_N$  są tu *wolne* (chyba, że  $m$  jest zbudowane z  $\Gamma_2^\mu, \dots, \Gamma_N^\mu$ ). Widzimy stąd, że pole magnetyczne dostrzega **tylko** pierwszy indeks Diraca  $\alpha_1$ , więc cząstka ma tu "widzialny" spin  $1/2$  a poza tym  $N - 1$  "ukrytych" spinów  $1/2$ .

Można się przekonać, że dla  $N = 2$  nasze równanie (43) jest równoważne tzw. równaniu Kählera (1962), które wyciąga pierwiastek kwadratowy z d'alambercjanu w przestrzeni tensorów antysymetrycznych tzn. dla spinu  $0 \oplus 1$ . Nasz ciąg  $N = 1, 2, 3, \dots$  uogólnia zatem zarówno oryginalne równanie Diraca ( $N = 1$ ), jak i równanie Kählera ( $N = 2$ ) na dowolne  $N$ , realizując procedurę pierwiastka Diraca dla spinu  $\frac{1}{2} \oplus \frac{3}{2} \oplus \dots \oplus \frac{N}{2}$ , gdy  $N \geq 1$  nieparzyste oraz  $0 \oplus 1 \oplus \dots \oplus \frac{N}{2}$ , gdy

$N \geq 2$  parzyste. Idea dalszego naszego postępowania będzie polegała na tym, aby wykorzystać "ukryte" spiny  $1/2$  i "ukryte" chiralności  $\pm 1$  opisane przez indeksy  $\alpha_2, \dots, \alpha_N$  do konstrukcji pokoleń fermionów. Jeśli zarówno "operatory ruchu środka masy"  $x^\mu, p_\mu, \Gamma^\mu = \Gamma_1^\mu$  jak i "operatory ruchu wewnętrznego"  $\Gamma_2^\mu, \dots, \Gamma_N^\mu$  podlegają teorii względności, wówczas gęstość prawdopodobieństwa, która jest czasową składową czterowektora, trzeba opisywać funkcją:

$$\Psi^+ \eta_N \Gamma_2^0 \dots \Gamma_N^0 \Psi > 0, \quad (44)$$

gdzie  $\eta_N$  jest czynnikiem fazowym potrzebnym na to, aby iloczyn  $\eta_N \Gamma_2^0 \dots \Gamma_N^0$  był macierzą hermitowską (wtedy  $(\eta_N \Gamma_2^0 \dots \Gamma_N^0)^2 = 1$ ). Nierówność (44) narzuca na funkcję falową warunek więzów

$$\eta_N \Gamma_2^0 \dots \Gamma_N^0 \Psi = \Psi \quad (45)$$

eliminujący jej składową odpowiadającą wartości własnej  $-1$  macierzy  $\eta_N \Gamma_2^0 \dots \Gamma_N^0$ . Zachowanie prawdopodobieństwa implikuje (w przypadku wzoru (44) na gęstość prawdopodobieństwa) równanie ciągłości postaci

$$\partial_\mu (\Psi^+ \eta_N \Gamma_1^0 \Gamma_2^0 \dots \Gamma_N^0 \Gamma_1^\mu \Psi) = 0. \quad (46)$$

Z równania Diraca (34) wynika, że równanie ciągłości (46) zachodzi wtedy i tylko wtedy, gdy  $N$  jest nieparzyste :

$$N = 1, 3, 5, \dots, \quad (47)$$

zaś  $m$  takie, że

$$[m, \Gamma_1^0 \Gamma_2^0 \dots \Gamma_N^0] = 0 \quad (48)$$

(przy czym zawsze  $[m, \Gamma_1^0] = 0$ ). Wtedy macierz  $\eta_N \Gamma_2^0 \dots \Gamma_N^0$  występująca w warunku więzów (45) konsystentnie komutuje z hamiltonianem równania Diraca (34).

W przeciwieństwie do indeksu  $\alpha_1$  opisującego "widzialny" spin  $1/2$  i "widzialną" chiralność  $\pm 1$ , indeksy  $\alpha_2, \dots, \alpha_N$  odpowiadają  $N - 1$  "ukrytym" spinom  $1/2$  i  $N - 1$  "ukrytym" chiralnościom  $\pm 1$ , które można rozpatrywać jako fizycznie identyczne, wewnętrzne stopnie swobody. Jest więc rzeczą dość naturalną wprowadzenie "wewnętrznej zasady Pauliego" żądającej, aby funkcja falowa  $\Psi = (\Psi_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_N})$  była antysymetryczna w indeksach  $\alpha_2, \dots, \alpha_N$ . Wtedy ciąg (47) kończy się na liczbie 5:

$$N = 1, 3, 5. \quad (49)$$

Okazuje się, że dla  $N=1$  oraz dla  $N=5$  istnieje jeden stan o "ukrytym" spinie całkowitym  $0$  i "ukrytej" chiralności całkowitej  $+1$ , podczas gdy dla  $N = 3$  istnieje dwa stany o "ukrytym" spinie całkowitym  $0$  i "ukrytych" chiralnościach

całkowitych  $+1$  oraz  $-1$  (warunek (45) został tu wykorzystany), przy czym tylko pierwszy z tych dwu stanów jest współmienny relatywistycznie. W ten sposób otrzymuje się 4 możliwe wersje każdego leptonu i kwarku, wszystkie o "widzialnym" spinie  $1/2$  i "ukrytym" spinie całkowitym  $0$ . Może dają one 3 obserwowane pokolenia leptonów i kwarków?

W przypadku modelu złożonego kwarków opisanego w rozdz.3, naszymi 3 wersjami elementarnych fermionów byłyby

$$\begin{array}{llll} \text{I} & \nu_e, & e^-, & E^+, & N_E \\ \text{II} & \nu_\mu, & \mu^-, & M^+, & N_M \\ \text{III} & \nu_\tau, & \tau^-, & T^+, & N_T \end{array}$$

i one dawałyby 3 pokolenia leptonów i kwarków tworzących tablicę pokoleń, o której mówiliśmy w §4.

Opisaną wyżej konstrukcję pokoleń fermionów ilustruje następująca analogia pojęciowa:

$$\begin{array}{ll} \text{wirujący bąk} & \rightarrow \text{cząstka Diraca o prędkości } \gamma^\mu \\ \text{cząstka złożona z } N \text{ cząstek Diraca o prędkościach } \gamma_i^\mu, & \rightarrow \text{cząstka Diraca o prędkości } \frac{1}{\sqrt{N}}(\gamma_1^\mu + \dots + \gamma_N^\mu), \\ [\gamma_i^\mu, \gamma_j^\nu] = 0 \text{ dla } i \neq j & \{\gamma_i^\mu, \gamma_j^\nu\} = 0 \text{ dla } i \neq j. \end{array}$$

W obu przypadkach następuje akt abstrakcji od rozciągłości przestrzennej i wprowadzenie na to miejsce antykomutującej struktury algebraicznej.

## R Ó Ź N E

**Tomasz Szoplik**

*Instytut Geofizyki  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa*

## Połączenia optyczne w komputerach

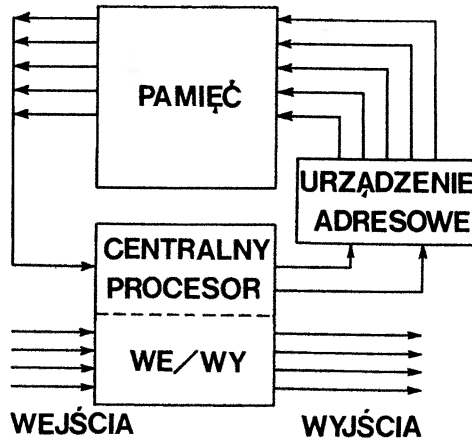
### Optical interconnects for computers

*Abstract:* We report on the current status and consider future prospects of the optical interconnect techniques to be used in high speed electronic computing systems.

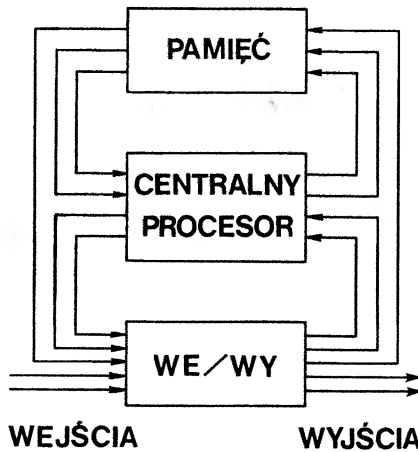
#### 1. Wprowadzenie

Współczesne komputery są maszynami liczącymi zbudowanymi według schematu Johna von Neumanna. Komputer von Neumanna cechuje oddzielenie centralnego procesora od układu pamięci i bliskie powiązanie z nim urządzeń wprowadzania i wyprowadzania danych. Decydująca o zdolności obliczeniowej komunikacja między centralnym procesorem i układem pamięci odbywa się jednym lub niewielką liczbą kanałów za pośrednictwem układu adresowego (rys. 1). W rezultacie, szybkość pracy współczesnych komputerów jest ograniczona przez szeregowy dostęp do danych przechowywanych w układzie pamięci. Mimo następujących po sobie zasadniczych zmian technologicznych w budowie komputerów schemat von Neumanna stosowany jest do dzisiaj.

Komputery przyszłości powinno cechować równoległe przetwarzanie danych. Równoległość przetwarzania danych można osiągnąć przez zastąpienie centralnego procesora zespołem równoważnych procesorów połączonych równoległe z zespołem układów pamięci (rys. 2). Taka architektura komputera wymaga znacznie większej liczby połączeń między podzespołami niż obecnie. Dlatego powstała



Rys.1 Schemat komputera von Neumanna



Rys.2 Schemat komputera z równoległym przetwarzaniem danych dzięki swobodnej sieci połączeń.

koncepcja, żeby w funkcjach komunikacyjnych zastąpić elektrony fotonami, ponieważ fotony w pierwszym przybliżeniu nie rozpraszają się na sobie. Najprostsze udoskonalenie komputera von Neumanna sprowadzałoby się do poważnego rozbudowania sieci połączeń, które ewentualnie mogłyby mieć postać połączeń optycznych. Możliwości optycznej komunikacji między podzespołami komputera są tematem niniejszego artykułu przeglądowego [1-11].

Poza zgodnym z postępami technologii i prawami ekonomii, ewolucyjnym rozwojem struktury komputera elektronicznego myśli się również o komputerze czysto optycznym. Poglądy na architekturę takich komputerów nie są jeszcze całkowicie sprecyzowane. Nie jest jeszcze jasne jaka logika zostanie w nich zastosowana. Może nadal będzie to logika Boole'a, gdzie jednostka logiczna rozpoznaje wejściową sekwencję bitów i daje w wyniku jeden bit, 0 lub 1. A może wykorzysta się rozwijaną ostatnio w optyce metodę podstawienia symbolicznego, w której optyczna jednostka logiczna rozpoznaje podawany równolegle wejściowy zespół bitów i w wyniku daje odpowiednio przestrzennie uporządkowany wyjściowy zespół bitów [12-14]. W tej metodzie wykorzystuje się wielokanałowość wiązki optycznej zasadniczo odmiennej od elektronicznego przewodu z prądem. Dalsze problemy wynikają z wymagań co do czasu przełączania tranzystora, czasu trwania cyklu operacyjnego, oraz czasu przesyłania sygnału między dwoma układami scalonymi oddalonymi o kilka czy kilkanaście centymetrów. Powstała konieczność badań nad szybkimi i niskoenerygetycznymi efektami przełączeniowymi w optyce. Dlatego optoelektronicy budują i doskonalą oparte na zjawisku bistabilności optycznej<sup>1</sup> [15,16] takie elementy jak: tranzystor optyczny i optyczna bramka logiczna; oraz rozwijają technologię optycznych układów scalonych i procesorów optycznych zespolonych z elektroniką.

Jeszcze dalej niż propozycja budowy komputerów czysto optycznych wybiega w przyszłość koncepcja komputera kwantowego. W artykule poświęconym komputerom kwantowym [17] R.P. Feynman przedstawił rozważania nad możliwością ograniczenia ilości energii wydzielanej przy wykonywaniu jednej podstawowej operacji logicznej oraz zwiększenia gęstości zapisu informacji wyrażonej przez ilość zapisanych bitów/atom. Dzisiaj ta gęstość wynosi  $10^{-11}$ , natomiast podstawą rozważań było założenie możliwości zapisu bitów w pojedynczych atomach.

## 2. Połączenia optyczne

Istniejący na świecie ogromny przemysł elektroniczny produkuje układy scalone w technologii krzemowej. Jego potencjał musi być nadal wykorzystywany.

---

<sup>1</sup>patrz także L.A. Lugiato "Bistabilność optyczna", *Postępy Fizyki* 36, 3 (1985). (Przyp. Red.).



Dlatego udoskonalenie komputerów elektronicznych zbudowanych z krzemowych układów scalonych przez wprowadzenie w nich komunikacji optycznej wydaje się dosyć naturalnym kierunkiem rozwoju mikroelektroniki [18]. Przemawia za tym cały szereg przedstawionych poniżej argumentów. Jednakże stosowanie w jednym komputerze dwóch nośników informacji, to jest elektronów i fotonów, wymaga opracowania metod przechodzenia od jednego nośnika do drugiego. Do tego celu obecnie mogłyby służyć detekcyjne diody krzemowe typu p-i-n oraz lasery z arsenku galu. Wynika z tego konieczność rozwoju technologii GaAs oraz łączonej technologii krzemowo-arsenkowogalowej.

### 2.1 Zalety połączeń optycznych [19, 20]

1) Fotony, w przeciwieństwie do elektronów, wzajemnie się nie zaburzają. Wprowadzenie komunikacji optycznej zlikwiduje problemy z wzajemnym zakłócaniem sygnałów, indukcyjnym generowaniem fałszywych sygnałów i przenikaniem informacji między sąsiednimi kanałami, czyli przesłuchem. Jest to bardzo istotne, bo problem zakłóceń sygnałów elektronicznych staje się coraz poważniejszy. Częstość pracy nowych komputerów rośnie, a wiadomo że oddziaływanie między prądami elektrycznymi wzrasta razem z ich częstością.

2) W ośrodkach materialnych sygnał świetlny rozchodzi się z prędkością  $c/n$ . Zaś sygnał elektryczny rozchodzi się tym wolniej im większa pojemność przypada na jednostkę długości przewodu. Prędkość rozchodzenia się sygnału elektrycznego wynosi  $v = 1/\sqrt{LC}$  dla idealnego bezstratnego przewodu o pojemności  $C$  i indukcyjności  $L$  na jednostkę długości. Wprawdzie pojemność typowego połączenia metalowego o długości 1 mm wykonanego w technologii VLSI (very large scale of integration) na podkładzie krzemowym wynosi zaledwie ok. 70 fF, a pojemność bramki logicznej jest nawet o 2 rzędy wielkości mniejsza. Dlatego też pojemność nie wprowadza fizycznych ograniczeń na poziomie jednego obwodu scalonego. Natomiast ogranicza częstość pracy komputera ze względu na połączenia między podzespołami. Prędkość propagacji sygnału elektrycznego w typowym 50 omowym przewodzie koncentrycznym wynosi  $v = 0,5c$ . Dla utrzymania czasu cyklu operacyjnego na poziomie  $\tau = 1$  ns maksymalna długość przewodu w komputerze może więc wynosić tylko 0,15 m. Dla utrzymania synchronizacji pracy wszystkich podzespołów ważne jest dobranie jednakowej pojemności wszystkich przewodów danego typu.

3) Sygnał świetlny ma większą swobodę rozchodzenia się w obrębie obwodu scalonego i płyty z obwodami scalonymi niż sygnał elektryczny, ponieważ połączenia elektryczne nie mogą się krzyżować w poszczególnych warstwach.

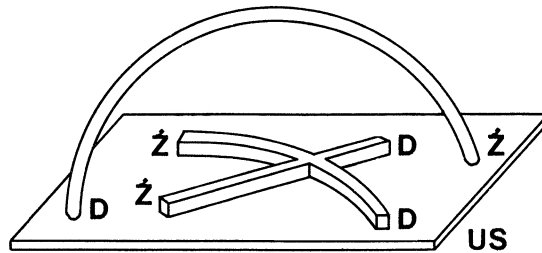
4) Komunikacja między dwiema płytami z obwodami scalonymi za pomocą macierzy wiązek świetlnych pochodzących z macierzy diod laserowych i sterowanych przez dwuwymiarowe przestrzenne modulatory światła pozwala myśleć o zmiennych połączeniach. Natomiast połączenia elektryczne są ustalone raz na

zawsze.

## 2.2 Rodzaje połączeń optycznych [19]

Komunikacja optyczna wewnątrz komputera wymaga istnienia odpowiednich źródeł światła, detektorów, przestrzennych modulatorów światła i urządzeń do sterowania wiązkami świetlnymi. Tym sprawom poświęcimy trochę miejsca w dalszej części artykułu. Można uznać, że obecny stan wiedzy zapewni dostępność wymienionych elementów w bliskiej przyszłości. Istnieją dwa zasadnicze sposoby przesyłania sygnałów optycznych. Do tego celu można użyć wiązek światła rozchodzących się w przestrzeni swobodnej, lub w planarnych oraz włóknowych światłowodach. Każdy z tych sposobów jest przeznaczony do konkretnych celów, które zostaną omówione poniżej.

1) Największe nadzieje łączy się z komunikacją światłowodową wewnątrz komputera. Światłowód prowadzący sygnał może być włóknem łączącym dwa punkty na dwóch obwodach scalonych lub łączącym dwa odrębne podzespoły komputera. Rysunek 3 przedstawia sposób łączenia światłowodem dwu różnych

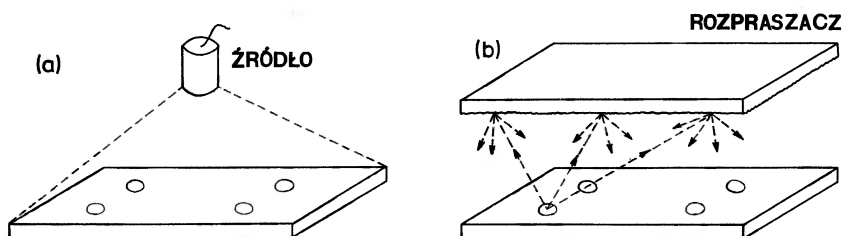


Rys.3 Połączenia światłowodami włóknowymi i planarnymi w obrębie jednego układu scalonego (US). D - detektor, Ź - źródło światła.

zespółów układów scalonych, które mogą być elementami tej samej płyty, bądź różnych płyt. Światłowód łączy dwa układy GaAs, przez co unika się konieczności stosowania urządzeń przekąźnikowych i wzmacniaczy sygnału. Układy GaAs komunikują się z kolei z otaczającymi je krzemowymi układami scalonymi. Włókna optyczne zapewniają komunikację praktycznie bez strat energii. Na odcinkach krótszych od 1 km straty są zanedbywalne. Sygnał można również przekazać światłowodem planarnym napylonym na wspólne podłoże krzemowe kilku układów scalonych. Sposoby wprowadzania i wyprowadzania sygnału ze światłowodu są w optyce zintegrowanej dobrze znane [21]. Straty energii w światłowodach planarnych (np. szkło napylone na krzem lub Ti wdyfundowany w  $\text{LiNbO}_3$ ) są o całe rzędy wielkości większe niż w światłowodach włóknowych. Jednakże na małych odcinkach są one również zanedbywalne.

2) Sygnał może być przesyłany w przestrzeni swobodnej wiązką nie zogniskowaną (rys.4). Na rys.4a ten sam sygnał niesiony przez wiązkę oświetlającą

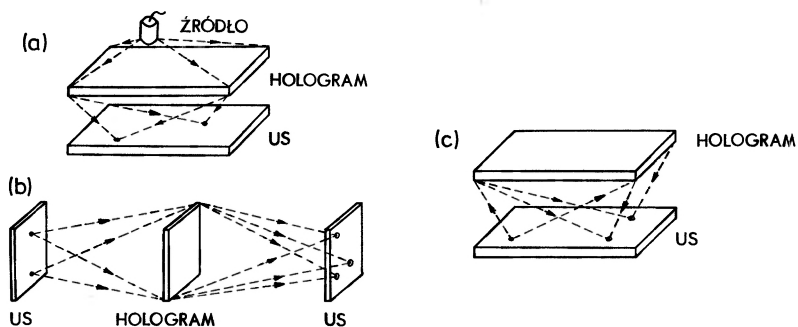
cały układ scalony odbierany jest niezależnie w kilku różnych punktach obwodu. Na rys.4b sygnał pochodzący ze źródła na układzie scalonym przekazywany jest



Rys.4 Połączenia niezogniskowaną wiązką świetlną rozchodzącą się w przestrzeni swobodnej. (a) - sygnał podawany jest z zewnętrznego źródła na układ scalony. (b) - komunikacja w obrębie jednego układu scalonego.

przez odbijający rozpraszacz na całą jego powierzchnię. Unika się w ten sposób trudniejszej komunikacji po powierzchni układu.

3) Gdy sygnał ma docierać tylko do określonych odbiorników, można go przesyłać wiązką zogniskowaną rozchodzącą się w przestrzeni swobodnej (rys.5). Sygnał może być podawany z zewnętrznego źródła na cały układ scalony (rys.5a),



Rys.5 Połączenia zogniskowaną wiązką świetlną rozchodzącą się w przestrzeni swobodnej. (a) - sygnał z zewnętrznego źródła zogniskowany konwencjonalnym lub holograficznym układem optycznym dociera do detektorów na układzie scalonym. (b) - komunikacja między różnymi układami scalonymi. (c) - komunikacja w obrębie jednego obwodu scalonego.

albo z układu na układ za pośrednictwem konwencjonalnego lub holograficznego elementu ogniskującego (rys.5b). Można również stosować do komunikacji w obrębie jednego układu scalonego wiązkę rozchodzącą się w przestrzeni swobodnej (rys.5c).

Rodzaje połączeń przedstawione na rys.4 są dosyć nieefektywne, ponieważ

wykorzystują niewielką część emitowanego światła. Z drugiej jednak strony nie wymagają trudnego justowania elementów optycznych, które jest niezbędne w przypadkach przedstawionych na rys.5. Sposoby przedstawione na rys.4a i 5a mogą służyć do podawania sygnału częstości pracy komputera do poszczególnych układów scalonych. Duże poszerzenie modulowanej wiązki osłabia znacznie natężenie odbieranego sygnału. Dlatego konieczne jest stosowanie układów wzmacniających, aby otrzymać ostatecznie sygnał częstości o odpowiednim napięciu.

### *2.3 Połączenia na różnych poziomach struktury komputera [22]*

Technologia VLSI pozwala umieszczać na jednym krzemowym obwodzie scalonym  $10^6$  wzajemnie połączonych bramek logicznych. Miniaturyzacja pociąga za sobą szereg kłopotów. Coraz większa część powierzchni obwodu scalonego jest zużywana na potrzeby komunikacji między tranzystorami. Brakuje miejsca na odpowiednią ilość końcówek wejście/wyjście. Mimo to wewnątrz pojedynczego obwodu scalonego połączenia elektroniczne pozostają niezastąpione. Połączenia optyczne wymagałyby użycia krzemowych diod typu  $p-i-n$  jako detektorów oraz laserów GaAs jako źródeł światła. A technologia arsenku galu nie jest jeszcze w pełni opanowana i nie osiągnięto takiej miniaturyzacji jak w technologii krzemowej. Szczególnie kłopotliwe jest łączenie elementów arsenkowogalowych z krzemowym podłożem.

W pracy [22] oszacowano, że połączenia optyczne wewnątrz jednego układu scalonego zużywałyby więcej energii niż istniejące elektroniczne. Ze szczegółowych rozważań wynika, że optyczne przekazanie sygnału między dwiema bramkami logicznymi wymaga o niemal 2 rzędy wielkości więcej energii niż potrzeba dla zwykłego połączenia elektrycznego. Natomiast na wyższym poziomie struktury komputera w grę wchodzi zupełnie inne względy. Wspomniane wyżej w części 2.1(2) ograniczenie długości przewodu koncentrycznego do 0,15 m występujące przy typowej prędkości przesyłania danych 1 Gb/s narzuca konieczność stosowania komunikacji światłowodowej na większych dystansach. Odległości między płytami z układami scalonymi czy między procesorami w jednej maszynie liczącej mogą być rzędu 1 m. Dlatego połączenia optyczne mają sens tylko na wyższym poziomie organizacyjnym komputera, tj. między płytami z układami scalonymi, między procesorami oraz w sieci komputerowej.

## **3. Holograficzne elementy optyczne do kierowania wiązek światła**

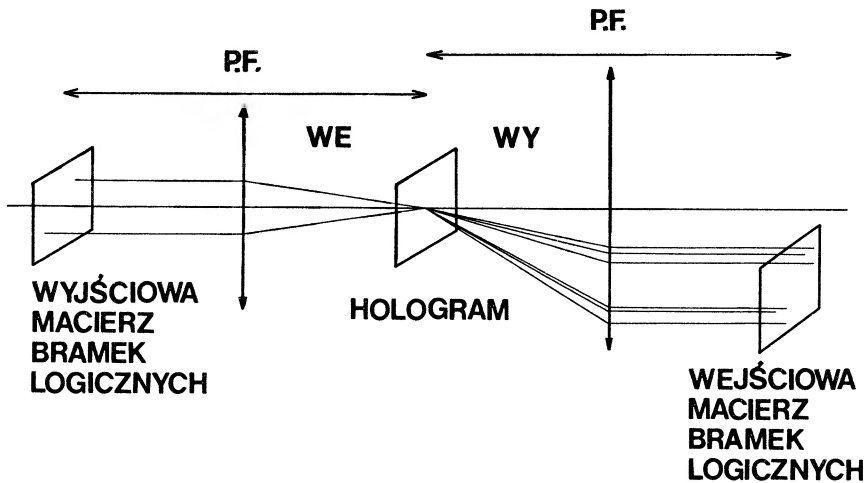
Technologia VLSI jest przeznaczona do produkcji układów o dużej regularności i nieskomplikowanym przepływie sygnału, który można realizować za pomocą komunikacji lokalnej. Usprawnienie działania współczesnych komputerów jest możliwe na dwu różnych drogach. Można spróbować ograniczyć się do najbliższych połączeń albo znaleźć łatwy sposób na realizację połączeń dalekich.

Koncepcja macierzy drgających (systolic arrays), zaproponowana przez Kunga [23], pozwala wykonywać skomplikowane operacje typu iloczynu macierzy wyłącznie w oparciu o komunikację lokalną. Istnieje jednakże wiele algorytmów (np. FFT, sortowanie), które wymagają połączeń między odległymi bramkami logicznymi. Poniżej omówione są sposoby komunikacji przewidziane dla algorytmów wymagających nielokalnego przepływu sygnałów.

Planuje się stosowanie wiązek świetlnych rozchodzących się w przestrzeni swobodnej i kierowanych przez holograficzne elementy optyczne [11,24]. Najbardziej użytecznymi holograficznymi elementami optycznymi są hologramy tworzone na komputerze, które mogą być zapisywane w odpowiednich materiałach na stałe. Mogą one mieć również charakter dynamiczny; wtedy, w postaci sygnału elektrycznego są na bieżąco podawane na przestrzenny modulator światła. Zaletą hologramów tworzonych na komputerze jest możliwość zapisania w nich dowolnego, nawet fizycznie nie istniejącego obrazu czyli dowolnego przekształcenia wiązki. Podstawowym parametrem takich hologramów jest iloczyn przestrzeni i zakresu częstości przestrzennych [25]. O zdolności rozdzielczej obrazu odtwarzanego z hologramu decyduje bowiem iloczyn wymiarów hologramu i zakresu zarejestrowanych w nim częstości przestrzennych. Ta wielkość decyduje więc o liczbie możliwych połączeń wykonywanych przez hologram i stopniu ich skomplikowania. Znaczący to, że w przypadku połączeń dynamicznych, gdy hologramy wprowadzane są za pomocą przestrzennego modulatora światła, wielkość iloczynu przestrzeni i zakresu częstości zależy będzie od liczby komórek modulatora i gęstości ich upakowania. Natomiast w przypadku połączeń statycznych iloczyn przestrzeni i zakresu częstości hologramów zależy od technologii ich zapisu umożliwiającej większą lub mniejszą gęstość rejestrowania informacji na danej powierzchni. Do kierowania wiązkami świetlnymi obok hologramów mogą być używane również fazowe kinoformy, czyli tworzone na komputerze dyfrakcyjne elementy optyczne [26,27].

### *3.1 Układ niezmienniczy przestrzennie z regularną strukturą i minimalnym iloczynem przestrzeni i zakresu częstości*

Układ połączeń tego typu wykorzystuje jeden hologram tworzony na komputerze lub dyfrakcyjny element optyczny. Może to być również hologram zapisany optycznie pod warunkiem wysokiej jego jakości. Odpowiedź impulsowa hologramu ma postać macierzy punktów, które oświetlają wejściową macierz bramek logicznych, rys.6. Niezmienniczość układu polega na tym, że wszystkie wiązki pochodzące z wyjściowej macierzy bramek logicznych i oświetlające hologram dają jednakową odpowiedź impulsową. Przez odpowiednie zaprogramowanie hologramu osiąga się możliwość regulowania liczby i położeń wiązek na nim ugiętych. Użytkujemy dzięki temu odpowiedź impulsową o dowolnej strukturze. Jednakże jest ona stała dla danego hologramu i dla każdej wiązki oświetlającej. Hologram Fou-

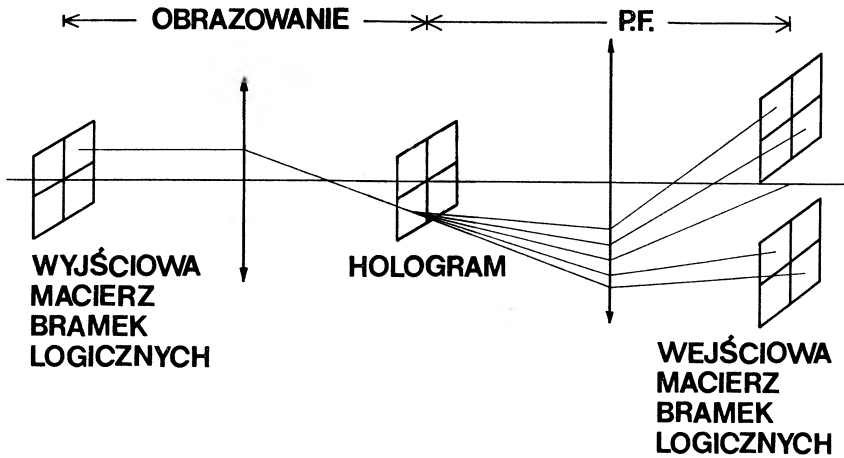


Rys.6 Niezmienniczny przestrzennie układ połączeń optycznych z wykorzystaniem tworzonoego na komputerze hologramu Fouriera. Zaznaczono wiązki ugięte jednego tylko rzędu i znaku. PF - przekształcenie Fouriera.

riera użyty w tej metodzie jest bardzo prosty (bez podziału na subhologramy). Jeśli wykona się go techniką naświetlania fotorezystu wiązką elektronową [28] to można myśleć o połączeniu dwóch macierzy bramek złożonych z  $4 \times 10$  elementów każda. W [28] macierz bramek logicznych realizowana była za pomocą przestrzennego modulatora światła, który obecnie może mieć  $2,5 \times 10^5$  elementów. Ograniczenie liczby połączeń optycznych tą metodą pochodzi więc od możliwości technologicznych produkcji przestrzennych modulatorów światła.

### 3.2 Układ z dużym iloczynem przestrzeni i zakresu częstotliwości, który nie jest niezmienniczny przestrzennie

Układ jest z pozoru bardzo podobny do poprzedniego. Brak niezmienniczości przestrzennej wynika z innego sposobu podawania wiązki odtwarzającej na hologram podzielony na subhologramy (rys. 7). Wiązki z wyjściowej macierzy bramek logicznych są obrazowane w płaszczyźnie hologramu, czyli bramka  $B_{ij}$  oświetla hologram  $H_{N-i, N-j}$ . W ten sposób, każda wiązka oświetlająca inny subhologram może wywoływać inną odpowiedź impulsową, czyli daje inny zestaw połączeń. Szczegóły techniczne podane w [28] robią duże wrażenie na każdym, kto produkował hologramy numeryczne metodą optyczną np. za pomocą drukarki laserowej Photomation. Hologram zapisany był w fotorezycie techniką litografii wiązką elektronową. Subhologramy były kołowe i miały średnice 1,04 mm. Każdy subhologram składał się z ok. 200 elementów uginających o różnym kształcie. Minimalna szerokość elementów uginających była  $0,5 \mu\text{m}$ . Opisaną metodą można



Rys.7 Układ połączeń optycznych, (który nie jest niezmienniczy przestrzennie) gdzie wiązki świetlne kierowane są przez dzielony hologram Fouriera. Zaznaczono wiązki ugięte pierwszego rzędu obu znaków. PF - przekształcenie Fouriera.

zapisywać hologramy o powierzchni  $102 \times 102 \text{ mm}^2$ .

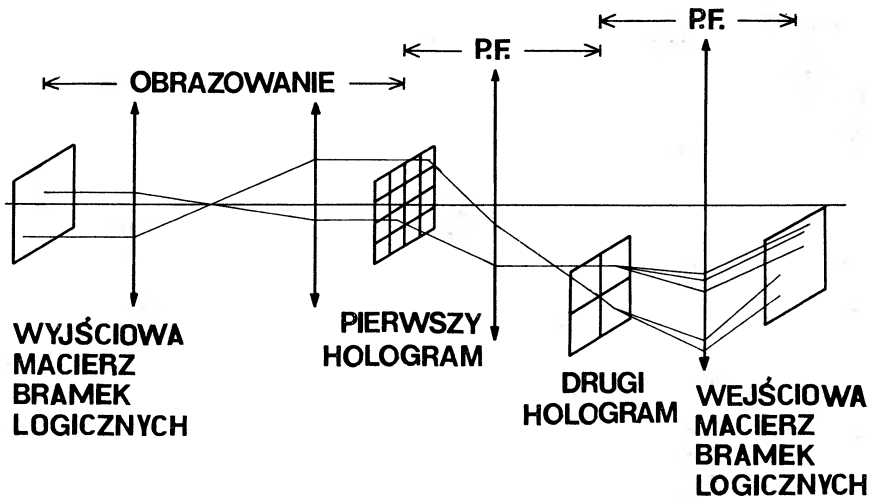
Układ połączeń, który nie jest przestrzennie niezmienniczy daje pełną swobodę w projektowaniu komunikacji między macierzami bramek logicznych, ale wymaga użycia hologramu o dużym iloczynie przestrzeni i zakresu częstości przestrzennych. Liczba bramek w wyjściowej macierzy wynosi  $N \times N$ , czyli tyle należy zapisać subhologramów. Z kolei każdy subhologram powinien być zdolny adresować każdą z bramek w macierzy wejściowej o rozmiarze  $N \times N$ . Liczba adresowalnych punktów jest równa ilości liczb zespolonych (próbek frontu falowego) zakodowanych w każdym subhologramie fourierowskim. Czyli iloczyn przestrzeni i zakresu częstości każdego subhologramu wynosi:  $S_{SH} = p^2 q^2 N^2$ , gdzie  $p^2$  jest liczbą elementów dyfrakcyjnych w subhologramie służących do zakodowania jednej liczby zespolonej, zaś  $q^2$  jest współczynnikiem nadmiaru ilości próbek (oversampling factor). Zwykle, zarówno  $p$  jak i  $q$  są  $\geq 2$ . Cały hologram składa się z  $N \times N$  subhologramów, więc jego całkowity iloczyn przestrzeni i zakresu częstości wynosi:  $S_H = p^2 q^2 N^4$ .

Proporcja  $S_H$  do czwartej potęgi  $N$  wskazuje, że główne ograniczenie wielkości iloczynu przestrzeni zakresu częstości pochodzi od  $N$ . Technika litografii wiązką elektronową można wyprodukować hologram o iloczynie odpowiadającym wartości  $N = 100-200$ . Natomiast najdoskonalsze obecnie przestrzenne modulatory światła mają  $N^2 = 10^5 - 10^6$  elementów. Oznacza to, że w nie będącym przestrzennie niezmienniczym układzie połączeń czynnikiem ograniczającym teoretyczne możliwości jest technologia produkcji sterujących hologramów.

### 3.3 Układ hybrydowy [29]

Układ przedstawiony w części 3.1 pozwalał na jeden schemat połączenia dla każdej bramki macierzy wyjściowej i stosowano w nim hologram o minimalnym iloczynie przestrzeni i zakresu częstotliwości. Układ przedstawiony w części 3.2 pozwalał na  $N^2$  różnych schematów połączeń, jednakże wymagał hologramu o maksymalnym iloczynie. Oba rozwiązania są krańcowe i przez to niepraktyczne.

Układ hybrydowy, przedstawiony na rys.8, zapewnia większą elastyczność połączeń niż była możliwa w układzie w części 3.1, przy mniejszych wymaganiach względem iloczynu przestrzeni i zakresu częstotliwości hologramu niż opisana w części 3.2. Wyjściowa macierz bramek logicznych  $N \times N$  jest obrazowana na pierwszym



Rys.8 Hybrydowy układ połączeń optycznych z wykorzystaniem hologramów przedstawionych na rys. 6 i 7.

hologramie, który składa się z tylu subhologramów ile jest bramek. W każdym subhologramie zapisana jest informacja o  $M$  różnych połączeniach. Iloczyn przestrzeni i zakresu częstotliwości każdego subhologramu w pierwszym hologramie, który nie jest przestrzennie niezmienniczy wynosi:  $S_{SH1} = p_1^2 q_1^2 M$ , gdzie  $M \ll N^2$  jest liczbą subhologramów w drugim, przestrzennie niezmienniczym hologramie. Iloczyn przestrzeni i zakresu częstotliwości subhologramu w drugim hologramie wynosi:  $S_{SH2} = p_2^2 q_2^2 N^2$ , gdzie  $N^2$  jest liczbą bramek w macierzy wejściowej. Oba hologramy mają więc jednakowy całkowity iloczyn przestrzeni i zakresu częstotliwości  $S_{H1} = p_1^2 q_1^2 M N^2 = S_{H2} = p_2^2 q_2^2 N^2 M$ , ponieważ  $p_1 = p_2$  i  $q_1 = q_2$  dla tej samej metody zapisu hologramów. Wielkość ta jest mniejsza od iloczynu przestrzeni i zakresu częstotliwości całego hologramu z części 3.2, więc nie narzuca to najwyższych wymagań technicznych na produkcję obu hologramów występujących w ukła-



dzie hybrydowym. Natomiast ograniczenie liczby połączeń optycznych w tej metodzie pochodzi raczej od możliwości technologicznych produkcji przestrzennych modulatorów światła.

#### 4. Przykłady połączeń optycznych

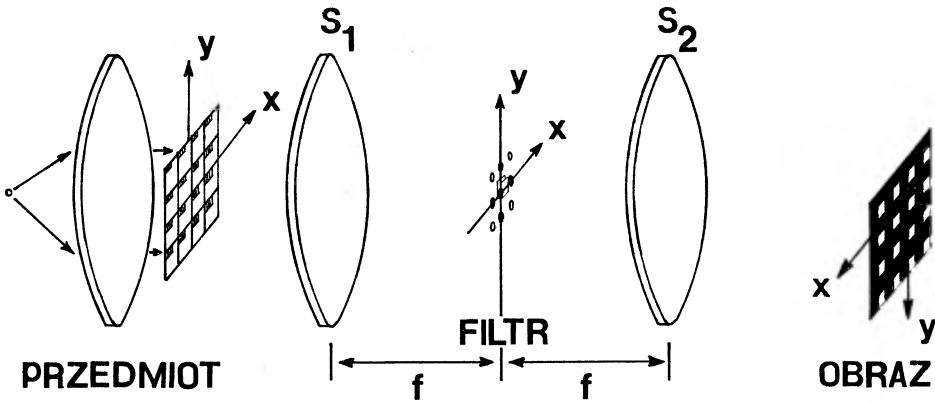
W ostatnich latach opisano wiele układów służących komputerowym połączeniom optycznym różnego typu. Dzisiaj trudno jest oszacować ich przyszłą użyteczność. Dlatego poniżej przedstawiamy wybrane rozwiązania typowych problemów występujących w dziedzinie połączeń optycznych. Optyczne przesyłanie sygnałów zaczyna się od rozdzielenia jednej wiązki pochodzącej ze źródła na macierz jednakowych węższych wiązek. Okazuje się, że można ten cel łatwo osiągnąć stosując modulację fazy pierwotnej wiązki. Następnie zachodzi potrzeba tasowania, lub choćby krzyżowania uzyskanych subwiązek. Istnieje na to wiele sposobów, lecz tylko dwa z nich zostaną przedstawione. Dalej zostaną omówione prace poświęcone przesyłaniu sygnału częstości pracy komputera w obrębie jednego obwodu scalonego wykonanego w technologii VLSI.

##### 4.1 Macierzowy oświetlacz działający na zasadzie kontrastu fazowego [30]

Na obecnym etapie rozwoju badań nad komputerami optycznymi bardzo często nawiązuje się do problemów rozważanych w latach siedemdziesiątych, a związanych wówczas z techniką holograficzną i zastosowaniem holografii do budowy archiwalnej i skojarzeniowej pamięci dla komputerów. Zajmowano się wówczas powielaniem (multiplikowaniem) wiązek lub obrazów holograficznych. Miało to na celu dalsze urownoweglenie procesu optycznego przetwarzania informacji. Obecnie pojawiły się nowe jakościowo koncepcje, w których wykorzystane są wyniki wieloletnich prac nad dyfrakcyjnymi elementami optycznymi.

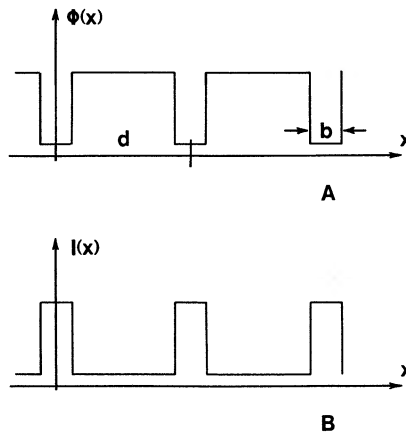
W pracy [30] zaproponowano oświetlacz macierzowy, który jednorodną szeroką wiązkę światła przekształca w macierz jasnych punktów. Przekształcenie odbywa się bez strat energii. Otrzymana w wyniku przekształcenia macierz wąskich wiązek może oświetlać macierz bramek logicznych czy bistabilnych przełączników.

Oświetlacz macierzowy jest optycznym układem obrazującym (rys.9). Przedmiot jest dwustopniową maską fazową, którą oświetla fala płaska. Widmo przedmiotu jest modyfikowane przez filtr fazowy, który wprowadza przesunięcie fazowe dla zerowej częstości przestrzennej zgodnie z zasadą kontrastu fazowego. Przesunięcie fazowe  $\Phi_0$  w siatce będącej przedmiotem i wielkość przesunięcia fazy  $\alpha$  na osi układu w płaszczyźnie filtracji trzeba tak dobrać, aby uzyskać możliwie największy kontrast w płaszczyźnie obrazu. Idealna sytuacja jest przedstawiona na rys.10, gdzie rozkład natężenia światła w obrazie powtarza periodyczność narzuconą przez maskę fazową w płaszczyźnie wejściowej. Powielone wiązki podle-



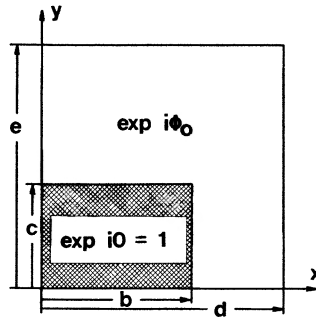
Rys.9 Schemat macierzowego oświetlacza działającego na zasadzie kontrastu fazowego. W centralnie położonej płaszczyźnie widmowej znajduje się filtr fazowy.  $S_1$  i  $S_2$  - soczewki.

gają zwężeniu, które opisuje współczynnik  $M = d^2/b^2 = 1/p^2$ , gdzie  $d$  jest odległością między sąsiednimi elementami macierzy stanowiącej przedmiotową maskę, zaś  $b$  jest szerokością pojedynczego elementu. Strukturę przedmiotu przedstawia rys.11. Dobór przesunięcia fazowego  $\Phi_0$  zależy od względnej szerokości szczeliny



Rys.10 Periodyczność rozkładu fazy w przedmiotowej masce fazowej  $\Phi(x)$  jest powtórzona przez rozkład natężenia światła  $I(x)$  w płaszczyźnie obrazowej.

$p = b/d$  (rys.10). Amplitudy zespolone fal pochodzące z dwu różnych obszarów przedmiotu tylko wtedy mogą wygaszać się interferencyjnie, gdy skok fazy w przedmiocie dany jest przez zależność:  $\cos \Phi_0 = 1 - 1/2p$ . Gdy zakres zmian



Rys.11 Budowa pojedynczej komórki w przedmiotowej masce fazowej, gdzie  $b$  i  $c$  oznaczają wymiary obszaru z zerowym przesunięciem fazowym, zaś  $d$  i  $e$  wymiary komórki.

przesunięcia fazowego  $\Phi_0$  wynosi:  $\pi \leq \Phi_0 \leq \pi/3$  to  $p$  musi spełniać nierówność:  $0,25 \leq p \leq 1$ . Żeby uzyskać wyraźne zmiany natężenia światła w obrazie fazowego przedmiotu przesunięcie fazy w płaszczyźnie widmowej powinno wynosić:  $\alpha = 2\pi - \Phi_0$ , czyli  $\alpha = -\Phi_0$ .

Działanie układu najlepiej opisuje współczynnik kontrastu  $I_1/I_2$ , gdzie  $I_1$  i  $I_2$  są natężeniami światła w jasnych i ciemnych obszarach obrazu. Przy wyżej podanych wartościach  $\Phi_0$  i  $\alpha$  można otrzymać  $I_1 = 1/p$  oraz  $I_2 = 0$ . Dla wartości granicznej  $\Phi_0 = \alpha = \pi$  można zmniejszyć parametr  $p$  poniżej 0,25 i wtedy natężenia w jasnych i ciemnych obszarach obrazu wynoszą  $I_1 = (3 - 4p)^2$  oraz  $I_2 = (1 - 4p)^2$ .

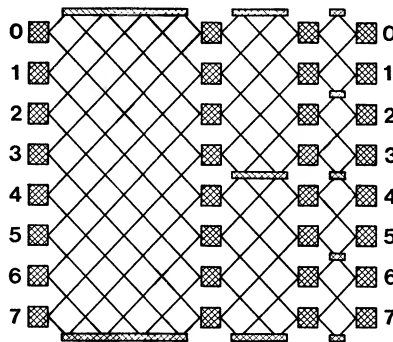
Wyniki doświadczalne w [30] potwierdziły, że dla współczynnika zwężenia  $M = 4$  można osiągnąć obszar  $I_2$  zupełnie ciemny. Jeżeli warunek na  $I_2 = 0$  nie jest kluczowy (gdy nie ma w ciemnym obszarze odbiorników światła), to można osiągnąć współczynnik zwężenia aż do  $M = 9$ . Dla  $M > 4$  wartości przesunięć fazowych  $\Phi_0$  i  $\alpha$  muszą wynosić  $\pi$ . W pracy podkreśla się, że metoda kontrastu fazowego jest szczególnie użyteczna ze względu na brak strat światła w płaszczyźnie widmowej. Wprawdzie stosowanie absorbującej płytki fazowej w widmie może poprawić kontrast  $I_1/I_2$  w obrazie, ale poważnie zmniejszy to ilość światła w obrazie. Jeżeli oznaczymy amplitudowy współczynnik absorpcji płytki fazowej przez  $\tau$  to natężenia światła wyniosą:  $I_1 = [(2 + \tau) - (2 + 2\tau)p]^2$  i  $I_2 = [\tau - (2 + 2\tau)p]^2$ . Dla  $\tau = 0,5$  otrzymamy kontrast  $I_1/I_2 = 25$ , ale ilość światła w obrazie zmaleje o 30%.

#### 4.2 Optyczny przełącznik krzyżowy

Zaproponowany w [31] przełącznik krzyżowy (optical crossbar interconnection) wykorzystuje rozchodzenie się światła w przestrzeni swobodnej. Jest to połączenie wielostopniowe, pozwalające na częściowe lub całkowite krzyżowanie

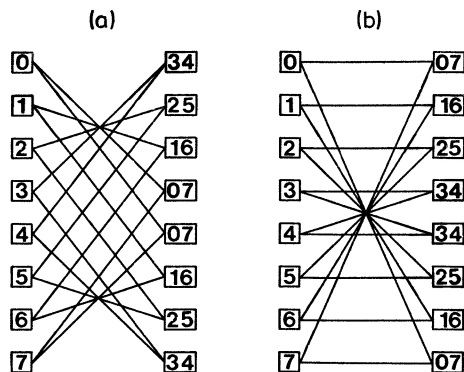
sygnałów. Przelącznik krzyżowy ma postać zbliżoną do innego połączenia wielostopniowego zwanego doskonałym tasownikiem (perfect shuffle).

Połączenia optyczne wykorzystujące rozchodzenie się światła w przestrzeni swobodnej mogą być realizowane za pomocą hologramów (ten sposób omówiliśmy w części 3), lub zwykłych elementów optycznych, które kierują wiązki światła w zadany sposób. Bardzo skomplikowany i nieregularny schemat połączeń wymaga układu holograficznego z dużym iloczynem przestrzeni i zakresu częstości. Istnieje również duże zapotrzebowanie na stosunkowo proste schematy połączeń, jak tasowanie czy właśnie krzyżowanie. Takie połączenia mogą być realizowane w układach typu interferometru Michelsona, jednakże bez wykorzystania zjawiska interferencji.



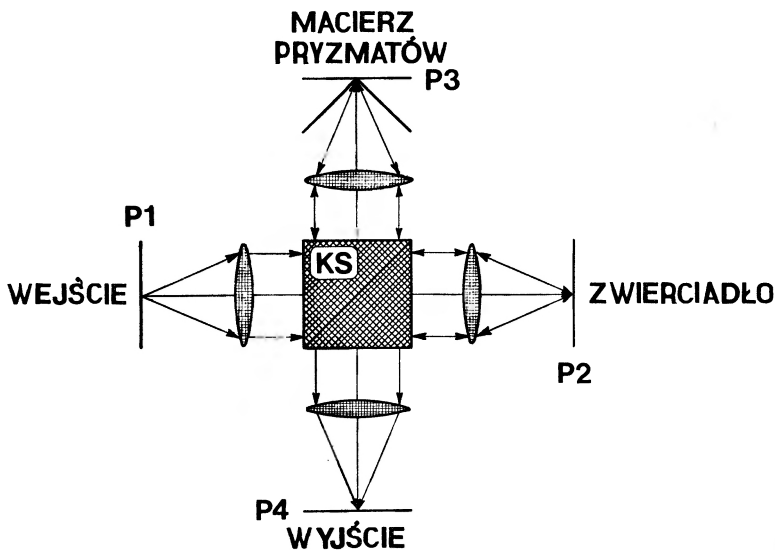
Rys. 12. Schemat optycznego przelącznika krzyżowego. Kwadraty przedstawiają układy kierujące wiązkami, poziome prostokąty przedstawiają zwierciadła.

Rysunek 12 przedstawia ogólny schemat przelącznika krzyżowego. Kwadraty reprezentują w nim układy kierujące wiązkami, natomiast poziome prostokąty przedstawiają zwierciadła. Każde połączenie jest tej samej długości, więc jest to ściśle naśladownictwo układu elektronicznego bez deformacji sygnału zegara. Pierwszy stopień układu z rys.12 przedstawiony jest w inny sposób na rys. 13a i b. Rysunek 13a stanowi dokładne powtórzenie poprzedniego, z tym że układy odbierające sygnał oznaczone są numerami układów wejściowych. Porządkując układy odbierające w nieco inny sposób otrzymujemy schemat z rys.13b z wyjątkowo prostym przedstawieniem połączeń. Połowa połączeń to przesyłanie sygnału do odbiornika położonego naprzeciwko, natomiast połączenia krzyżowe typu 07, 16, 25 itd. wykonuje się w układzie interferometru przedstawionego na rys.14. Wszystkie cztery płaszczyzny  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_2$  i  $P_4$  odległe są od siebie o drogę obrazowania. Kostka światłodzieląca (KS) rozdziela wiązkę wejściową w płaszczyźnie  $P_1$ . W płaszczyźnie  $P_2$  umieszczone jest zwierciadło. W płaszczyźnie  $P_3$  umieszczone są odbijające pryzmaty proste. Sposób przelączania wiązek z kanału na



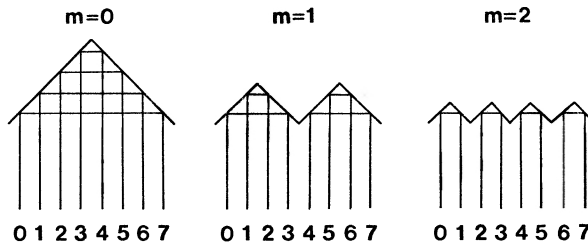
Rys. 13. Dwa uproszczone schematy pierwszego stopnia przełącznika krzyżowego z rys.12. Układy odbierające sygnał oznaczone są numerami układów wejściowych.

kanal pokazany jest na rys. 15a,b i c. Zasada działania odbijającego pryzmatu

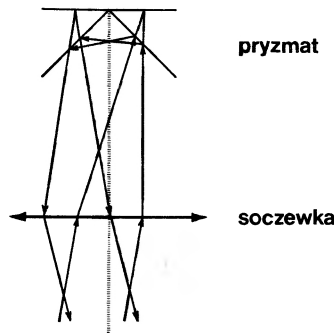


Rys. 14. Układ optyczny jednego stopnia przełącznika krzyżowego.

prostego przedstawiona jest na rys.16. Gdy liczba sygnałów wejściowych (wyjściowych) wynosi  $N$ , to maksymalna liczba stopni układu przełącznika krzyżowego wynosi  $L = \log_2 N - 1$ , zaś stopnie są rzędu  $l = 0, 1, \dots, L$ . Skrzyżowanie ośmiu sygnałów wymaga więc układu trzystopniowego. Proste przesyłanie sygnału do odbiornika położonego naprzeciwko odpowiada drodze optycznej  $P_1 \Rightarrow P_2 \Rightarrow P_4$  na rys.14. Natomiast droga  $P_1 \Rightarrow P_3 \Rightarrow P_4$  odpowiada krzyżowaniu, którego



Rys. 15. Przelączenie wiązek z kanału na kanał podzielonymi pryzmatami prostymi rzędu 0,1 i 2.



Rys. 16. Zasada działania odbijającego pryzmatu prostego

wielkość zależy od stopnia połączenia. Na zerowym stopniu  $l = 0$  krzyżowanie jest największe (rys.15a), a na ostatnim stopniu ogranicza się tylko do sąsiednich wejść/wyjść (rys.15c).

Przedstawiony powyżej optyczny przełącznik krzyżowy ma szereg praktycznych ograniczeń. Krzyżowanie wiązek pochodzących z dwuwymiarowych macierzy źródeł wymaga wykonania operacji najpierw w jednym wymiarze w  $\log_2 N$  krokach, a następnie w drugim w kolejnych  $\log_2 N$  krokach. Tak więc niezbyt wielka macierz  $128 \times 128$  sygnałów wejściowych wymaga 12-stopniowego układu i podzielonych pryzmatów rzędów  $l = 0, 1, 2, 3, 4$  i 5 (patrz rys.15). Daje to skomplikowany i trudny do zjustowania, wieloelementowy układ optyczny. Ponadto używanie podzielonych pryzmatów rzędu  $l = 1$  i wyższego może powodować straty światła wskutek niewłaściwych odbić w sąsiednich subpryzmatach. Żeby tych strat uniknąć należy budować inne układy optyczne dla kolejnych stopni. Rozważania geometryczne przedstawione w [31] prowadzą do wniosku, że można uniknąć strat światła gdy ogniskowa soczewki stojącej przed płaszczyzną  $P_3$  w urządzeniu kierującym rzędu  $l = 1$  jest osiem razy większa od ogniskowej soczewki stojącej przed płaszczyzną  $P_1$ . Dla wyższych rzędów  $l$  to powiększenie może być mniejsze, ale nigdy nie jest równe jedności. Oznacza to, że przełącznik krzyżowy tego

typu wymaga wielu elementów, które na dodatek nie są zunifikowane. Wydaje się jednak, że ten prosty układ może być udoskonalony.

Inne rozwiązanie przełącznika krzyżowego [32] reprezentuje bardzo wysoki poziom techniczny i zupełnie odmienne podejście do problemu. Ideowo wywodzi się ono z rozwijanej ostatnio, szczególnie w astronomii, optyki adaptacyjnej.

Układ składa się z 512 równoległych procesorów, które pełnią rolę bramek logicznych. Procesory połączone są z układem pamięci za pomocą urządzenia adresowego, które składa się macierzy  $768 \times 768$  przełączników optycznych. Sygnały wejściowe podawane są do procesorów z układu pamięci i macierzy przełączników optycznych. Podobnie kierowane są sygnały wyjściowe. Duży nadmiar liczby przełączników pozwala procesorom wykonywać różne funkcje. Możliwe jest zarówno przesyłanie sygnału do sąsiedniego, jak i do dowolnie wybranego procesora. W rezultacie, urządzenie nadaje się do mnożenia macierzy przez wektor, do liczenia korelacji, szybkiego przekształcenia Fouriera, splotu i innych funkcji, w których potrzebne są połączenia nielokalne. Zasadniczym elementem układu jest optyczny przełącznik krzyżowy wykorzystujący przestrzenny modulator światła w postaci macierzy deformowalnych zwierciadeł [32]. Sprężyste zwierciadło nałożone jest na macierz  $128 \times 128$  tranzystorów. Podanie napięcia na tranzystor powoduje przyciągnięcie folii odbijającej światło. Głębokość lokalnego zagłębienia zależy od napięcia na tranzystorze. Włączając napięcia na co drugi rząd tranzystorów otrzymujemy odbiciową, fazową siatkę dyfrakcyjną. Stosując bardziej skomplikowany sposób włączania tranzystorów otrzymujemy optyczny element o dowolnej fazowej zdolności odbijającej.

Optyczny przełącznik krzyżowy sprzęga poziomą linię wejściowych sygnałów z pionową linią wyjściową. Poza przestrzennym modulatorem światła w układzie znajduje się szereg soczewek cylindrycznych formujących wiązki świetlne. Cały układ pracuje z częstotścią 160 MHz. Autor przewiduje, że zaproponowana metoda pozwoli na budowę optycznych przełączników krzyżowych o lepszych parametrach niż osiągalne w mikroelektronice [33].

#### *4.3 Przesyłanie sygnału częstości pracy komputera na układ scalony*

Wszystkie podzespoły elektroniczne umieszczone w jednym układzie scalonym wykonanym w technologii VLSI powinny pracować synchronicznie. Wymaga to przesyłania do nich sygnału zegara, który powinien docierać wszędzie jednocześnie. Dla osiągnięcia tego celu często stosuje się połączenia napyłanymi lub wdyfundowanymi przewodami ukształtowanymi hierarchicznie w kształcie litery H (H-tree). Taka geometria połączeń zapewnia jednakową długość każdego przewodu. Mimo to, deformacje sygnału powstają na skutek przypadkowych różnic pojemności i oporności występujących na poszczególnych drogach.

W pracach [22,34,35] opisana jest próba podawania sygnału częstości pracy komputera na układ scalony metodą optyczną. Modulowany sygnał świetlny po-

chodzi ze znajdującego się nad układem scalonym źródła. W omawianym doświadczeniu źródłem światła był laser He-Ne. Ten dosyć nieoczekiwany dobór źródła światła wymaga komentarza. Optoelektronika dysponuje laserami półprzewodnikowymi o doskonałych parametrach (małe wymiary, modulacja z częstością do 10 GHz, duży współczynnik konwersji energii elektrycznej na świetlną rzędu 35%), które świecą w bliskiej podczerwieni i mają długości fali od 0,7-2  $\mu\text{m}$ . Z kolei wykonane w technologii VLSI fotodiody pracują najlepiej, gdy odwrotność współczynnika absorpcji fotonów w krzemie jest porównywalna z grubością warstwy, w której zachodzi rekombinacja nośników prądu. Ze względów technologicznych w układach scalonych VLSI ta grubość warstwy wynosi 2-3  $\mu\text{m}$ . Odpowiada to drodze pochłaniania fotonów z zakresu widzialnego. Natomiast dla bliskiej podczerwieni odwrotność współczynnika absorpcji jest kilka razy większa.

W doświadczeniu sygnałtlny odbierany był przez detektory różnego typu, np: spolaryzowaną w kierunku zaporowym diodę (złącze *pn*) połączoną równolegle z niezależnym źródłem prądu, detektor transimpedancyjny z fotodiodą (transimpedance receiver with photodiode) oraz detektor fazowy składający się z obwodu drgającego z kontrolowanym napięciem (phase-locked loop receiver based on a voltage-controlled ring oscillator). Ostatni z detektorów okazał się najlepszy. Był zdolny pracować z częstością 100-200 MHz, co odpowiada okresowi 1-0,5 ns. Natomiast deformacja sygnału zegara (clock skew) wynosiła zaledwie około 50 ps. Dwa pierwsze detektory odbierały sygnał optyczny, który po wzmocnieniu był przekazywany do pobliskich podzespołów. Zaś przewaga detektora fazowego polegała na narzucaniu wspólnej częstości drgań istniejącym układom drgającym o niezależnym zasilaniu. Omawiana praca zawiera wstępne wyniki doświadczeń. Większe znaczenie będzie miało zbadanie działania układu do przesyłania sygnału zegara za pomocą bliskiej podczerwieni, której użycia należy spodziewać się w przyszłych komputerach z połączeniami optycznymi.

## 5. Elementy optoelektroniczne do komunikacji optycznej w komputerach

Omawiając koncepcję połączeń optycznych w komputerach, choćby w wielkim skrócie wypada przedstawić podstawowe urządzenia, które będą służyły jej urzeczywistnieniu. Podobnie jak w poprzednim rozdziale, nie sposób i tutaj autorytatywnie stwierdzić, jakie konkretne typy źródeł światła i przestrzennych modulatorów wejdą do użytku. Badania w obu dziedzinach są w toku i każdy dzień przynosi nowe wyniki. Dlatego naszym celem jest zaledwie przybliżenie spraw związanych z doskonaleniem optoelektronicznych elementów do komunikacji optycznej wewnątrz komputera.



### 5.1 Źródła światła

Podstawowym źródłem światła do celów optycznych połączeń w komputerach jest miniaturowy laser półprzewodnikowy, zwany też diodą laserową lub laserem injekcyjnym [36]. W takim laserze elektroluminescencja powstaje w procesie rekombinacji elektronów i dziur w złączu  $p - n$ , przez które przepływa prąd stały. Niezbędny do powstania sprzężenia zwrotnego i emisji światła spójnego rezonator zwykle uzyskuje się wykorzystując wewnętrzne płaszczyzny ograniczające kryształ. Możliwe jest również stosowanie zewnętrznych zwierciadeł, lub wprowadzanie struktury periodycznej do wnętrza kryształu. Typowe wymiary aktywnego obszaru lasera półprzewodnikowego wynoszą  $300 \mu\text{m} \times 1 \div 2 \mu\text{m} \times 0,1 \mu\text{m}$ . Są to wymiary odpowiadające elementom elektronicznym wykonywanym w technologii LSI (large scale of integration). W przyszłości wymiary lasera półprzewodnikowego zostaną mocno zredukowane. Aktywny obszar lasera jest zanurzony w złączu  $p - n$  i ograniczony podłożem, warstwą izolacyjną ograniczającą przepływ prądu do ośrodka aktywnego i warstwą kontaktową. Przepływ prądu przez spolaryzowane w kierunku przewodzenia złącze prowadzi do świecenia. Modulację wiązki świetlnej uzyskuje się przez modulację natężenia prądu. Obecnie osiąga się częstość modulacji rzędu kilku GHz. Ze wzrostem natężenia prądu promieniowanie staje się bardziej spójne i ukierunkowane. Wartość progowa  $I_0$  natężenia prądu stałego wywołującego świecenie wynosi zwykle  $20 \div 50 \text{ mA}$ , choć ostatnio zbudowano laser GaAs z natężeniem progowym  $I_0$  poniżej  $1 \text{ mA}$  [37]. Integracja laserów półprzewodnikowych z elektronicznymi układami scalonymi wykonanymi w technologii VLSI spowoduje obniżenie  $I_0$ . W pracy [37] stwierdzono, że zmniejszenie długości (poniżej  $250 \mu\text{m}$ ) i szerokości aktywnego obszaru lasera oraz stosowanie dielektrycznych zwierciadeł o współczynniku odbicia około 70% doprowadzi wkrótce do osiągnięcia natężenia progowego  $I_0 \approx 200 \mu\text{A}$ . Niższe  $I_0$  zapewnia lepszą wydajność zamiany energii elektrycznej na promienistą i ułatwia odprowadzanie ciepła. W laserach półprzewodnikowych współczynnik zamiany energii elektrycznej na promienistą jest bardzo duży i wynosi 20-60% w zależności od mocy lasera. Zwykle im wyższa moc, tym większy współczynnik zamiany. Temperatura pracy laserów jest zwykle temperaturą pokojową. Ze względu na geometrię rezonatora emitowane światło jest poziomo (równoległe do podłoża) spolaryzowane i ma zwykle rozbieżność kątową wiązki  $30^\circ$  w poziomie i  $70^\circ$  w pionie. Maksymalna moc wyjściowa lasera półprzewodnikowego dochodzi do  $10 \text{ mW}$  na  $1 \mu\text{m}$  szerokości warstwy świecącej. Moc wyjściowa ograniczona jest przez możliwość odprowadzania ciepła (które wydziela się na oporze omowym lasera półprzewodnikowego) oraz przez wytrzymałość zwierciadeł tworzących rezonator. Obecnie czas życia laserów półprzewodnikowych wynosi  $10^5$  godzin, czyli 12 lat.

W komputerach optycznych lasery półprzewodnikowe współpracują z przestrzennymi modulatorami światła. Dlatego potrzebne są lasery o dużych mocach.

Moc promieniowania można zwiększyć przez spójne dodanie promieniowania z wielu laserów zintegrowanych na wspólnym podłożu półprzewodnikowym. Na przykład, maksymalna moc promieniowania z 40 laserów ułożonych obok siebie wynosi 2,6 W w modzie pracy ciągłej, w temperaturze pokojowej. Co więcej, rozbieżność kątowa sumarycznej wiązki jest o rząd wielkości mniejsza niż pojedynczego lasera. Warto podkreślić, że łączenie laserów w macierze pozwala również na ich niezależne działanie.

W najszerszej obecnie rozpowszechnionych laserach półprzewodnikowych obszar aktywny składa się z wielu warstw półprzewodników typu  $n$  i  $p$  tworzących wielokrotne jamy kwantowe. W obecnej technologii grubość warstw wynosi 5-10 nm. Półprzewodniki dobierane są zgodnie z zasadą dopasowywania sieci krystalicznej. W obszarze bliskiej podczerwieni promieniają lasery zbudowane z następujących par półprzewodników: GaAs/AlGaAs dający falę o długości  $\lambda = 0,7 - 0,8 \mu\text{m}$ ; InGaAsP/InP z  $\lambda = 1,3 - 1,5 \mu\text{m}$ ; oraz InGaP/AlInGaP z  $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$ .

## 5.2 Przestrzenne modulatory światła

Badania nad przestrzennymi modulatorami światła prowadzone są od dwudziestu lat. Rozwój optyki fourierowskiej spowodował zapotrzebowanie na elektroniczne urządzenia, za pomocą których można w jednym lub dwu wymiarach modulować front falowy wiązki świetlnej, czyli zamieniać sygnał elektryczny w obraz. Początkowo modulatory były przeznaczone do układów holograficznej pamięci komputerowej jako urządzenia do tworzenia binarnych obrazów (page composers). Niepowodzenie tego zastosowania holografii nie zmniejszyło jednak zapotrzebowania na modulatory światła. W dziedzinie optycznego przetwarzania informacji przestrzenne modulatory zaczęto stosować zamiast emulsji fotograficznej do zapisu natężenia pola świetlnego. Zalety modulatorów w dziedzinie detekcji światła wynikają z szybkiego zapisu i ścierania, jak również z możliwości miejscowej modyfikacji zapisu. Stąd ich częste zastosowanie do zapisu filtrów dopasowanych w korelatorach optycznych. Przestrzenne modulatory światła służą również do wizualizacji echa radarowego.

W dziedzinie komputerów optycznych przestrzenne modulatory światła czeka wiele zastosowań. Najprostsze z nich to wprowadzanie w bieg wiązki świetlnej hologramów tworzonych na komputerze. Ogólniejszym zastosowaniem jest możliwość oddziaływania dwu frontów falowych wiązek świetlnych, z których jedna jest zapisana w modulatorze. Modulatory pracujące w liniowej części charakterystyki mogą wykonywać cztery działania arytmetyczne na polach świetlnych. Przez charakterystykę modulatora rozumiemy zależność transmisji natężenia wiązki odczytującej od natężenia wiązki zapisanej. Różnicując warunki zapisu przez zmianę napięcia na elementach modulatora lub miejscowe kasowanie zapisu można zmienić jego charakterystykę na nieliniową. Wtedy przestrzenny modula-

tor światła nadaje się do operacji nieliniowych, takich jak progowanie, przetwarzanie sygnału analogowego w cyfrowy i przede wszystkim wykonywanie funkcji logicznych Boole'a.

Istnieje wiele typów modulatorów światła działających dzięki różnym zjawiskom fizycznym [38]. Wykorzystanie własności termoplastycznych odpowiednich materiałów prowadzi do fazowej modulacji światła. Takie modulatory są powolne, ale za to mogą osiągać duże rozmiary. Fazowa modulacja światła ma miejsce również w modulatorach akustooptycznych. Tutaj oddziaływanie światła i fali akustycznej wywołującej w ośrodku modulację współczynnika załamania prowadzi do dyfrakcji wiązki pod kątem zależnym od częstości modulacji. Modulatory akustooptyczne działają jednowymiarowo. Pracę dwuwymiarową można osiągnąć przez składanie dwu wzajemnie prostopadłych modulatorów. To ograniczenie jest w wysokim stopniu rekompensowane przez szybkość działania z częstością przewyższającą 1 GHz, oraz dużą wydajność dyfrakcyjną urządzenia.

Przestrzenne modulatory światła mogą być sterowane wiązką świetlną lub sygnałem elektrycznym. Sterowanie wiązką jest równoważne zapisowi i możliwości odtworzenia tej wiązki. Taki rodzaj sterowania jest szczególnie użyteczny do operacji z fizycznie istniejącymi frontami falowymi. Typowym modulatorem sterowanym wiązką jest modulator ciekłokrystaliczny (liquid crystal light valve). A oto jak działają jego kolejne warstwy zawarte między dwiema zewnętrznymi płytkami szklanymi zapewniającymi sztywność urządzenia. Płytki te od wewnętrznej strony mają napyłone przezroczyste elektrody zasilane zmiennym napięciem rzędu kilku woltów o częstości do kilkudziesięciu kHz. Zapisywana wiązka światła pada następnie na warstwę fotoprzewodnika, zwykle jest to napyłony CdS o grubości ok. 15  $\mu\text{m}$ . Za fotoprzewodnikiem znajduje się warstwa tłumiąca światło padające (CdTe) oraz zwierciadło dielektryczne, które działa izolująco zapobiegając przepływowi prądu stałego przez modulator i jednocześnie odbija padającą z drugiej strony wiązkę odczytującą. Między tymi dwiema warstwami znajduje się granica wnikania światła pochodzącego z obu wiązek. Dalej, w neutralnej osłonie znajduje się warstwa nematycznego ciekłego kryształu zamknięta z drugiej strony płytką szklaną z napyłoną elektrodą. Dzięki polaryzacji modulatora zmiennym napięciem, w ciekłym kryształku indukuje się ładunek elektryczny odpowiadający wygenerowanemu w warstwie siarczku kadmu. Ładunek pojawia się tam, gdzie padało światło. Wiązka odczytująca informację pada na modulator z przeciwnej strony niż światło rejestrowane. Wiązka wnika na tyle, na ile zezwala wielowarstwowe zwierciadło dielektryczne o współczynniku odbicia bliskim jedności. Po drodze dwukrotnie przechodzi przez warstwę ciekłego kryształu. Wskutek lokalnej polaryzacji wynikającej z ładunku indukcyjnego w ciekłym kryształku pojawia się lokalnie elektrooptyczna, większa od naturalnej dwójłomność optyczna oraz uporządkowanie molekuł nematyka. Oba zjawiska wywołują skrę-

cenie płaszczyzny polaryzacji wiązki odczytującej. Przez dobór grubości warstwy nematyka, wartości natężenia indukowanego pola elektrycznego i innych parametrów modulatora otrzymuje się następujący wynik: gdzie brak ładunku indukcyjnego, tam wiązka odczytująca ulega wygaszaniu; gdzie ładunek indukcyjny istnieje wiązka odczytująca odbija się ze współczynnikiem odbicia zależnym od natężenia światła padającego. Im większe natężenie tym większy współczynnik odbicia. Obie wiązki biorące udział w przekazywaniu informacji (obrazu) mogą mieć różne długości fali. Światło padające może być spójne lub niespójne, natomiast światło odczytujące jest spójne. Oznacza to, że modulator ciekłokrystaliczny poza wszystkim innym może służyć do przenoszenia informacji z niespójnej wiązki światła do spójnej. Wadą modulatora ciekłokrystalicznego jest mała zdolność rozdzielcza wynosząca ok. 30 linii/mm.

Na zakończenie warto wspomnieć o modulatorze sterowanym sygnałem elektrycznym, który działa dzięki zjawisku magnetoptycznemu. Jest to modulator Light-Mod (Litton iron garnet H-triggered magneto-optic device) firmy Litton [39]. Sterowanie sygnałem elektrycznym zezwala na bardzo poszukiwaną zdolność urządzenia do modulacji światła w zupełnie dowolny sposób. Wymaga to podzielenia modulatora na macierz aktywnych elementów ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ), z których każdy stanowi komórkę rozdzielczości. Są one napyłone na niemagnetycznym podłożu w taki sposób, że każdy element ma osobne zasilanie X-Y i dzięki zjawisku Faradaya jest zdolny w kontrolowany sposób skręcać płaszczyznę polaryzacji przechodzącej wiązki światła o  $45^\circ$ . Modulator umieszczony jest między dwoma polaryzatorami skręconymi o  $45^\circ$ . Regulując kierunek skręcenia płaszczyzny polaryzacji padającej wiązki otrzymujemy jej wygaszanie lub zupełną transmisję z kontrastem 1:50. Obecnie modulator działa binarnie, ale dąży się do osiągnięcia wielostopniowej skali szarości. Macierze modulatora Light-Mod mają rozmiary do  $512 \times 512$  elementów, przy wymiarze jednego elementu  $10 \times 10 \mu\text{m}$  i odstępach między nimi też wynoszącym  $10 \mu\text{m}$ . Czas przełączenia jednego elementu wynosi  $1 \mu\text{s}$ , a przełączenia wszystkich  $512 \times 512$  elementów  $512 \mu\text{s}$  przy przełączaniu równoległym, lub 256 ms przy przełączaniu szeregowym. Istotnym parametrem modulatora jest jego wydajność, czyli procent światła padającego, który przechodzi jako światło przestrzennie zmodulowane. W Light-Mod wydajność sięga 40%.

## 6. Zakończenie

Perspektywy rozwoju połączeń optycznych w obecnych elektronicznych i przyszłych optycznych komputerach są przedmiotem wielu artykułów (np. [40]). Porównuje się w nich planowane optyczne i istniejące elektroniczne połączenia z punktu widzenia różnych parametrów: szybkości działania, zużywanego energii, zajmowanego miejsca, możliwości dalszej miniaturyzacji i innych.

Duże znaczenie ma wzajemne ograniczenie między gęstością połączeń na  $1 \text{ mm}^2$  obwodu scalonego i szybkością przesyłania danych w GB/s. Gęstość optycznych połączeń ograniczona jest przez efekty dyfrakcyjne. Natomiast szybkość przesyłania ograniczona jest przez czas przełączania w materiałach optycznych, a znacznie bardziej przez praktyczne możliwości modulacji wiązki laserowej. Szacuje się, że metody optyczne pozwalają na gęstość połączeń większą o dwa rzędy wielkości dla danej częstości pracy komputera. Dla wysokich częstości zegara różnica będzie nawet większa. Oczywiście, komunikacja wiązkami rozchodzącymi się w przestrzeni swobodnej pozwala na większą gęstość połączeń niż przy użyciu światłowodów.

Warto zauważyć, że połączenie dwóch dwuwymiarowych macierzy źródeł i detektorów wymaga opisu za pomocą czterowymiarowego tensora. Do jego fizycznej realizacji mamy tylko trójwymiarowy hologram objętościowy. Narzuca to zasadnicze ograniczenie na ilość możliwych połączeń. Jednakże, gdy użyty zostanie hologram dynamiczny, to w zasadzie możliwe jest zbudowanie pełnej, zmiennej sieci połączeń.

Rozważania energetyczne wykazują wyższość połączeń elektronicznych. Według niektórych oszacowań ilość traconej energii, która w efekcie ogrzewa komputer będzie w przypadku połączeń optycznych przynajmniej o rząd wielkości większa. Jest to zarzut dyskwalifikujący, gdy weźmiemy pod uwagę problemy z chłodzeniem obecnych superkomputerów. Jednakże w najbliższej przyszłości sytuacja może ulec radykalnej odmianie. Prace idące w kierunku miniaturyzacji laserów półprzewodnikowych i detektorów robi się zaledwie od dziesięciu lat. Natomiast technologia krzemowa obwodów scalonych doskonalona jest od wczesnych lat sześćdziesiątych. Zmniejszenie wymiarów elementów elektrooptycznych doprowadzi do ograniczenia liczby nośników prądu biorących udział w wykonywanych operacjach, a zatem zmniejszenia strat energetycznych. Podobny proces miniaturyzacji elementów elektronicznych trwa niby nadal, ale napotkał trudną do pokonania barierę. Mianowicie na podłożu zabrakło miejsca na umieszczanie napylanych czy wdyfundowanych przewodów, zaś na obwodzie układu scalonego zabrakło miejsca na doprowadzenie przewodów.

## Literatura

- [1] Opt. Eng. 24, zeszyt 1, (1985).
- [2] Opt. Eng. 25, zeszyt 1, (1986).
- [3] Opt. Eng. 25, zeszyt 10, (1986).
- [4] Opt. Eng. 26, zeszyt 1, (1987).
- [5] Appl. Opt. 25, zeszyt 10, (1986).
- [6] Appl. Opt. 25, zeszyt 14, (1986).
- [7] Appl. Opt. 25, zeszyt 18, (1986).
- [8] Appl. Opt. 27, zeszyt 9, (1988).
- [9] Proc. IEEE 72, zeszyt 7, (1984).
- [10] *Optical Processing and Computing*, red. H.H.Arsenault, T.Szoplik i B.Macukow, Academic Press, Boston, 1989.
- [11] A.A.Sawchuk, T.C.Strand, Proc. IEEE 72, 758 (1984).
- [12] K.-H.Brenner, A.Huang, N.Streibl, Appl. Opt. 25, 3054 (1986).
- [13] K.-H.Brenner, Appl. Opt. 25, 3061 (1986).
- [14] K.-H.Brenner, Appl. Opt. 27, 1687 (1988).
- [15] H.M.Gibbs, S.L.McCall, T.N.C.Venkatesan, Opt. Eng. 19, 463 (1980).
- [16] H.M.Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light*, Academic Press, Orlando, 1985.
- [17] R.P.Feynman, *Postępy Fizyki* 39, 411 (1988).
- [18] *Optics News* 12, zeszyt 4, (1986).
- [19] J.W.Goodman, F.J.Leonberger, S.-Y.Kung, R.A.Athale, Proc. IEEE 72, 850 (1984).
- [20] B.K.Jenkins, P.Chavel, R.Forchheimer, A.A.Sawchuk, T.C.Strand, Appl. Opt. 23, 3465 (1984).
- [21] R.G.Hunsperger, *Integrated Optics: Theory and Technology*, Springer, Berlin, 1985.
- [22] J.W.Goodman, "Optics as an Interconnect Technology", rozdz.1 w [10], str.1-32.
- [23] S.Y.Kung, Proc. IEEE 72, 867 (1984).
- [24] L.A.Bergman i in., Opt.Eng. 25, 1109(1986).
- [25] W.T.Cathey, *Optyczne przetwarzanie informacji i holografia*, PWN, Warszawa, 1978.
- [26] V.P.Koronkevich, "Computer Synthesis of Diffraction Optical Elements", rozdz.9 w [10], str.277-313.
- [27] J.Nowak, M.Zajac, *Postępy Fizyki* 42, 53 (1991).

- [28] B.K.Jenkins, A.A.Sawchuk, T.C.Strand, R.Forchheimer, B.H.Soffer, *Appl. Opt.* **23**,3455 (1984).
- [29] B.K.Jenkins, P.Chavel, R.Forchheimer, A.A.Sawchuk, T.C.Strand, *Appl. Opt.* **23**, 3465 (1984).
- [30] A.W.Lohmann, J.Schwider, N.Streibl, J.Thomas, *Appl. Opt.* **27**, 2915 (1988).
- [31] J.Jahns, M.J.Murdocca, *Appl. Opt.* **27**, 3155 (1988).
- [32] A.D.McAulay, *Opt. Eng.* **25**, 82 (1986).
- [33] A.D.McAulay, *Opt. Eng.* **25**, 76 (1986).
- [34] B.D.Clymer, J.W.Goodman, *Opt. Eng.* **25**, 1103 (1986).
- [35] B.D.Clymer, J.W.Goodman, *Opt. Eng.* **27**, 944 (1988).
- [36] V.N.Morozov, "Diode Lasers in Optical Computing", rozdz.5 w [10], str.145-187.
- [37] K.Y.Lau, N.Bar-Chaim, P.L.Derry, A.Yariv, *Appl. Phys. Lett.* **51**(2),69 (1987).
- [38] A.D.Fisher, komunikat TuC1-1 w materiałach *Topical Meeting on Optical Computing*, 18-20 March, 1985, Incline Village, Nevada.
- [39] W.E.Ross, D.Psaltis, R.H.Anderson, *Opt. Eng.* **22**,485 (1983).
- [40] M.R.Feldman, S.C.Esener, C.C.Guest, S.H.Lee, *Appl. Opt.* **27**,1742 (1988).

Niniejsza praca została wykonana w ramach umowy CPBR 8.12.

## NOWOŚCI NAUKOWE

**Jerzy Bartke***Instytut Fizyki Jądrowej  
Kraków***Elektromagnetyczna dysocjacja relatywistycznych jąder****Electromagnetic dissociation of relativistic nuclei**

*Abstract:* The process of electromagnetic dissociation of relativistic nuclei is discussed. After a theoretical description, a review of relevant experiments is given and their results presented.

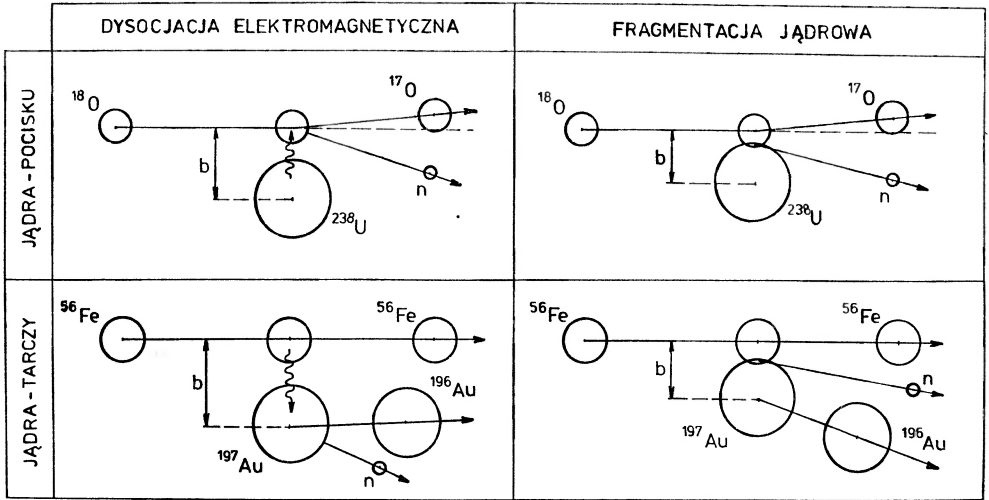
**1. Wstęp**

Elektromagnetyczna dysocjacja jądra (ED) – to proces oddzielenia od jądra pewnej liczby nukleonów w wyniku oddziaływania elektromagnetycznego z drugim jądrem. Oddziaływanie elektromagnetyczne dochodzi do głosu poza zasięgiem działania sił jądrowych, czyli dla zderzeń bardzo peryferycznych, o parametrze zderzenia przekraczającym sumę promieni obu jąder. Ze względu na proporcjonalność oddziaływania elektromagnetycznego do kwadratu ładunku jądra  $Z$  oraz wobec jego silnie malejącej zależności od przekazu czteropędu  $q$  (oddziaływanie  $\propto Z^2/q^4$ ), elektromagnetyczna dysocjacja przejawia się dla jąder o dużym ładunku i jest procesem "miękkim", charakteryzującym się małym przekazem czteropędu. W związku z tym dominującym kanałem ED jest oddzielenie jednego nukleonu (neutronu lub protonu), rzadziej dwóch nukleonów (głównie pary pn), natomiast prawdopodobieństwo oddzielenia większej liczby nukleonów jest znacznie mniejsze.

Interesującą własnością elektromagnetycznej dysocjacji jest wzrost jej przekroju czynnego ze wzrostem energii oddziałujących jąder, w odróżnieniu od procesu fragmentacji jądrowej (tzn. takiej samej reakcji jądrowej ale zachodzącej pod



wplywem oddziaływania jądrowego), który powyżej ok. 1 GeV/nukleon nie wykazuje już żadnej zależności od energii (tzw. graniczna fragmentacja). Wzrost ten jest dość silny i dla energii 200 GeV/nukleon osiąganych w akceleratorze SPS w CERN-ie procesy ED przewyższają odpowiednie kanały fragmentacji jądrowej, a dla najcięższych badanych jąder (zderzenia  $^{32}\text{S} + \text{Pb}$ ) przekraczają nawet całkowity geometryczny przekrój czynny wynoszący ok. 4 barny. Rysunek 1 przedstawia

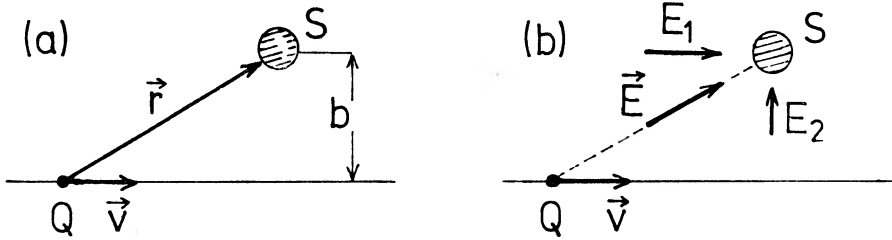


Rys.1. Schematyczne przedstawienie procesów dysocjacji elektromagnetycznej i fragmentacji jądrowej w reakcjach oddzielenia jednego neutronu od jądra pocisku i jądra tarczy

wia schematycznie procesy oddzielenia jednego neutronu od jądra pocisku i od jądra tarczy zachodzące w wyniku oddziaływania elektromagnetycznego (proces ED) i oddziaływania jądrowego (fragmentacja).

## 2. Opis teoretyczny

Przekrój czynny ED można obliczyć teoretycznie stosując tzw. metodę wirtualnych fotonów. Metoda ta, wprowadzona przez Weizsäckera i Williamsa w r. 1934 [1], opisuje oddziaływanie relatywistycznej cząstki z jakimś układem fizycznym  $S$  jako oddziaływanie odpowiadającego danej sytuacji promieniowania elektromagnetycznego (wirtualnych fotonów) z tym układem. Rozważmy układ fizyczny  $S$  (np. jądro atomowe) i cząstkę o masie  $m$  i ładunku  $Q$  biegnącą z prędkością  $v = \beta c$  i parametrem zderzenia  $b$  względem układu  $S$  (rys. 2a). Poruszająca się cząstka naładowana wytwarza wokół siebie pole elektromagnetyczne (wyrażenia na składowe tego pola otrzymuje się z przekształcenia Lorentza [2]). Wskutek



Rys.2. Relatywistyczna cząstka naładowana padająca na wzbudzany układ S (a) i równoważne jej impulsy promieniowania (b)

ruchu cząstki pojawia się składowa magnetyczna, która nie występuje w jej układzie własnym. Na naładowane cząstki układu S mają jednak wpływ tylko siły elektryczne (pole magnetyczne nie może dostarczyć energii). Wypadkowa pola elektrycznego  $\vec{E}$  skierowana jest wzdłuż promienia wodzącego  $\vec{r}$ , a jej natężenie i kierunek zmieniają się w czasie ruchu biegnącej cząstki. Dogodnie jest rozłożyć pole  $\vec{E}$  na dwie składowe: podłużną  $E_1$  i poprzeczną  $E_2$  (rys. 2b). Składowe te dane są następującymi wzorami:

$$\text{składowa podłużna : } E_1(t, b) = -Q \gamma v t / (b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}, \quad (1)$$

$$\text{składowa poprzeczna : } E_2(t, b) = Q \gamma b / (b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}. \quad (2)$$

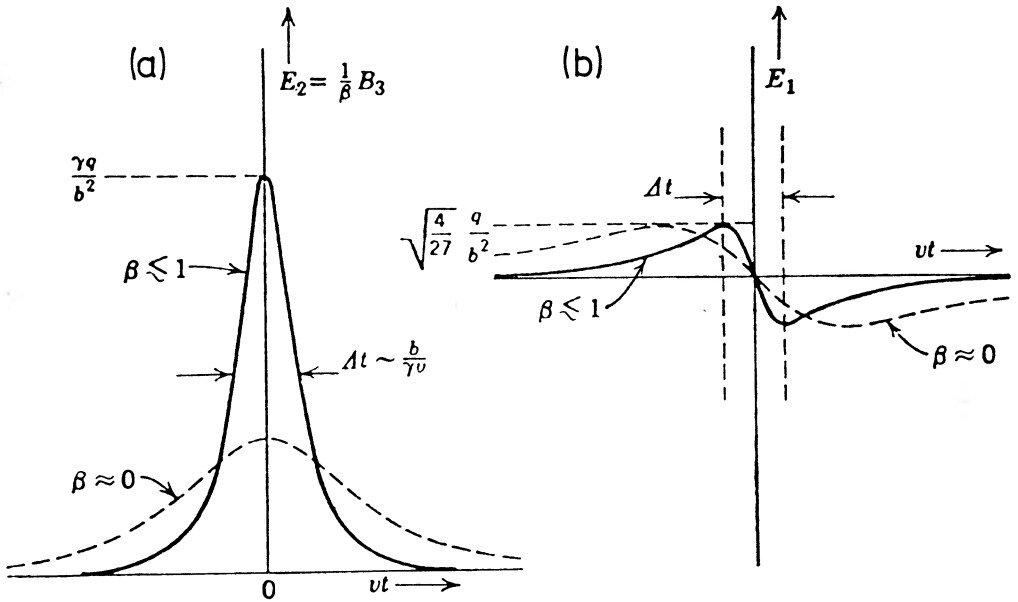
Przebieg ich zmienności w czasie przedstawia rys. 3. Metoda W-W polega na zastąpieniu pól  $E_1, E_2$  odpowiednimi impulsami promieniowania i rozważaniu oddziaływania układu S z tym promieniowaniem. Widmo częstości  $dI(\omega, b)/d\omega$  promieniowania można otrzymać poprzez przekształcenie Fouriera  $E(\omega, b)$  funkcji  $E(t, b)$  (por.[2], str. 689). Dla każdej ze składowych  $E_1, E_2$

$$\frac{dI_{1,2}(\omega, b)}{d\omega} = \frac{c}{2\pi} |E_{1,2}(\omega, b)|^2, \quad (3)$$

$$\text{gdzie } E(\omega, b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t, b) e^{i\omega t} dt. \quad (4)$$

We wzorze tym występuje jeszcze zależność od parametru zderzenia  $b$ . Aby otrzymać energię na jednostkę częstości w równoważnym przebiegającej cząstce polu promieniowania trzeba dokonać całkowania po parametrze zderzenia

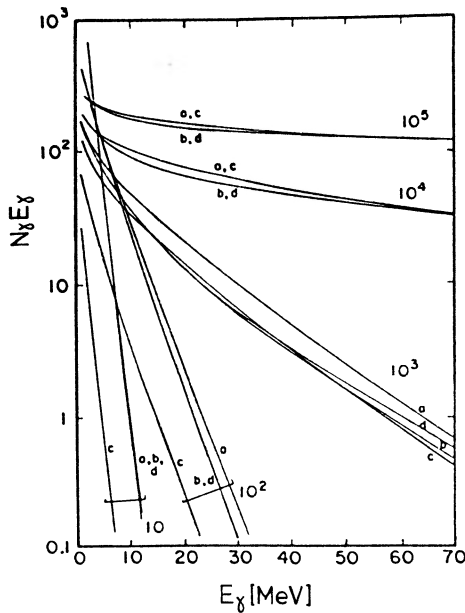
$$\frac{dI(\omega)}{d\omega} = 2\pi \int_{b_{\min}}^{\infty} \left( \frac{dI_1(\omega, b)}{d\omega} + \frac{dI_2(\omega, b)}{d\omega} \right) b db. \quad (5)$$



Rys.3. Przebiegi czasowe składowych poprzecznej (a) i podłużnej (b) pola elektromagnetycznego działającego na układ S

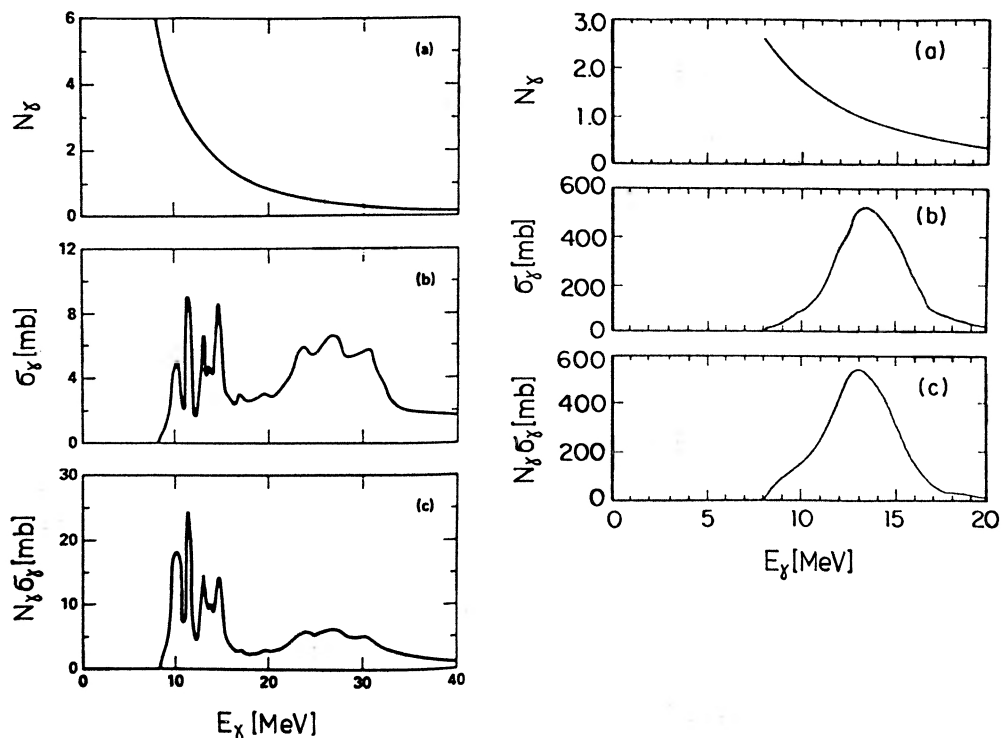
Wynik całkowania zawiera człon wiodący  $\sim Z^2/E_\gamma$  pomnożony przez dość skomplikowane wyrażenie zawierające funkcje Bessla. Zależy on od najmniejszej wartości parametru zderzenia  $b_{min}$ . Wartość  $b_{min}$  można otrzymać z zasady nieoznaczoności:  $b_{min} \cong \hbar/Q_{max}$ , gdzie  $Q_{max}$  jest największym możliwym przekazem pędu. Maksymalny przekaz pędu odpowiada rozproszeniu sprężystemu ku tyłowi, czyli podstawieniu  $\cos \Theta = -1$  w wyrażeniu  $Q^2 = 2m^2v^2(1 - \cos \Theta)$ . Wtedy  $Q_{max} = 2mv$  i można przyjąć  $b_{min} = \hbar/2mv$  jako przybliżone oszacowanie dolnej granicy całkowania, chyba że okaże się, iż  $b_{min}$  obliczone w ten sposób jest mniejsze od promienia jądra  $R$ ; w takim przypadku należy przyjąć  $b_{min} = R$ , gdyż przy mniejszych parametrach zderzenia będą już odgrywać dominującą rolę oddziaływania jądrowe.

Widmo wirtualnych fotonów zawiera głównie fotony o niskiej energii i maleje ze wzrostem energii fotonów, rozciągając się do częstości granicznej rzędu  $\gamma\hbar c/b_{min}$ . Rysunek 4 przedstawia obliczone numerycznie widma wirtualnych fotonów dla oddziaływań wiązek jądrowych o różnych wartościach energii ze spoczywającym jądrem uranu. Dla określonej energii wiązki, różne krzywe odpowiadają



Rys.4. Widmo wirtualnych fotonów obliczone dla tarczy uranowej i dla różnych wartości energii padających cząstek. Liczby przy krzywych podają wartości energii w MeV/nukleon. Krzywe a – d odpowiadają różnym wariantom teorii [9]

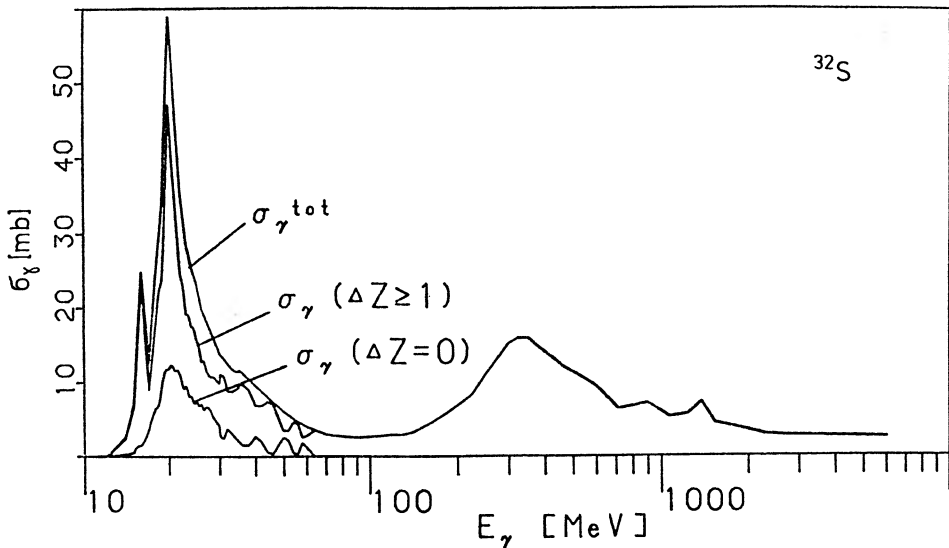
kilku różnym wariantom teorii (ładunki punktowe lub rozciągłe, różne multipolości promieniowania [2–4]). Widać, że przy wysokich energiach rzędu kilku GeV/nukleon wyniki różnych wariantów obliczeń zbliżają się do siebie. Aby obliczyć przekrój czynny na elektromagnetyczną dysocjację jądra zakłada się, że fotony wirtualne oddziałują tak samo jak rzeczywiste i mnoży się widmo przedstawione na rys. 4 przez funkcję opisującą zależność przekroju czynnego odpowiedniej reakcji fotojądrowej – np. reakcji  $(\gamma, n)$  od energii fotonu. Rysunek 5 przedstawia składniki potrzebne do obliczenia przekroju czynnego ED jąder  $^{18}\text{O}$  (a) i  $^{197}\text{Au}$  (b) o energii 1–2 GeV/n, tj. dla eksperymentów prowadzonych przy akceleratorze Bevalac w Berkeley. W tych warunkach widmo wirtualnych fotonów rozciąga się do energii kilkudziesięciu MeV. W tym zakresie energii fotonów, dominujący wkład do przekroju czynnego oddziaływania fotonu z jądrem ma tzw. gigantyczny rezonans dipolowy. Dla lekkich jąder występuje on przy energii 20–25 MeV i na jego tle widoczne są liczne wąskie linie odpowiadające różnym stanom wzbudzonemu jądra. Dla ciężkich jąder występuje on przy energii ok. 14 MeV i ma kształt dający się dobrze opisać typową krzywą rezonansową; wskutek dużej gęstości poziomów w ciężkich jądrach linie pochodzące od różnych poziomów nie są widoczne oddzielnie. Gigantyczny rezonans dipolowy jest interpretowany jako



Rys.5. Składniki potrzebne do teoretycznego obliczenia przekroju czynnego dysocjacji elektromagnetycznej jądra  $^{18}\text{O}$  o energii 1,7 GeV/nukleon w reakcji  $^{18}\text{O} + \text{U} \rightarrow ^{17}\text{O} + \text{X}$  (a) i jądra  $^{197}\text{Au}$  pod wpływem wiązki jąder  $^{139}\text{La}$  o energii 1.26 GeV/nukleon w procesie  $^{139}\text{La} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{196}\text{Au} + \text{X}$  (b). Kolejne krzywe licząc od góry przedstawiają: widmo wirtualnych fotonów, zależność przekroju czynnego reakcji ( $\gamma, n$ ) od energii fotonu i iloczyn obu poprzednich. Całka z trzeciej krzywej daje przekrój czynny elektromagnetycznej dysocjacji odpowiedniego jądra [9,17]

wzbudzenie kolektywne polegające na oscylacjach wchodzących w skład jądra ze spólów protonów i neutronów względem środka masy jądra. Zespoły protonów i neutronów traktowane są w tym podejściu jako dwie nieściśliwe, wzajemnie przenikające się ciecze. Ten model gigantycznego rezonansu dipolowego daje prawidłowe wartości energii wzbudzenia oraz opisuje jej zależność od masy jądra (ze wzrostem masy jądra energia rezonansu spada jak  $A^{-1/6}$ ).

Dla wyższych energii padających jąder zakres energii wirtualnych fotonów poszerza się, dochodząc do ok. 4 GeV dla jąder o energii 200 GeV/n (eksperymenty przy akceleratorze SPS w CERN-ie). Rysunek 6 przedstawia zależność



Rys.6. Zależność przekroju czynnego reakcji fotojądrowych dla jądra  $^{32}\text{S}$  od energii fotonu [12]

przekroju czynnego reakcji fotojądrowych na jądrze  $^{32}\text{S}$  od energii w tym rozszerzonym przedziale, z podziałem na procesy, w których ładunek jądra nie ulega zmianie:  $\Delta Z = 0$  (głównie reakcja  $(\gamma, n)$ ), oraz procesy ze zmianą ładunku jądra:  $\Delta Z \geq 1$ .

Powyżej gigantycznego rezonansu dipolowego, o którym była mowa uprzednio, dochodzą do głosu nowe procesy: w przedziale energii 50–400 MeV ważne staje się rozproszenie na kwazideuteronie  $(\gamma, pn)$ , powyżej 140 MeV rozpoczyna się produkcja mezonów  $\pi$ , a wzbudzenie rezonansu  $\Delta(1232)$  daje maksimum w przekroju czynnym przy energii fotonów ok. 340 MeV (rys. 6). Dla energii fotonów  $E_\gamma \geq 1$  GeV, foton oddziałuje poprzez pośredniczące mezony wektorowe, co prowadzi do różnych, także i wielcząstkowych, hadronowych stanów końcowych.

Tablica 1 podaje względne wkłady do przekroju czynnego elektromagnetycz-

nej dysocjacji  $\sigma_{ED}$  pochodzące od fotonów z różnych przedziałów energii. Widać, że dla eksperymentów przy SPS fotony o energii rzędu kilkuset MeV wnoszą istotny wkład do  $\sigma_{ED}$ .

Zmiana widma fotonów ze wzrostem energii, oraz narastający wkład nowych procesów prowadzą do dosyć silnej zależności  $\sigma_{ED}$  od energii. Ilustruje to tabl. 2 podająca obliczone teoretycznie wartości  $\sigma_{ED}$  dla różnych energii i różnych jąder. Widać, że np. dla  $^{16}\text{O}+\text{Pb}$   $\sigma_{ED}$  wzrasta 10-krotnie od energii pocisku 2 GeV/n (Bevalac) do 200 GeV/n (SPS).

**Tablica 1.** Obliczone teoretycznie procentowe przyczynki do całkowitego przekroju czynnego na elektromagnetyczną dysocjację jądra  $^{16}\text{O}$  w oddziaływaniu  $^{16}\text{O} + ^{207}\text{Pb}$  przy trzech różnych wartościach energii wiązki pochodzące od wirtualnych fotonów z różnych przedziałów energii  $E_1 \leq E_\gamma \leq E_2$  (z pracy [14]).

$E_1, E_2$ [MeV]		$E/A$ [GeV/nukleon]		
		2	60	200
10,	30	80.1	50.0	42.5
30,	140	19.9	28.6	26.1
140,	400	0.1	15.7	19.5
400,	$\infty$	0.0	5.7	11.5

**Tablica 2.** Obliczone teoretycznie wartości całkowitego przekroju czynnego na elektromagnetyczną dysocjację ze zmianą ładunku dla jąder  $^{16}\text{O}$  i  $^{32}\text{S}$  na różnych tarczach i przy różnych energiach (z prac [12,14]). Wartości przekrojów czynnych podane są w milibarnach

Tarcza	Jądro i jego energia $E/A$ [GeV/nukleon]				
	$^{16}\text{O}$ :	2	60	200	$^{32}\text{S}$ : 200
H		0.1	0.3	0.6	....
C		2.0	8.6	13.2	30
Al		7.7	37.0	56.1	128
Cu		31.3	168.	257.0	594
Ag		73.4	423.0	651.0	1494
Pb		184.0	1197.0	1871.0	4339

### 3. Badania doświadczalne i ich wyniki

Elektromagnetyczną dysocjację jąder można badać na dwa sposoby: badając fragmentację jądra–pocisku lub jądra–tarczy. W pierwszym przypadku typowa aparatura doświadczalna stanowi magnetyczny spektrometr masowy pozwalający na identyfikację produktów fragmentacji jądra–pocisku. Dla energii wiązki rzędu kilku GeV/nukleon spektrometr taki ma kilkanaście metrów długości. Tą właśnie metodą rozpoczęto systematyczne badania ED jąder relatywistycznych przy akceleratorze Bevalac w Laboratorium Lawrence'a w Berkeley. Praca Heckmanna i Lindstroma [5] z r. 1976 cytowana jest często jako pierwsza doświadczalna obserwacja tego procesu. Należy jednak wspomnieć, że we wcześniejszych pracach z promieniowaniem kosmicznym zwrócono już uwagę na ED. W szczególności trzeba tu wymienić pracę K. Rybickiego [6] z roku 1967, w której interpretowano pewną klasę przypadków oddziaływania jąder promieniowania kosmicznego ( $2 \leq Z \leq 9$ ) w emulsji jako procesy ED. Przypadki te wybrano przy pomocy następujących kryteriów:

- (1) brak śladów wyparowania jądra tarczy,
- (2) suma ładunków obserwowanych cząstek zgodna z ładunkiem jądra pierwotnego,
- (3) kąty emisji tych cząstek zgodne z charakterystycznym kątem fragmentacji danym przez tzw. wzór Kaplona  $\langle \Theta^2 \rangle^{1/2} = 0,12/E$  [GeV].

Podobną hipotezę przedstawiono w kilku późniejszych pracach autorów hinduskich [7,8].

W cytowanej powyżej pracy akceleratorowej [5] badano fragmentację jąder  $^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}$  o energii 1.5 i 2.1 GeV/nukleon na różnych tarczach jądrowych. W kanałach reakcji odpowiadających odłączeniu od padającego jądra jednego nukleonu ( $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C}$ ,  $^{11}\text{B}$  i  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ ) oszacowano wkład procesów jądrowych i odjęto od zmierzonych przekrojów czynnych. Jeżeli obserwowany przekrój czynny jest sumą przyczynków od oddziaływania jądrowego i elektromagnetycznego,

$$\sigma_{\text{exp}} = \sigma_{\text{nucl}} + \sigma_{\text{ED}}, \quad (6)$$

to różnica  $\sigma_{\text{exp}} - \sigma_{\text{nucl}}$  przedstawia wkład elektromagnetycznej dysocjacji  $\sigma_{\text{ED}}$ . Wydzielenie wkładów procesów jądrowych w poszczególnych kanałach fragmentacji opiera się na ustalonej doświadczalnie systematyce przekrojów czynnych fragmentacji oraz niezależności tych przekrojów od energii powyżej ok. 1 GeV/nukleon (tzw. graniczna fragmentacja). Badania procesu fragmentacji jąder wykazały, że przekroje czynne różnych kanałów faktoryzują się. Przekrój czynny



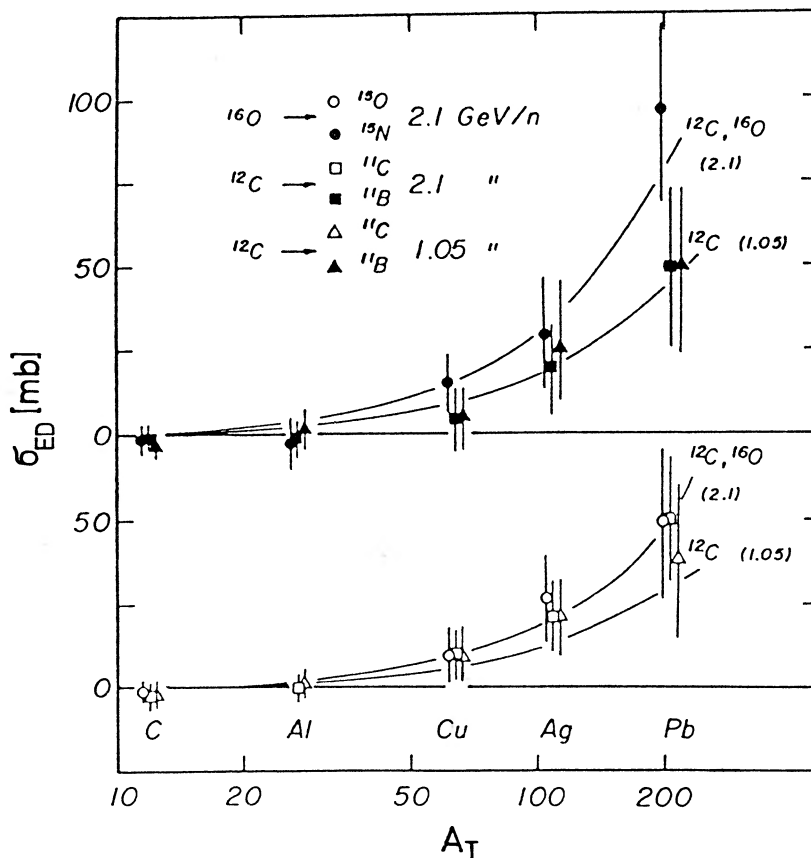
reakcji, w wyniku której z jądra padającego P w wyniku oddziaływania jądrowego z tarczą T powstaje fragment F można zapisać w postaci iloczynu dwóch czynników

$$\sigma_{\text{nucl}}(P, T, F) = \gamma_P^F \gamma_{PT} \quad (7)$$

gdzie  $\gamma_P^F$  nosi nazwę czynnika fragmentu, a  $\gamma_{PT}$  – czynnika tarczy. Pomiar przekrojów czynnych dla wielu kanałów fragmentacji dla różnych pocisków i tarcz pozwala na wyznaczenie czynników  $\gamma_P^F$  i  $\gamma_{PT}$  i na stwierdzenie, w których kanałach występują odstępstwa od wzoru (7) spowodowane dodatkowym wkładem ED. Okazuje się, że odstępstwa te występują, tak jak należało się spodziewać, w reakcjach najbardziej "miękkich", w których następuje minimalna zmiana ładunku jądra pocisku:  $\Delta Z_P = 0$  lub 1. Otrzymane w ten sposób wartości  $\sigma_{ED}$  przedstawione są na rys.7 i porównane z wynikami obliczeń teoretycznych [3]. Widać, że zgodność z teorią jest dobra, co potwierdza interpretację obserwowanych procesów jako ED jąder. W kolejnych pracach wykonanych w Berkeley [9,10] badano fragmentację jąder  $^{18}\text{O}$  i  $^{56}\text{Fe}$  o energii 1.7 GeV/n. Wydzielono proces ED w kanałach, odpowiednio,  $^{18}\text{O} \rightarrow ^{17}\text{O}$  i  $\text{Fe} \rightarrow \text{Mn}$ .

Inną metodykę badania procesów fragmentacji jądra pocisku zastosowała grupa z Uniwersytetu w Siegen (RFN). Dla określenia ładunku fragmentu użyto detektorów plastikowych typu CR-39, w których przechodzący wielokrotnie naładowany jon pozostawia lokalne uszkodzenia struktury. Naświetloną folię CR-39 poddaje się następnie procesowi trawienia chemicznego, w wyniku którego w miejscach tych uszkodzeń powstają makroskopowe stożkowe zagłębienia. Średnica tych zagłębień jest jednoznacznie związana z ładunkiem jonu. Dla zwiększenia dokładności statystycznej stosuje się bloki złożone z kilku warstw folii CR-39 i następnie wyznacza średnią pomiarów dla kolejnych zagłębień położonych wzdłuż trajektorii jonu. W ten sposób uzyskać można bardzo dobrą zdolność rozdzielczą, co ilustruje rys. 8.

Metodą detektorów plastikowych CR-39 zbadano fragmentację jąder  $^{32}\text{S}$  o energii 0,7 i 1,2 GeV/n [11,12], jąder  $^{28}\text{Si}$  o energii 14,5 GeV/n [13], jąder  $^{16}\text{O}$  o energii 60 i 200 GeV/n [14] i jąder  $^{32}\text{S}$  o energii 200 GeV/n [12] w naświetlaniach przeprowadzonych, odpowiednio, w Berkeley, Brookhaven i CERN-ie. Wykorzystując systematykę przekrojów czynnych fragmentacji, własność faktoryzacji i niezależność fragmentacji jądrowej od energii wiązki, wyodrębniono procesy ED w kanałach odpowiadających  $\Delta Z_P = 0, 1, 2 \dots$ . Przykładowe wartości  $\sigma_{ED}$  dla fragmentacji  $^{32}\text{S}$  podane są w tabl. 3. Widać, że dla energii 200 GeV/n wkład procesów ED obserwuje się nawet w kanałach ze zmianą ładunku jądra-pocisku o 5 jednostek.

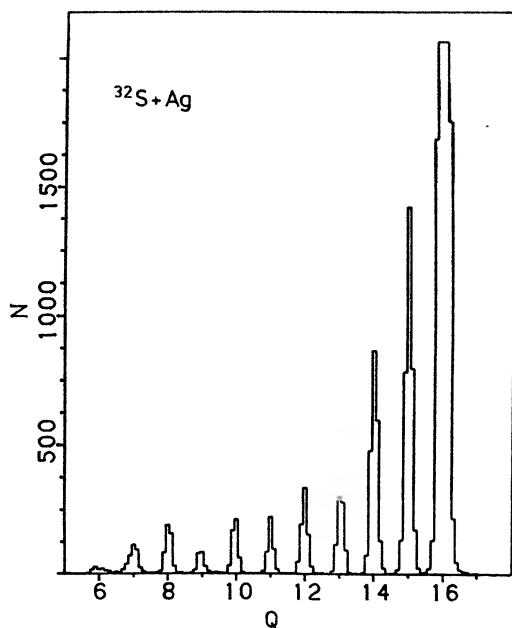


Rys.7. Zależności przekrojów czynnych na elektromagnetyczną dysocjację jąder  $^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}$  od masy jądra tarczy zmierzone przy dwóch różnych energiach wiązki 1.05 i 2.1 GeV/nukleon [5]

**Tablica 3.** Wyznaczone doświadczalnie wartości przekrojów czynnych na elektromagnetyczną dysocjację jądra  $^{32}\text{S}$  o energii 200 GeV/nukleon na tarczy  $^{207}\text{Pb}$  prowadzącej do zmiany ładunku dysocjującego jądra od  $\Delta Z_P = 1$  do  $\Delta Z_P = 5$  (obliczone na podstawie tabl. 4 i 5 z pracy [12]).

$\Delta Z_P$	$\sigma_{ED}$ [mb]
1	2416 $\pm$ 47
2	1200 $\pm$ 44
3	274 $\pm$ 29
4	250 $\pm$ 23
5	106 $\pm$ 17

Fragmentację jąder  $^{16}\text{O}$  przy energiach 60 i 200 GeV/n badano także metodą



Rys.8. Rozkład ładunku fragmentów jądra  $^{32}\text{S}$  o energii 200 GeV/nukleon otrzymany przy użyciu tarczy Ag i detektorów plastikowych CR-39 [12]

emulsji jądrowych [15]. Stosując kryteria wyboru podobne jak w pracy [6], autorzy twierdzą, że wkład procesów ED wynosi ok. 6% przy energii 60 GeV/n i wzrasta do ok. 11% przy energii 200 GeV/n.

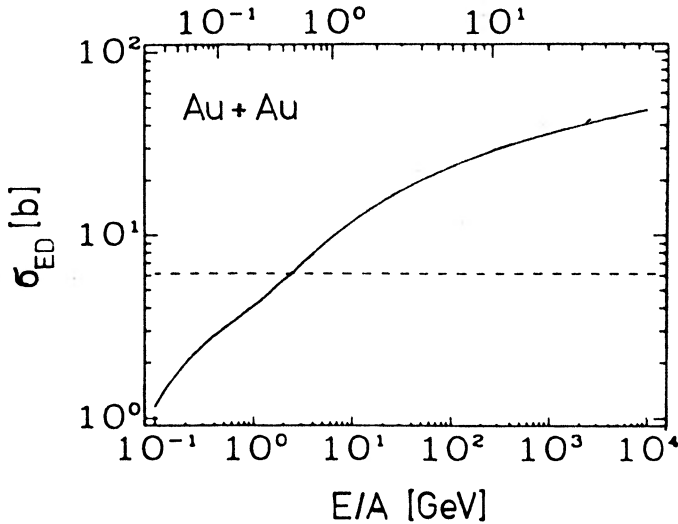
W przypadku badania elektromagnetycznej dysocjacji jądra tarczy, tarcza wykonana z odpowiednio dobranego materiału naświetlana jest wiązką wysokoenergetycznych jąder i następnie poddana analizie gamma-spektrometrycznej celem określenia zawartości w niej określonego produktu reakcji. Znajomość strumienia jąder użytego do naświetlenia pozwala na określenie przekroju czynnego badanego procesu.

W eksperymentach tego rodzaju wyspecjalizowała się grupa z Uniwersytetu Ames w stanie Iowa (USA). W latach 1984–88 opublikowała ona wyniki prac [16,17] prowadzonych przy Bevalacu w Berkeley, gdzie naświetlano tarcze  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{89}\text{Y}$  i  $^{197}\text{Au}$  wiązkami relatywistycznych jąder  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  i  $^{139}\text{La}$ . Energia jąder wynosiła 2,1 GeV/n dla C i Ne, 1,8 GeV/n dla Ar, 1,7 GeV/n dla Fe i 1,26 GeV/n dla La. Przeprowadzono także naświetlenia protonami o energii 2,1 GeV (w Berkeley) i 28 GeV (w Brookhaven). Naświetlone tarcze były przewożone samolotem do Uniwersytetu Iowa celem pomiaru wytworzonej aktywności gamma. Widma gamma otrzymywano przy pomocy odpowiednich spektrometrów

i liczników Ge(Li) z analizatorami wielokanałowymi. Rejestrowano linie gamma pochodzące od izotopów  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$  i  $^{196}\text{Au}$  powstających w tarczach w wyniku odłączenia jednego neutronu. Pomiar prowadzono przez czas odpowiadający kilku okresom półrozpadu poszukiwanych izotopów (okresy półrozpadu wynoszą dla  $^{58}\text{Co}$  70 dni, dla  $^{88}\text{Y}$  108 dni dla  $^{196}\text{Au}$  6 dni). Dla określenia strumienia jąder padających na tarcze wykorzystano reakcje o znanych przekrojach czynnych.

Ta sama grupa wykonała podobny eksperyment w CERN-ie dla wiązek  $^{16}\text{O}$  i  $^{32}\text{S}$  o energii 200 GeV/n, z tarczami  $^{59}\text{Co}$  i  $^{197}\text{Au}$  (eksperyment NA40 [18]).

Dla separacji procesów jądrowych i elektromagnetycznych wykorzystuje się, podobnie jak w przypadku badania fragmentacji jądra-pocisku, własność faktoryzacji procesów fragmentacji jądrowej. Jak było już powiedziane wyżej, względne prawdopodobieństwa różnych kanałów fragmentacji jądrowej nie zależą od drugiego jądra uczestniczącego w zderzeniu. Na przykład przy bombardowaniu jąder  $^{197}\text{Au}$  wiązkę relatywistycznych jąder  $^{139}\text{La}$  i badaniu fragmentacji tarczy stosunek przekrojów czynnych  $\sigma(^{139}\text{La} + ^{197}\text{Au} \rightarrow F_i + X) / \sigma(p + ^{197}\text{Au} \rightarrow F_i + X)$  powinien mieć jednakową wartość dla dowolnego fragmentu  $F_i$ . Wartość ta określona jest przez czynnik geometryczny i w danym przypadku wynosi ok. 2,6. Sytuację doświadczalną ilustruje rys. 9, przedstawiający wartość stosunku przekrojów czynnych fragmentacji jąder  $^{59}\text{Co}$  (a) i  $^{197}\text{Au}$  (b) pod wpływem padających jąder  $^{139}\text{La}$  o energii 1,26 GeV/n do odpowiednich przekrojów czynnych analogicznych reakcji wywołanych przez protony. W przypadku fragmentacji  $^{59}\text{Co}$  widać, że wartość tego stosunku dla procesu  $^{59}\text{Co} \rightarrow ^{58}\text{Co}$  jest prawie trzykrotnie wyższa od średniej obliczonej dla kilku kanałów reakcji, w których powstają fragmenty lżejsze od  $^{58}\text{Co}$ , a w przypadku fragmentacji jądra  $^{197}\text{Au}$  wartość tego stosunku dla procesu  $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{196}\text{Au}$  jest ok. dziesięciokrotnie wyższa od średniej obliczonej dla kilkunastu niżej położonych punktów. Efekt jest więc bardzo wyraźny. Wzrost ten przypisuje się właśnie dysocjacji elektromagnetycznej i w ten sposób określa się przekrój czynny tego procesu. Tablica 4 podaje wartości liczbowe przekrojów czynnych odpowiadające wynikom z rys. 9. Przy analizie danych doświadczalnych korzysta się także z hipotezy granicznej fragmentacji. Stwierdza ona, że dla dostatecznie wysokich energii (praktycznie już dla energii powyżej kilku GeV/nukleon) przekrój czynny na produkcję określonego typu fragmentu przestaje zależeć od energii. Pozwala to porównywać dane uzyskane przy różnych energiach. Tym sposobem otrzymano wartości  $\sigma_{ED}$  przy energii wiązki jąder 200 GeV/nukleon [18], przy której nie było eksperymentów poświęconych systematycznemu badaniu procesów fragmentacji.



Rys.11. Ekstrapolacja przekroju czynnego elektromagnetycznej dysocjacji  $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{196}\text{Au}$  do energii ultrarelatywistycznych. Pozioma prosta przerywana określa geometryczny przekrój czynny dla zderzenia Au + Au, górna skala energii odpowiada zderzającym się wiązkom, a dolna – pracy ze stałą tarczą [16]

lywania jąder złota (Au + Au) przedstawia rys. 11. Widać, że dla zderzających się przeciwbieżnych wiązek Au o energii po 100 GeV/nukleon, przewidywanej dla zespołu akceleratorów RHIC w Brookhaven [19], przekrój czynny ED powinien osiągnąć prawie 60 b, czyli ok. dziesięciokrotnie więcej niż geometryczny przekrój czynny  $\sigma_{\text{geom}}(\text{Au} + \text{Au}) \cong 6$  b. Czas życia wiązek ciężkich jonów w pierścieniach akumulacyjnych RHIC będzie więc dodatkowo silnie ograniczony przez procesy elektromagnetycznej dysocjacji.

### Literatura

- [1] C.F.v. Weizsäcker, *Z.Phys.* **88**, 612 (1934);  
E.J. Williams, *Phys.Rev.* **45**, 729 (1934).
- [2] J.D. Jackson, *Elektrodynamika klasyczna*, PWN Warszawa 1987, str.530.
- [3] R. Jäcke, H. Pilkuhn, *Nucl.Phys.* **A247**, 521 (1975).
- [4] C.A. Bertulani, G. Baur, *Nucl.Phys.* **A442**, 739 (1985); **A458**, 725 (1986).
- [5] H.H. Heckmann, P.J. Lindstrom, *Phys.Rev.Lett.* **37**, 56 (1976).
- [6] K. Rybicki, *Nuovo Cim.* **49**, 203 (1967).

- [7] V.K. Balasubrahmanyan *et al.*, *Proc.12th Intern.Cosmic Ray Conf.*, Hobart, Tasmania, 1972.
- [8] X. Artru, G.B. Yodh, *Phys.Lett.* B40, 43 (1972).
- [9] D.L. Olson *et al.*, *Phys.Rev.* C24, 1529 (1981).
- [10] G.D. Westfall *et al.*, *Phys.Rev.* C19, 1309 (1979).
- [11] C. Brechtmann, W. Heinrich, *Nucl.Instr.Meth.* B29, 675 (1988).
- [12] C. Brechtmann, W. Heinrich, *Z.Phys.* A331, 463 (1988).
- [13] C.Brechtmann, W. Heinrich, E.V. Benton, *Phys.Rev.* w druku
- [14] C.Brechtmann, W.Heinrich, *Z.Phys.* A330, 407 (1988).
- [15] N. Ardito *et al.*, *Europhys.Lett.* 6, 131 (1988).
- [16] M.T. Mercier *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* 52, 898 (1984); *Phys.Rev.* C33, 1655 (1986).
- [17] John C. Hill *et al.*, *Phys.Rev.* C38, 1722 (1988).
- [18] John C. Hill *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* 60, 999 (1988).
- [19] J. Bartke, *Postępy Fizyki* 38, 557 (1987).

## WSPOMNIENIA—ROCZNICE

**Stanisław Michalak, Jerzy H.Rutkowski**

*Instytut Fizyki  
Uniwersytet Łódzki  
Łódź*

**Ilia Michajłowicz Frank  
(1908–1990)**

Dnia 22 czerwca 1990 r. zmarł nagle w Moskwie prof. Ilia Michajłowicz Frank, wybitny fizyk radziecki, laureat nagrody Nobla i nagród państwowych ZSRR, członek Akademii Nauk ZSRR. Działalność naukowa Franka obejmowała elektrodynamikę ładunków relatywistycznych w ośrodkach dielektrycznych, fizykę neutronową i fizykę jądrową niskich energii. Szczególną rolę odegrał on w organizacji i kierowaniu Laboratorium Fizyki Neutronowej Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, którego dyrektorem był w latach 1957–88, a honorowym dyrektorem od r. 1988. Przez wiele lat pełnił funkcję sekretarza Komisji Jądra Atomowego a następnie przewodniczącego Rady Naukowej Fizyki Jądra Atomowego AN ZSRR. Uczestniczył w ruchu Pugwash i w pracach stowarzyszenia laureatów Nagrody Nobla. Działalność pedagogiczną prowadził w Uniwersytecie Moskiewskim, gdzie kierował katedrą i wykładał na wydziale fizyki. Jego wszechstronna działalność naukowa, pedagogiczna i organizacyjna przyniosła mu zasłużony autorytet nie tylko w kręgu fizyków radzieckich ale również poza granicami ZSRR.

Frank urodził się 23 (10) października 1908 r. w Petersburgu. W latach 1926–30 studiował w Uniwersytecie Moskiewskim. Po ukończeniu Uniwersytetu rozpoczął pracę w Leningradzkim Instytucie Optyki, zajmując się badaniem procesów fotochemicznych metodami optycznymi. Za prace te, odznaczające się dużą inwencją twórczą, pomysłowością i głęboką analizą otrzymał w r. 1934 stopień doktora. W tymże roku rozpoczął pracę w nowopowstałym Instytucie Fizyki AN ZSRR (FIAN) w Moskwie. W roku 1937 wspólnie z I.E.Tammem ogłosił teorię objaśniającą wyniki badań doświadczalnych P.A.Czerenkowa nad świeceniem cieczy pod wpływem naświetlania promieniami  $\gamma$  radu. Teoria stwierdzająca, że badane przez Czerenkowa promieniowanie, nazwane później jego nazwiskiem, jest

cemitowane przez cząstkę naładowaną poruszającą się w ośrodku ze stałą prędkością większą od prędkości światła (w tym ośrodku) wydawała się w owych czasach absurdalna. Dalsze badania w pełni potwierdziły wnioski teorii Tamma–Franka oraz doprowadziły do wielu zastosowań tego zjawiska. Za prace nad promieniowaniem Czerenkowa Frank wraz z S.I. Wawilowem, I.E. Tammem i P.A. Czerenkowem otrzymał w r. 1946 nagrodę państwową ZSRR, a w 1958 r. wraz z I.E. Tammem i P.A. Czerenkowem nagrodę Nobla. W następnych latach Frank wyjaśnił wiele



I.M. Frank w 1988 r. na seminarium w Laboratorium Fizyki Neutronowej ZIBJ w Dubnej

charakterystycznych własności promieniowania Czerenkowa, takich jak: czas emisji, prędkość grupową, promieniowanie poruszających się multipoli i inne. Rzeczą naturalną było również to, że Frank zwrócił swoją uwagę na zagadnienia bliskie promieniowaniu Czerenkowa. Rozpatrywał więc właściwości promieniowania oscylatora i innych źródeł poruszających się w ośrodku dielektrycznym (1942). Badania te doprowadziły do wprowadzenia pojęcia zwanego obecnie długością koherencji lub obszarem formowania. Wielkość ta, istotna z punktu widzenia procesów emisji, szczególnie w przypadku cząstek ultrarelatywistycznych, określa długość toru cząstki, na której wyemitowane pod danym kątem fale wzmacniają się wzajemnie. W 1946 r. rozpatrując pole ładunku poruszającego się ruchem jednostajnym przez granicę rozdziału dwóch ośrodków o różnych stałych dielektrycznych, Frank wraz z W.L. Ginzburgiem przewidzieli możliwość występowania promieniowania elektromagnetycznego. Zjawisko to, nazwane przez autorów promieniowa-



niem przejścia, zostało potwierdzone doświadczalnie w końcu lat pięćdziesiątych a następnie stało się przedmiotem intensywnych badań. Obecnie promieniowanie przejścia znajduje zastosowanie jako efektywne narzędzie do określania własności optycznych ośrodków, nierówności powierzchni a także parametrów cząstek promieniujących, np. energii poruszających się ładunków. W dalszych swych pracach Frank podał ogólne i proste wyjaśnienie procesów promieniowania w ośrodkach warstwowych.

Innymi dziedzinami działalności naukowej i organizacyjnej Franka były fizyka neutronowa i fizyka jądrowa niskich energii. Był on organizatorem (1946) i kierownikiem Laboratorium Jądra Atomowego FIAN, kierownikiem Laboratorium Promieniotwórczości Instytutu Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Moskiewskiego (1946–56) oraz organizatorem i dyrektorem Laboratorium Fizyki Neutronowej (LFN) ZIBJ. Tematykę neutronową zaczął Profesor Frank uprawiać w okresie wojny, badając doświadczalnie i teoretycznie różne aspekty transportu neutronów przez układy uranowo-grafitowe. Prace te, istotne z punktu widzenia zastosowań militarnych, były nagrodzone nagrodą państwową ZSRR w 1954 r. Kontynuując badanie procesu dyfuzji neutronów, zwrócił uwagę na duże możliwości wynikające z zastosowania do tego celu impulsowych źródeł neutronów. Przy zastosowaniu takich źródeł, Frank stwierdził istnienie zależności pomiędzy średnim współczynnikiem dyfuzji neutronów a geometrycznymi rozmiarami ośrodka, w którym przebiega dyfuzja i wskazał na występowanie zjawiska dyfuzyjnego ochładzania neutronów spowodowanego większym prawdopodobieństwem ucieczki z próbki neutronów o większych energiach. Logiczną konsekwencją zainteresowania Franka impulsowymi źródłami neutronów było oddanie do eksploatacji w LFN impulsowych reaktorów IBR-30 a potem IBR-2, w których reakcje rozszczepienia wywoływane są szybkimi neutronami. Za to ostatecznie osiągnięcie Frank wraz z grupą współpracowników otrzymał nagrodę państwową ZSRR. Dzięki posiadanym reaktorom, LFN stało się ważnym ośrodkiem badań neutronowych, obejmujących fizykę jądra atomowego, cząstek elementarnych, ośrodków skondensowanych oraz zastosowania. Znaczącym osiągnięciem dokonanym w LFN, które dało początek nowemu kierunkowi w fizyce neutronów, było uzyskanie ultrazimnych neutronów. Duże zainteresowanie w świecie wywołało także odkrycie niezachowania parzystości przestrzennej w rezonansach neutronowych. Frank zajmował się także samą fizyką jądrową. Wraz z grupą współpracowników z LFN wykonał cykl prac poświęconych badaniu reakcji z lekkimi jądrami, w których emitowane są neutrony oraz badaniu oddziaływań szybkich neutronów z jądrami trytu, litu i uranu. Badania te wymagały opracowania wielu nowych i precyzyjnych metod doświadczalnych w celu pomiaru bezwzględnych wartości parametrów neutronowych i pomiarów efektywnych przekrojów czynnych reakcji jądrowych z naładowanymi cząstkami o bardzo niskich energiach rzędu kilkudziesięciu keV. Frank

badał też rozszczepienie jąder pod wpływem mezonów i cząstek o wysokich energiach. Stwierdził, że w tego rodzaju rozszczepieniu główna część wnoszonej energii przekazywana jest wyemitowanym neutronom, podczas gdy energia fragmentów jest taka sama jak w przypadku użycia cząstek o niskich energiach ale wzrasta prawdopodobieństwo emisji przez nie protonów i cząstek  $\alpha$ .

Frank był doskonałym popularyzatorem fizyki, zarówno jeśli chodzi o zagadnienia historii jak i o nowe osiągnięcia. Jego artykuły i wystąpienia z tej dziedziny były szczególnie jasne, przystępne, a nade wszystko interesujące. Wspomnień o pracach Czerenkowa, rozmowach z Tammem, pierwszych pracach nad rozszczepieniem uranu, przenoszeniu FIAN do Kazania, wspomnień o wydarzeniach i ludziach słuchało się z zapartym tchem.

Zainteresowania jego nie ograniczały się wyłącznie do fizyki. Przez kilka lat prowadził w LFN seminarium na temat różnych aspektów filozofii nauki. Wśród jego wielu zainteresowań znane było powszechnie zainteresowanie malarstwem i muzyką.

Frank położył duże zasługi w kształceniu kadr polskich fizyków. W Laboratorium Fizyki Neutronowej ZIBJ pracowało wielu naukowców z naszego kraju, z kilku ośrodków naukowych. Dla wielu z nich praca w "neutronce" była jedyną szansą zetknięcia się z reaktorem, akceleratorem, wysoką próżnią, niskimi temperaturami czy też silnymi polami magnetycznymi. Wszyscy oni znaleźli w LFN warunki umożliwiające podnoszenie kwalifikacji zawodowych i rozwój talentu. Szczególne były zasługi prof. Franka dla Instytutu Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego. Blisko dwudziestu pracowników tego Instytutu habilitowało lub doktoryzowało się wykorzystując wyniki swoich prac wykonanych w LFN. W dowód uznania tych zasług Frank otrzymał tytuł doktora *honoris causa* Uniwersytetu Łódzkiego. I choć tym wysokim wyróżnieniem został prof. Frank uhonorowany w Uniwersytecie Łódzkim należy je, naszym zdaniem, traktować jako uznanie i dowód wdzięczności złożony mu przez wszystkich polskich fizyków, którzy pracowali w kierowanym przez niego Laboratorium.

Autorzy niniejszego wspomnienia mieli także zaszczyt pracować przez kilka lat pod bezpośrednim kierownictwem Ilii Michajłowicza. Stwarzało to nam możliwość licznych z nim kontaktów. Pamiętamy go jako badacza bardzo krytycznie i wnikliwie podchodzącego do otrzymanych wyników, analizującego je wszechstronnie we wszystkich możliwych aspektach, krytykującego celnie i jasno, w sposób pobudzający do dalszych poszukiwań a nigdy nie obrażający, inspirującego do samodzielnego rozwiązywania problemów naukowych i nie narzucającego swoich metod, odnoszącego się z szacunkiem do rozmówców niezależnie od tego czy byli oni znanymi profesorami czy też początkującymi fizykami. Zapamiętamy go

także jako człowieka dobrego, subtelnego, roztaczającego wokół siebie atmosferę spokoju i zaufania. Człowieka przepojonego głębokim humanizmem. Człowieka nieprzeciętnego, a przy tym skromnego. Sądzimy, że takim pozostanie w pamięci tych wszystkich, którzy mieli szczęście z nim obcować.

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Zdzisław Błaszczak, Paweł Gauden

*Instytut Fizyki  
Uniwersytet Adama Mickiewicza  
Poznań*

### Wykorzystanie wiązki światła lasera do pokazów adiabaticznego rozprężania gazu<sup>1</sup>

#### Application of a laser beam in demonstration of adiabatic gas decompression

*Abstract:* Demonstration of adiabatic gas decompression using a laser beam is proposed. Visualization of a poorly visible beam of light passing through a gas container occurs as a result of Mie-type scattering on mist created in the process of adiabatic air decompression.

Lasery stanowią efektowne narzędzie stosowane w licznych pokazach z zakresu fizyki, głównie jednak z dziedziny optyki fizycznej i optyki nieliniowej. Natomiast rzadziej wykorzystuje się je w innych działach fizyki. Dlatego proponujemy tu wykorzystanie lasera do pokazów zjawisk termodynamicznych. Zjawiska te to przemiana adiabaticzna i związane z nią otrzymywanie pary nasyconej substancji, uzyskiwanie punktu rosy i skraplanie pary, czyli przejście do obszaru mgły na wykresie zależności w układzie: entalpia-zawartość pary danej substancji. Zależności te najłatwiej demonstrować w przypadku powietrza wilgotnego, lub też powietrza z zawartością par związków organicznych, np. eteru.

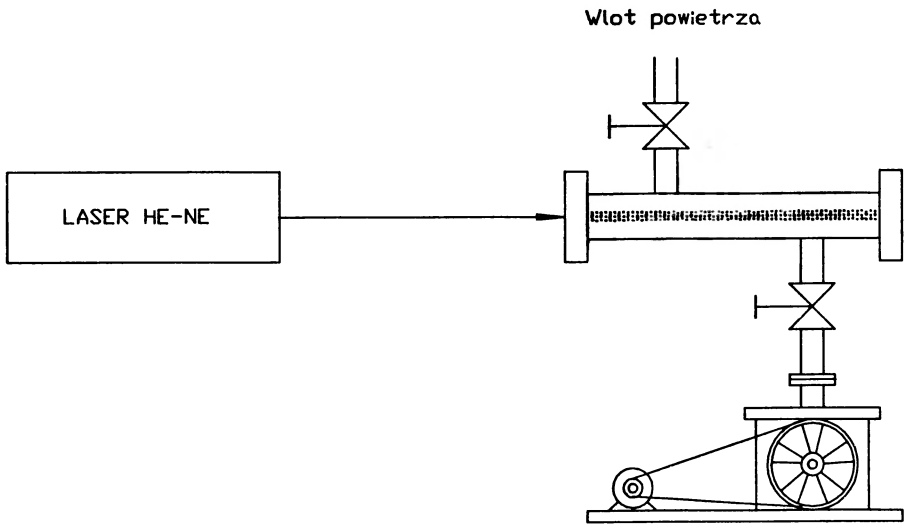
Przypomnijmy definicję pojęć "gaz" i "para". Ośrodek, składający się z molekuł (atomów) nie powiązanych wzajemnie siłami przyciągania i poruszającymi

---

<sup>1</sup>Artykuł, opublikowany w *American Journal of Physics* 58, 1112 (1990), ukazuje się w wersji polskiej za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright ©1990 by American Institute of Physics](przyp. Red.).

się swobodnie zapelniając (w nieobecności sił wewnętrznych) dostępną im objętość w sposób jednorodny, nazywamy gazem. W gazie średnia odległość między molekułami przewyższa znacznie ich rozmiary liniowe, dlatego średnia energia oddziaływania molekuł jest mała. Jeśli temperatura gazu jest niższa od tak zwanej temperatury krytycznej gazu, wówczas taki gaz nazywa się parą. W termodynamice przemian fazowych terminy "gaz" i "para" są równoznaczne [1]. Jak wiadomo, podczas adiabatycznego rozprężania gaz wykonuje pracę kosztem swojej energii wewnętrznej, a więc temperatura gazu obniża się. Jeżeli mamy do czynienia z mieszaniną gazu i pary innego czynnika, to wówczas może łatwo dojść do skroplenia się tej pary. Gazy takie nazywane są gazami wilgotnymi, przy czym najłatwiej jest uzyskać wilgotne powietrze, czyli mieszaninę pary wodnej i suchego powietrza. Powietrze, które nas otacza, jest praktycznie zawsze powietrzem wilgotnym, a zawartość pary wodnej jest zmienna, w zależności od różnych warunków. Jeżeli ciśnienie i temperatura powietrza nie są zbyt wysokie, to z dobrym przybliżeniem można przyjąć, że powietrze suche i para wodna zachowują się jak gazy doskonałe, a więc spełniają prawo Daltona. Zgodnie z tym prawem, ciśnienie całkowite powietrza wilgotnego jest równe sumie ciśnień cząstkowych powietrza suchego i pary wodnej. Ciśnienie cząstkowe pary wodnej może się zmieniać niezależnie od jej zawartości w powietrzu. Jeśli ciśnienie to stanie się równe ciśnieniu nasycenia w danej temperaturze, wówczas para wodna zacznie się skraplać i w powietrzu pojawi się mgła. Para wodna znajdująca się w powietrzu jest na ogół parą przegrzaną. Dopiero gdy zawartość pary wzrośnie tak, że jej ciśnienie cząstkowe zrówna się z ciśnieniem nasycenia pary, stanie się ona parą nasyconą. Stan pary nasyconej można również uzyskać w inny sposób, bez zwiększenia masy pary w danej objętości. Mianowicie przez takie obniżenie temperatury powietrza wilgotnego aby ciśnienie cząstkowe pary stało się równe ciśnieniu nasycenia w danej temperaturze. Zjawisko to często spotykane w przyrodzie, powoduje wydzielanie się mgły, zarówno w postaci mgły wodnej jak i mgły lodowej – gdy temperatura powietrza wilgotnego przesyconego parą jest równa temperaturze punktu potrójnego wody.

Wykorzystując przemianę adiabatyczną można pokazać zjawisko tworzenia się mgły w warunkach laboratorium. Schemat zestawu stosowanego do tej demonstracji zamieszczono na rys.1. Wiązka światła lasera He-Ne przechodzi przez cylindryczną kuetę optyczną o długości kilkudziesięciu cm i średnicy kilku cm, wypełnioną powietrzem atmosferycznym. Kuetę wyposażona jest w dwa zawory próżniowe, z których jeden prowadzi do atmosfery, a drugi do rotacyjnej pompy próżniowej. Ponieważ natężenie molekularnego rozpraszania światła jest niewielkie dla dużych kątów obserwacji (kąt zawarty między kierunkami rozchodzenia się światła a kierunkiem obserwacji), wiązkę światła lasera trudno jest zauważyć w powietrzu, jeśli kąt obserwacji leży w przedziale ok.  $20^\circ$  do  $180^\circ$ . Po otwar-



Rys.1. Schemat układu stosowanego do pokazów adiabatycznego rozprężania gazu

ciu zaworu prowadzącego do pracującej pompy próżniowej, następuje szybkie a więc adiabatyczne rozprężanie powietrza zawartego w kuwecie, wskutek czego jego temperatura obniża się. Powoduje to powstanie w kuwecie nasyconej pary wodnej a następnie jej skroplenie się w postaci mgły. Powstały aerozol silnie rozprasza światło, ponieważ charakter rozpraszania światła zmienia się z rozpraszania molekularnego na rozpraszanie typu Miego o innym kształcie indykatrysy światła rozproszonego. Wskutek tego obserwujemy "rozbłysk" wiązki światła lasera przechodzącej przez kuwetę, dotychczas prawie niewidocznej, trwający kilka sekund. Po chwili wiązka lasera znów przestaje być widoczna, gdyż aerozol wraz z powietrzem zostaje usunięty z kuwety przez pompę. Zamknięcie zaworu prowadzącego do pompy w momencie rozbłysku również nie przedłuży czasu trwania rozbłysku, ponieważ temperatura wewnątrz kuwety szybko podniesie się wskutek dopływu ciepła z zewnątrz i mgła przejdzie w przegrzaną parę wodną. Po ponownym napełnieniu kuwety powietrzem, pokaz można powtórzyć i to dowolną ilość razy. Przy wpuszczaniu powietrza do kuwety nie obserwuje się rozbłysku wiązki światła. Przyczynę braku odwracalności demonstrowanego efektu, wynikającą z nierównoważności obu procesów termodynamicznych realizowanych przy opróżnianiu kuwety z powietrza i jej napełnieniu powietrzem, należy przedyskutować ze studentami (obserwatorami).

Opisany pokaz można również zrealizować znacznie skromniejszymi środ-

kami. Zamiast kувety optycznej (cylindra szklanego zamkniętego płaskorównoległymi okienkami optycznymi), wystarczy zamknięte obłe naczynie szklane z odprowadzeniem, na które nakłada się wąż gumowy, prowadzący do pompy próżniowej. Gdy objętość naczynia jest rzędu jednego litra lub większa, efekt trwa nieco dłużej. Wiązkę światła lasera można też zastąpić wiązką światła otrzymaną z silnego klasycznego źródła, uformowaną za pomocą układu optycznego. W przypadku światła białego można dodatkowo obserwować zjawisko tęczy oraz piękne kolorowe zawirowania przepływu gazu, gdy wiązka światła jest wystarczająco szeroka. Jednak najłatwiejszy do wykonania i najefektowniejszy jest pokaz z wykorzystaniem laserowych wiązek światła, zwłaszcza gdy wiązka światła lasera przechodzi przez kувetę kilkakrotnie.

Opisany efekt może również znaleźć inne zastosowania, np. do uwidocznienia wiązek laserowych w przestrzeni zamkniętej przezroczystymi ścianami, pokazania zawirowań, lub też do sygnalizacji osiągnięcia punktu rosy.

### Literatura

- [1] Robert M. Eisberg, Lawrence S. Lerner, *Physics: Foundations and Applications*, t.2, McGraw-Hill Book Company, New York 1989, s. 776-888.

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

SUPER! – trzecia doroczna konferencja poświęcona superobliczeniom

W dniach 22 – 25 kwietnia 1990 r. na Uniwersytecie Florydy w Gainesville odbyła się trzecia z kolei konferencja SUPER! czyli *Supercomputing by University People for Education and Research*. Odbyła się ona pod hasłem "Kierunki superobliczania w obecnym dziesięcioleciu" i była w znacznej mierze spotkaniem przedstawicieli firmy IBM z przedstawicielami środowisk akademickich, wśród których znalazło się sporo fizyków. Europejski odpowiednik tej konferencji, Sup'Eur, odbył się we wrześniu 1990 r. w Akwizgranie.

Konferencja rozpoczęła się od dwóch specjalistycznych spotkań: Grupy Użytkowników Współbieżnego FORTRANU oraz odbywającego się w tym samym czasie spotkania grupy ekspertów zajmujących się sieciami komputerowymi i dostępem do ośrodków posiadających superkomputery. Pierwszy referat plenarny wygłosił konsultant Biura Polityki Naukowo-Technicznej Prezydenta USA, Paul Huray. Omówił on inicjatywy rządu amerykańskiego zmierzające do koordynacji i stymulacji rozwoju i dostępu do superkomputerów w USA. Z prawdziwą przyjemnością wysłuchałem referatu dyrektora Działu Nauk Fizycznych Wydziału Badawczego IBM, P. Horna, który przedstawił wpływ badań podstawowych w dziedzinie ciała stałego i nauk o materiałach na rozwój mikroelektroniki. Pokazał on piękne zdjęcia ze skanningowego mikroskopu tunelowego domieszkowanych kryształów krzemu, na których widoczna była gęstość stanów elektronowych powyżej poziomu Fermiego (elektrony przeskakujące w stronę materiału) jak i poniżej poziomu Fermiego (elektrony przeskakujące w stronę ostrza mikroskopu), jak też zdjęcia pojedynczych atomów domieszek przesuwanych po powierzchni krzemu. Omówił on też perspektywy zastosowań wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa i rozwój niskotemperaturowej epitaksji krzemowej. Osiągane obecnie częstotliwości przełączeń w tranzystorach krzemowych doszły do 75 GHz, nie są więc wiele niższe od szybkości uzyskiwanych w bardziej kosztownych materiałach, takich jak arsenek galu. Konkluzją tego referatu było zapewnienie, że niezwykle szybkie tempo rozwoju mikroelektroniki utrzyma się w dalszym ciągu w najbliższych dziesięcioleciach. Potrzeby w zakresie obliczeń na wielką skalę przedstawił W. Buzbee, dyrektor Narodowego Ośrodka Badań Atmosfery. Modelowanie procesów atmosferycznych wymaga nie tylko bardzo dużych mocy obliczeniowych, lecz również ogromnej liczby przechowywanych danych, rzędu terabajtów. Podobnie gigantyczne zbiory danych otrzymywane są z obserwatoriów satelitarnych oraz wielkich akceleratorów cząstek elementarnych.

W czasie sesji popołudniowej dyrektorzy trzech ośrodków superkomputerowych: w Uniwersytecie Kalifornijskim w Los Angeles, Uniwersytecie Kentucky i Uniwersytecie Wiedeńskim przedstawili dane dotyczące swojego sprzętu komputerowego i sposobu jego



wykorzystania. Dla Polski szczególnie cenne mogą być doświadczenia Austrii, gdzie w 1988 r. powstał "Fachowy Ośrodek Intensywnych Numerycznych Obliczeń" (Competence Center for Numerically Intensive Computing), założony przy poparciu IBM w ramach "Europejskiej inicjatywy akademickich superobliczeń". Warto zaznaczyć, że IBM wspiera już w różnej formie 18 ośrodków akademickich na świecie. Jednym z bardziej czasochłonnych zagadnień obliczeniowych jest rozwiązywanie równań chromodynamiki kwantowej (QCD) przy użyciu czterowymiarowych sieci. Tego typu zagadnienia nadają się dobrze do rozwiązywania na komputerach zawierających wiele procesorów. Jednym z komputerów zbudowanych specjalnie dla potrzeb QCD jest GF11, skonstruowany w Laboratorium Badawczym IBM i działający obecnie na poziomie 75 % swojej mocy obliczeniowej (docelowo 11 Gigaflópów). Użycie komputerów niekonwencjonalnych wymagać będzie znacznego wkładu pracy ze strony programistów. Niektórzy z referentów, zalecając z entuzjazmem programowanie rozproszone, w którym różne części programu wykonywane są na komputerach o architekturze najlepiej dostosowanej do rozwiązywania danej części problemu, wydają się zapominać o tym, że już teraz uruchamianie i testowanie oprogramowania na różnych systemach zabiera znacznie więcej czasu, niż wielu naukowców chciałoby na to poświęcać. Referat poświęcony obecnym projektom oprogramowania wspomagającego szukanie błędów (debuggerom czyli "odpluskwiaczom") na wieloprocesorowych komputerach, pomimo wielu ciekawych rozwiązań, nie pozostawił wątpliwości, że jest to zagadnienie niemal beznadziejnie trudne. Jedną z metod ułatwiających optymalne wykorzystanie różnych komputerów jest jak najszersze używanie podstawowych procedur algebry liniowej (BLAS), programów z takich bibliotek standardowych jak NAG, IMSL czy wprowadzonej ostatnio Biblioteki Optymalnych Procedur IBM. Z serii referatów na ten temat można się było dowiedzieć, na jakie komputery istnieją już optymalne wersje tych bibliotek. Jedną z sesji poświęconą była również nowym algorytmom rozwiązywania klasycznych problemów numerycznych przy pomocy wieloprocesorowych komputerów.

Sporo mówiono również o grafice, a w szczególności wizualizacji naukowej (scientific visualization), pomagającej w analizie danych otrzymanych z eksperymentów lub symulacji numerycznych. Chociaż obliczenia wykonywane są na szybkich komputerach centralnych, do grafiki wykorzystuje się najczęściej stacje robocze zawierające specjalizowane procesory graficzne, często umożliwiające oglądanie wyników w 3 wymiarach przy pomocy specjalnych okularów. Narodowe Centrum Badań Atmosferycznych rozprowadza pakiety graficzne NCAR do wizualizacji i analizy danych w 2 i 3 wymiarach. Przedstawiono piękne przykłady zastosowań tych programów w astrofizyce, chemii kwantowej, geofizyce, meteorologii i zagadnieniach inżynierskich. W osobnych referatach przedstawiono również problemy wizualizacji danych w fizyce wysokich energii i w fizyce medycznej.

Wiele referatów poświęcono zagadnieniom technicznym, dotyczącym planowanych rozszerzeń systemów komputerowych, połączeń sieciowych oraz samego sprzętu. Na uwagę zasługuje przede wszystkim nowa seria bardzo szybkich stacji roboczych IBM RISC System/6000, o bardzo dobrych parametrach i niskiej cenie. Są to układy o procesorach superskalarnych, a więc nie wymagających specjalnego przygotowania programów by je efektywnie wykorzystać. W czasie bankietu wręczono nagrody zwycięzcom konkursu na najlepszą pracę wykonaną na superkomputerze IBM 3090. W dziedzinie nauk ścisłych pierwszą nagrodę otrzymała praca "Dynamika gazu i powstawanie gwiazd w oddziałujących i łączących się galaktykach" K. Olsona. Nagrodę przyznaje się poza tym w kategorii nauk inżynierskich, nauk o życiu i zdrowiu oraz nauk humanistycznych, społecznych i

sztuk pięknych. Trudno nie zgodzić się z często powtarzaną w czasie tej konferencji opinią, że dostęp do superkomputerów daje zdecydowaną przewagę w rozwiązywaniu wielu problemów naukowych. Niestety, wśród 180 zarejestrowanych na konferencji SUPER! osób jedynym przedstawicielem Polski był niżej podpisany.

Włodzimierz Duch  
Instytut Fizyki UMK  
Toruń

## X Ogólnopolska Sesja Studenckich Kół Naukowych Fizyków

X Sesja Studenckich Kół Naukowych Fizyków odbyła się w Dąbrowie Niemodlińskiej k. Opola w dniach 10–12 maja 1990 r. Zorganizowana została niezwykle sprawnie przez studentów KNF przy IF WSP w Opolu, a uczestniczyli w niej studenci z Uniwersytetu w Ołomuńcu oraz przedstawiciele 5 ośrodków akademickich w kraju (Kraków, Kielc, Katowic, Rzeszowa i Opola) oraz tradycyjnie już – młodzież z grupy twórczej "Kwarki", działającej przy Pałacu Młodzieży w Katowicach.

Celem Sesji, podobnie jak i sesji wcześniejszych, były:

- przegląd i ocena konkursowa prac studentów z zakresu dydaktyki fizyki prowadzonych w różnych ośrodkach;
- przedstawienie wybranych form popularyzacji fizyki i aktywne w nich uczestnictwo;
- bezpośredni kontakt studentów z grupą młodzieży szkolnej wybitnie uzdolnionej w zakresie fizyki;
- wymiana doświadczeń nt. organizacji prac studenckich kół naukowych oraz aktywizacja środowiska studentów fizyki, w szczególności studentów WSP w Opolu.

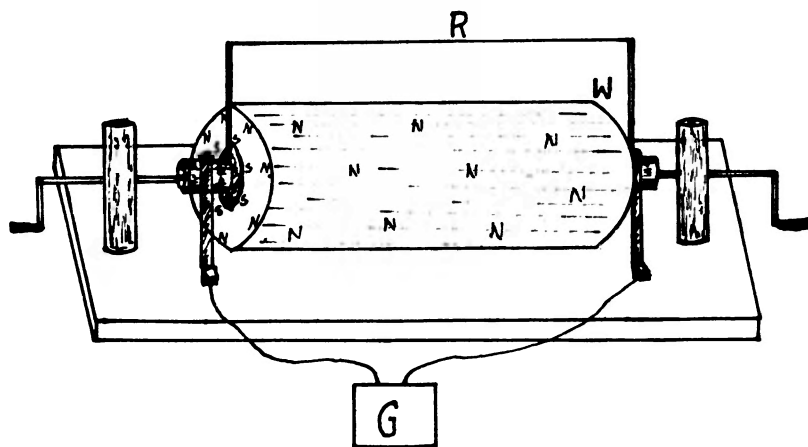
Z dużą satysfakcją mogli stwierdzić organizatorzy, iż wszystkie zamierzenia udało się zrealizować. A rozpoczynała się ta sesja, mimo że jubileuszowa, bez specjalnych fanfar, zagłuszona gorącą dyskusją nt. ustawy o szkolnictwie wyższym oraz trwającymi w niektórych ośrodkach – także na WSP w Opolu – studenckimi strajkami. "Zły początek" był jednak przysłowiową szczęśliwą zapowiedzią dalszego ciągu.

Spotkanie zaingurował wykład prof. Jana Sucha nt: elementów metodologii nauk przyrodniczych w kursie fizyki szkoły średniej. Z dużym zainteresowaniem wysłuchali go nie tylko uczestnicy sesji, ale i zaproszeni goście – przedstawiciele władz uczelni i Instytutu Fizyki. W dyskusji aktywnie uczestniczyły także osoby które przyjechały z Opola

specjalnie na spotkanie z prof. Suchem. Sama dyskusja wykazała, iż zagadnienia przedstawione w wykładzie pobudziły do bardzo różnorodnych refleksji – poczynając od czysto filozoficznych, przez metodologiczne do dydaktycznych. Niezwykle udane było także spotkanie z drugim gościem studentów: mgrem Wojciechem Dindorfem, nauczycielem fizyki w szkole międzynarodowej w Wiedniu, członkiem zespołu opracowującego zadania do międzynarodowej matury. Spotkanie zaplanowane przez organizatorów na dwie godziny przerodziło się w pięciogodzinne forum dyskusyjne nt. Czy fizyka może być dla uczniów interesująca. Myślę, że studenci zostali przekonani konkretnymi przykładami, iż warunkiem koniecznym jest realizacja tezy sprawdzonej w wieloletniej, bogatej i owocnej praktyce nauczycielskiej mgra Dindorfa : ”wyszukuj najciekawsze zadania wśród najprostszej fizyki”. A oto jeden z przykładów, który wywołał najgorętszą dyskusję. Układ przedstawiony na rysunku jest tak skonstruowany, że możliwe jest spełnienie następujących warunków:

1. ramka z przewodnika obraca się wokół walca magnetycznego – walec spoczywa;
2. walec magnetyczny obraca się – ramka spoczywa;
3. walec i ramka obracają się jednocześnie.

Co wskaże galwanometr w każdym z tych przypadków ? Otóż wszyscy, którzy zabrali głos, udzieliли błędnej odpowiedzi. Mogli się o tym przekonać obserwując działanie tego zmyślnego urządzenia.



Zasadniczy program sesji wypełniły wystąpienia studentów i ”Kwarków”. Łącznie przedstawiono 15 komunikatów, z tego 7 w ramach konkursu. Zgodnie z jego regulaminem, prace konkursowe miały być przedstawione na plakatach, a najlepsze z nich referowane następnie przez autorów. Trzeba przyznać iż jury miało wybór dość ograniczony. Pomimo iż wcześniej zgłoszono do konkursu 16 prac, wielu autorów zawiodło i do Dąbrowy nie przyjechało. (Symptomatyczne, że zawiodły głównie ośrodki znane do tej pory z wagi jaką przywiązują do badań w zakresie dydaktyki fizyki i na dotychczasowych sesjach licznie reprezentowane, np. UAM w Poznaniu czy WSP w Częstochowie). Tym razem

najliczniej – poza organizatorami sesji, studentami WSP w Opolu – reprezentowana była WSP z Kielc (10 osób). Laureatami konkursu zostali:

- Marek Jajkiewicz za pracę nt. badania stopnia zainteresowania fizyką uczniów szkół podstawowych i średnich na tle innych przedmiotów nauczania (WSP Kraków; opiekun naukowy pracy – doc.dr hab.W. Błasiak);
- Karol Kopycki, Dariusz Kołodziejczyk, Adam Ziółkowski i Adam Pisarski reprezentujący KNF przy WSP Kielce za pracę nt. ruchów Browna (opiekun – dr M.Suchańska);
- Waldemar Jacheć i Janusz Siano za pracę ”Camera obscura – możliwości wykorzystania w nauczaniu optyki” (WSP Opole; opiekun naukowy – mgr Halina Pięta).

Całość programu sesji dopełniały imprezy wieczorne zorganizowane pod wspólnym hasłem ”zabawy z fizyką”. Był więc tradycyjny już turniej sportowy, humor przy ognisku i wieczór z gwiazdami.

Jak więc ocenić jubileuszową sesję młodych dydaktyków fizyki ? Czy liczba i poziom prac konkursowych mogą stawiać pod znakiem zapytania jej celowość? Zdecydowanie NIE. Prace studenckie są pochodną działalności naukowej i dydaktycznej w różnych ośrodkach. Ich liczba i poziom winny więc, moim zdaniem, stać się sygnałem dla wszystkich pracowników naukowych uczelni przygotowujących przyszłych nauczycieli. Wszystkich, a nie tylko tych profesjonalnie zajmujących się dydaktyką fizyki. Wszak nawet gdy na studiach przyszły nauczyciel koncentruje swą uwagę na ”czystej” fizyce, powinien jednocześnie uczyć się jak uczynić ją ciekawą i zrozumiałą dla laika. O tym aspekcie niektórzy z referentów sesji w Dąbrowie Niemodlińskiej zupełnie nie pomyśleli.

I jeszcze jeden istotny argument: stosunek emocjonalny studentów do tego co się dzieje podczas sesji – do wystąpienia własnego bądź kolegów, do udziału w imprezach towarzyszących (turniejach, spotkaniach z ”Kwarkami”: postrachem wszystkich referujących w Dąbrowie był ”Kwark” – siódmoklasista, zaskakujący ”naukowców” zdroworozsądkowymi pytaniami) czy w spotkaniach z wybitnymi fachowcami. By zrozumieć wagę tego argumentu trzeba być ze studentami i przekonać się, jak nawet najsamodzielniejsi i pewni siebie przeżywają publiczne wystąpienie, z jak różnorodnymi problemami zwracają się do nas, jak sami uświadamiają sobie podstawowe czasem luki w wiedzy. Znaczenie tego rodzaju doświadczeń dla przyszłej pracy zawodowej naszych absolwentów trudno przecenić.

*Bożena Pędzisz*

Instytut Fizyki WSP  
Opole

## RECENZJE

Waldemar Scharf, *Akceleratory cząstek naładowanych — zastosowanie w nauce i technice*, PWN, Warszawa 1989, str.510, cena zł. 1500.-

Recenzowana książka jest monografią poświęconą zastosowaniu akceleratorów cząstek naładowanych w nauce i technice. Powstała ona jako kompilacja materiałów zawartych w innych opracowaniach na ten temat i w artykułach zamieszczonych w specjalistycznej literaturze naukowej i technicznej (Autor w odnośnikach literaturowych cytuje 586 pozycji tego typu). Jest to już trzecia książka o akceleratorach tegoż Autora (poprzednie: *Akceleratory cząstek elementarnych*, PWN, 1960 r. i *Akceleratory cząstek elementarnych i ich zastosowanie*, PWN, 1978 r.). W zamierzeniu Autora miała być ona przeglądem zastosowań akceleratorów jako narzędzi technologicznych stosowanych w różnorodnych procesach produkcyjnych oraz metodach badawczych i pomiarowych i pomyślana była jako kontynuacja pozycji poprzedniej.

Książka podzielona jest na 11 rozdziałów, z których trzy pierwsze zawierają: podstawową systematykę akceleratorów cząstek naładowanych, przykładowe opisy laboratoriów i ośrodków akceleratorowych oraz podstawy technologii akceleratorowych. W pozostałych 8 rozdziałach zawarto bardziej szczegółowe opisy procesów technologicznych z użyciem akceleratorów.

W rozdz.4, zawierającym opisy technologii radiacyjnych przedstawiono: procesy polimeryzacji radiacyjnej, radiacyjne utwardzanie powłok, sieciowanie i degradację radiacyjną oraz wytwarzanie izotopów promieniotwórczych. Cztery strony tekstu z tego rozdziału poświęcono wykrywaniu nowych pierwiastków. Technologie radiobiologiczne opisano w rozdz.5 zawierającym opisy sterylizacji aparatury i preparatów medycznych, produkcji opakowań aseptycznych i radiacyjnej konserwacji żywności. W rozdz.6 – o perspektywicznych technologiach akceleratorowych – opisano prace nad dezynfekcją wody pitnej, ścieków i szlamów kanalizacyjnych oraz usuwania  $SO_2$  i  $NO$  z gazów spalinowych. Rozdział 7 – technologie erozyjne – zawiera opisy: produkcji filtrów jądrowych, litografii akceleratorowej i próby zastosowania akceleratora do drążenia tuneli w twardych skałach. Rozdziały 8–10 zawierają: implantację jonów, radiografię i mikroskopię akceleratorową oraz akceleratorowe metody badania materiałów. Rozdział 11 – akceleratory w energetyce – zawiera opisy prac z akceleratorowej konwersji paliw jądrowych, termosyntezy akceleratorowej i badania materiałów dla energetyki jądrowej. Postłowie (2 strony tekstu) zawiera informację o akceleratorach w Polsce.

Napisanie monografii o tak rozległej problematyce wymaga głębokiej wiedzy interdyscyplinarnej lub (i) bardzo ścisłej współpracy ze specjalistami z opisywanych dziedzin, gdyż tylko pełna gwarancja ścisłości zawartych w niej informacji czyni ją użyteczną dla

niespecjalistów (specjaliści dysponują na ogół informacjami źródłowymi). Innym bardzo ważnym elementem jest aktualność informacji, która niestety jest bardzo trudna do zrealizowania w cyklu wydawniczym praktykowanym w Polsce. Stawia to przed autorem wymaganie aktualizacji tekstu aż do fazy druku.

Analizując treść książki, z przykrością stwierdziłem, że kryteria te nie są niestety spełnione.

Dla ilustracji podaję listę nieścisłości lub błędów z dziedziny będącej moją specjalnością (nie mam powodów przypuszczać, że w innych dziedzinach jest lepiej):

–wzór (1.5) na s.19 jest błędny – jest on słuszny tylko w szczególnym przypadku gdy na całym torze wektor natężenia pola elektrycznego jest styczny do toru. Nie spełniony jest także na ogół warunek  $E(z)=\text{const}$  (s.20);

–nieprawdziwe jest twierdzenie (s.26), że w akceleratorze kołowym energia maksymalna jest proporcjonalna do sztywności magnetycznej (proporcjonalny jest pęd);

–błędny jest cały tekst na s.132 i 133 o reakcjach  ${}^3\text{H}(d,n)$  i  $\text{D}(d,n)$  wykorzystywanych do wytwarzania neutronów. Wzór (1.35b) jest słuszny tylko przy zaniedbaniu energii deuteronów lub dla wybranego kąta emisji neutronu. Błądność informacji (s.133), iż przekrój czynny na reakcję D–D stanowi ok. 1% przekroju czynnego na reakcję D–T przy tej samej energii widać choćby z rys.1.86 zamieszczonego na tej samej stronie. Podobnie błędem jest podanie (s.139), że energia progowa reakcji D–T wynosi ok. 60 keV (reakcja nie ma progu);

–błędne jest stwierdzenie (s.182), że protony i ciężkie jony wywołują emisję promieniowania hamowania ok.  $10^6$  razy większą niż elektrony (w porównywalnych warunkach natężenie promieniowania hamowania wywołanego przez jony jest znacznie mniejsze od wywołanego przez elektrony);

–błędne jest zdanie na s.429, że przy analizie warstwy powierzchniowej "Sygnal z warstewki przypowierzchniowej jest najsilniejszy, ponieważ jony inicjujące mają tu największe energie". Zdanie to jest zresztą sprzeczne z informacjami ze strony następczej;

–nieścisłością jest (s.384) traktowanie  ${}^1\text{H}$  i  ${}^2\text{D}$  jako różnych pierwiastków (są to izotopy wodoru).

Ilustracją nieaktualizowania przez Autora cytowanych informacji mogą być np.: podanie perspektyw rozwojowych akceleratorów typu ICT (s.52) na podstawie pracy opublikowanej w 1982 r., czy opisy zarzuconych projektów budowy akceleratora typu tandem na napięcie 50 MV (s.67) i spalacyjnego źródła neutronów (SNQ) w Jülich (s.146).

Podane przez Autora na str.480 uruchomienie w Instytucie Fizyki Jądrowej (IFJ) w Krakowie w latach 1985–86 cyklotronu AIC–144 jeszcze niestety nie nastąpiło (jeśli przez uruchomienie rozumiemy uzyskanie użytecznej wiązki jonów a nie zbudowanie zespołów akceleratora). Podobnie jest z aktualnością informacji o cyklotronie C-30 budowanym w Instytucie Problemów Jądrowych w Świerku. Autor pomija tu zresztą informacje o dwu innych cyklotronach pracujących w Krakowie:cyklotronie U–120 produkcji radzieckiej, od wielu lat będącym podstawowym narzędziem badawczym IFJ w Krakowie i o małym cyklotronie wykorzystywanym tamże do analiz metodą wzbudzenia promieniowania rentgenowskiego (PIXE).

Zgrzytem językowym są dla mnie: zwrot (s.152) płytka silikonowa zamiast krzemowa oraz próby spolszczeń: diuar (s.238) i czip (s.324).

Razi (s.92) jednostka  $\text{Wb/m}^2$  zamiast T, podanie na s.330 gęstości powierzchniowej energii ok.  $1000\text{mJ/cm}^2$  zamiast  $1\text{ J/cm}^2$  i podanie w tablicy 4.2 na s.236 w sąsiednich kolumnach wielkości, które mają być porównywane, w różnych jednostkach (kW i kJ/h).

W kilku miejscach kompilacja materiałów doprowadziła do powstania tekstu niejasnego. Przykładem jest podanie na s.250 w opisie produkcji pianki poliuretanowej informacji, że powstaje 200–240 ml gazów bez podania ilości substancji wyjściowej czy też informacji (s.262) iż w Laboratorium TRIUMF w Kanadzie produkuje się m.in. izotop  $^{123}\text{I}$  o półokresie zaniku 13 h, bez podania ile tego izotopu jest wytwarzane.

Ogólnie starannej korekcie umknął (s.328) "lakier promieniotwórczy" zamiast "promienioczuły" i podanie na s.288 rocznej przepustowości sterylizacji ok.  $170000\text{m}^3/\text{h}$  zamiast  $170000\text{m}^3$ .

Podsumowując, niedopracowanie kompilacji czyni ją znacznie mniej użyteczną niż należałoby oczekiwać po włożonym w jej przygotowanie wysiłku. Książka ta może być użyteczna dla czytelnika chcącego uzyskać ogólny obraz omawianych zagadnień, szczególnie wobec braku w języku polskim monografii tego typu. Każdy problem o charakterze bardziej specjalistycznym powinien czytelnik jednak weryfikować w literaturze źródłowej.

*Lucjan Zemło*

Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

**D.H.Perkins, Wstęp do fizyki wysokich energii, z języka angielskiego (wydanie II) tłumaczyły Helena Białkowska i Zofia Królikowska, PWN, Warszawa 1989, s.404, wydanie I, nakład 2000 egz.**

Książka Donalda H.Perkinsa jest bardzo wartościowym podręcznikiem dla studentów wyższych lat fizyki, doktorantów, a także (ze względu na aktualność drugiego wydania) może nawet służyć pracownikom naukowym jako pomocne źródło informacji. Stanowi też cenną pomoc dla prowadzących zajęcia, m.in. dzięki dużej ilości ciekawych i często zaawansowanych zadań.

Książka oparta jest na wykładach jakie Autor prowadził w Oxfordzie dla studentów

specjalizujących się w fizyce jądrowej. Donald H. Perkins jest jedną z wybitniejszych postaci w fizyce wysokich energii. Od roku 1965 jest profesorem fizyki cząstek elementarnych w Oxfordzie. Jest współautorem (razem z C.F. Powelllem i P.H. Fowlerem) podstawowej dla wielu specjalistów monografii *Study of Elementary Particles by the Photographic Method*. Specjalizuje się w badaniu promieniowania kosmicznego, a także w fizyce neutrino wysokich energii. Jego pierwsze prace dotyczyły nowo odkrytego mezonu  $\pi$  i jego roli w silnych oddziaływaniach. Jest autorem wielu kluczowych doświadczeń, z których wymienię tylko badanie łamania skalowania w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu (wykres Perkinsa) oraz poszukiwanie rozpadu protonu.

Tłumaczenie książki Perkinsa doskonale wypełnia lukę istniejącą na polskim rynku księgarskim. Dotychczas bodajże jedynym polskim podręcznikiem fizyki wysokich energii była obszerna i wyczerpująca praca G. Białkowskiego i R. Sosnowskiego wydana w 1971 r. W 1981 r. przetłumaczono także podręcznik B.H. Bransdena i in. *Cząstki elementarne*. W tak szybko rozwijającej się dziedzinie jest to oczywiście za mało i młodzi fizycy są skazani na trudno dostępne podręczniki zagraniczne. *Nota bene* książka Perkinsa bardzo dobrze wytrzymuje konkurencję z innymi podręcznikami zachodnimi z tej dziedziny. Mimo że wydana w 1982 r. dobrze zdaje sprawę (wraz z aktualizującymi przypisami tłumacza) z dramatycznego postępu, jaki dokonał się w fizyce cząstek w czasie ostatnich 15 lat. Niedawno wydano też tłumaczenie bardzo ciekawej, niemalże popularnonaukowej, książki F. Close'a *Kosmiczna cebula*. Jest ona jednak kierowana do o wiele szerszego grona czytelników.

W książce Perkinsa silny nacisk położono na wzajemny związek między teorią i doświadczeniem. Już w przedmowie Autor przekonująco uzasadnia sposób przedstawienia całości zagadnienia. Formalizm teoretyczny został ograniczony do minimum. Nie znaczy to jednak, że zignorowano tzw. kuchnię teoretyczną. Wręcz przeciwnie, Perkins przykładą bardzo dużą wagę do wyrobienia u studenta sprawności rachunkowej. Szczególny nacisk kładzie na przekazanie czytelnikowi umiejętności analizy różnorodnych procesów elementarnych przy pomocy prostych, ale nie zawsze oczywistych, metod fenomenologicznych. W rozdziale pierwszym omówione są podstawowe pojęcia i przedstawiona historia odkryć cząstek elementarnych. Rozdział drugi zawiera przegląd metod eksperymentalnych, a trzeci dyskusję podstawowych praw zachowania i związanych z nimi symetrii. Dalej omówione są oddziaływania silne i model kwarków, a następnie oddziaływania słabe. Rozdział siódmy i ósmy poświęcone są modelowi partonów, modelowi Weinberga-Salama i chromodynamice kwantowej. Do każdego rozdziału dołączone są ciekawe i oryginalne zadania bardzo dobrze ilustrujące praktyczne problemy doświadczalne. Książkę zamykają uzupełnienia teoretyczne, odpowiedzi i szczegółowe rozwiązania wybranych zadań.

Prawdopodobnie chęć ograniczenia, i tak już zwiększonego w stosunku do pierwszego wydania, rozmiaru książki zmusiła Autora do pominięcia niektórych zagadnień. Na przykład, alternatywna do zderzeń głęboko nieelastycznych, metoda badania struktury hadronów oparta na addytywnym modelu kwarków została omówiona bardzo skrótowo, a leżące u jej podstaw przybliżenie eikonalne i model Glaubera całkowicie pominięte. Jest to zapewne odbiciem współczesnych kierunków w rozwoju fizyki wysokich energii. Nie można jednak zapominać, że pierwsze informacje o strukturze hadronów uzyskano właśnie tą metodą. Pominięto także całą fenomenologię wielorodnej produkcji miękkich hadronów. Z bardziej współczesnych zagadnień, nie znalazłem żadnej wzmianki o spontanicznym łamaniu symetrii chiralnej. Problem ten jest ściśle związany z doświadczalną



obserwacją braku dubletów parzystości w widmie hadronów oraz z zagadką lekkich mezonów pseudoskalarnych. Przecież to właśnie tutaj po raz pierwszy zastosowano ideę spontanicznego łamania symetrii – ideę, która później okazała się tak owocna w teorii słabych oddziaływań.

Książka napisana jest jasno i przejrzysto. Studenci wyższych lat nie powinni mieć trudności z przyswojeniem tego, czasami zaawansowanego, materiału. Uważny czytelnik może się jednak dopatrzeć kilku nieścisłości, jak np. stwierdzenie na str. 85, że "... Wynik pomiaru fizycznego odpowiada wartości oczekiwanej (...)  $q = \int \Psi^* Q \Psi d\tau$ ". Prawdopodobnie Autor przez "pomiar fizyczny" rozumiał średnią z wielu przypadków. Tylko wtedy cytowane twierdzenie jest poprawne. Na str.121 czytamy stwierdzenie, że "... $\sigma \sim \langle \Psi_i | H | \Psi_i \rangle$  gdzie  $H$  jest operatorem izospinu...", podczas gdy powinno być "... operatorem zależnym od izospinu...". Dalej, na str.26 masy kwarków  $u$  i  $d$  są podane jako 1 MeV, podczas gdy w zamieszczonej niżej tabeli 1.1 czytelnik znajduje 350 MeV. Podkreślam, że są to nieścisłości istniejące również w oryginale (wydanie II). Jako ostatni przykład wymienię rysunki 8.7–8.9 na str. 309, gdzie w niekonsekwentny sposób rozróżniono fermiony i bozony. Prowadzi to do pozornego niezachowania liczby fermionowej w niektórych wierzchołkach.

Jakość wydania nie budzi zastrzeżeń. Dobrze byłoby poprawić rys.2.13 na str.64. Szczególnie ważne jest czytelne przerysowanie jego prawej części. Byłoby także wskazane umieścić na okładce informację o Autorze, tak jak jest to zrobione w oryginale.

Tłumaczenie podręcznika jest bardzo wierne i staranne. Widać tu dużą troskę o zachowanie stylu Autora. Niekiedy jednak dbałość o wierny przekład może prowadzić do nieporozumień. Na przykład dosłowne tłumaczenie angielskiego przymiotnika *marginal* (tu: na granicy stosowalności) na polski *marginalny* (nieważny) zaburzyło logikę argumentu przedstawionego na końcu str.175. Z problemem wierności przekładu wiąże się też kwestia tłumaczenia nowych nazw i określeń. I tak dosłowne przetłumaczenie angielskiego *branching ratio* czy też *propagator term* na "stosunek rozgałęzień" i "człon propagatora" nie poprawiło czytelności danego tekstu. Dbłość o czystość języka polskiego może w takich sytuacjach wyrzucić odwrotne skutki; przykładem niech będą słynne "ciężkie zapachy" (*heavy flavours*) lub "zgęstek" (od *cluster*). W niektórych sytuacjach doprowadza to wręcz do pomyłek; na przykład niedoświadczony student czytając na str.26 o liczbie kwantowej "dolnej" gotów pomyśleć, że chodzi o kwark  $d$  gdy tymczasem mówiono o kwarku  $b$ . Pełniejszą listę błędów drukarskich polskiego wydania podaję poniżej, a listę sugerowanych poprawek tłumaczenia przesyłam do użytku Wydawnictwa. Pragnę podkreślić z naciskiem, że poczynione tu uwagi w niczym nie zmieniają mojej opinii o całym tłumaczeniu. Uważam je za bardzo dobre, a wybór tej właśnie książki za trafny i niezwykle potrzebny. Życzyłbym Czytelnikom i Wydawnictwu, żeby w podobny sposób udostępnić szereg niedawno wydanych i bardzo wartościowych pozycji z fizyki teoretycznej, np. bardzo dobrą monografię A.M. Polyakova *Gauge Fields and Strings* czy też doskonale wykłady T.D. Lee *Particle Physics and Introduction to Field Theory*.

A oto lista dostrzeżonych błędów drukarskich:

Strona	Jest	Powinno być
57 <sub>10</sub>	(PS 25)	(PS)
78 <sup>15</sup>	energicznych pionów	energetycznych pionów
93 <sup>3</sup>	przyczynka	przyczynku
97 <sup>9</sup>	ładunkowego	ładunkowego
113 <sup>9</sup>	${}^4H_\Lambda$	${}^4H_\Lambda$
125 <sup>7</sup>	$\Lambda^+$	$\Lambda$
139 <sub>6</sub>	(4.45)	(4.46)
179 <sup>2</sup>	-...-...-	-...-...+
191 <sup>14</sup>	) (	) + (
208 <sup>6</sup>	$n \rightarrow pe^+\nu_e$	$n \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e$
245 <sub>2</sub>	$10^{-9}$	$10^{-5}$
253 <sup>15</sup>	tabela 6.1	tabela 6.2
261 <sup>7</sup>	(1963)	(1969)

*Jacek Wosiek*

Katedra Informatyki UJ  
Kraków

## K R O N I K A

## PTF

*XXXI Zjazd Fizyków*

XXXI Zjazd Fizyków Polskich odbędzie się w dniach 23–25 września 1991 w Poznaniu. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego jest doc. Stanisław K. Hoffmann (Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań).

*Sekcja Optyki PTF*

W końcu 1989 r. Polskie Towarzystwo Fizyczne znalazło się w nowych warunkach finansowych, które mogły wpłynąć na ograniczenie działalności Towarzystwa w jego dawnej postaci. Dlatego też prof. Adam Kujawski i prof. Maksymilian Pluta zainicjowali działania mające na celu powołanie Sekcji Optyki PTF. Wychodzono z założenia, że powołanie Sekcji Optyki spowoduje ożywienie działalności Towarzystwa w jednej z ważnych dziedzin fizyki. Z drugiej strony, istniejąca od kilku lat współpraca PTF z Amerykańskim Towarzystwem Optycznym (OSA) wymagała powołania nowych form organizacyjnych, koniecznych dla realizacji przyjętych zobowiązań. Pomysł powołania Sekcji Optyki nie napotkał przeszkód formalnych, ponieważ statut PTF przewiduje istnienie sekcji i komisji do wykonywania określonych zadań (rozdz. II, §9, pkt. 7).

W styczniu 1990 grupa dziewięciu optyków złożyła w Zarządzie Głównym PTF formalny wniosek o powołanie Sekcji Optyki PTF. Wnioskodawcami byli: K. Chałasińska-Macukow, K. Ernst, K. Gniadek, M. Kujawińska, A. Kujawski, J. Nowak, J. Petykiewicz, M. Pluta i T. Szoplik. Zarząd Główny PTF odniósł się życzliwie do propozycji i dnia 11 czerwca 1990 po-

wołał Sekcję Optyki PTF. Zarząd Główny ustalił, że członkiem Sekcji Optyki może być każdy zainteresowany członek PTF, który do niej się zgłosi. Zarząd Sekcji ma składać się z kilku osób i będzie powoływany przez Zarząd Główny na wniosek przewodniczącego Sekcji. Ustalono, że przewodniczący Sekcji Optyki reprezentuje PTF w kontaktach z OSA.

Pierwszym przewodniczącym Sekcji Optyki został Tomasz Szoplik (UW), a członkami zarządu Sekcji – K. Chałasińska-Macukow (UW), K. Ernst (UW), W. Gawlik (UJ), M. Kujawińska (PW), A. Kujawski (IF PAN), J. Nowak (PWr) i M. Pluta (CLO).

Zarząd Sekcji uważa, że celem jej działania jest:

- 1) ożywienie środowiska optycznego przez organizację konferencji i seminariów środowiskowych;
- 2) pomoc w nawiązywaniu współpracy między krajowymi ośrodkami w celu lepszego zorganizowania badań;
- 3) propagowanie optyki wśród studentów fizyki, zachęcanie PWN i WNT do wydawania książek optycznych, oraz wzmocnienie międzynarodowej pozycji czasopisma *Optica Applicata*;
- 4) uzyskanie wpływu na finansowanie badań w dziedzinie optyki;
- 5) współpraca z polską sekcją SPIE (The International Society for Optical Engineering – dawna nazwa: Society of Photo-optical Instrumentation Engineers), której obecnym przewodniczącym jest prof. M. Pluta;
- 6) pomoc w nawiązywaniu współpracy między polskimi optykami i zagranicznymi towarzystwami optycznymi; w szczególności należy zwrócić uwagę na: (a) konty-

nuację współpracy z OSA, (b) kontakty z Sekcją Optyki EPS i Europejską Federacją Optyki Stosowanej EUROPTICA, które wkrótce połączą się razem tworząc Europejskie Towarzystwo Optyczne, (c) kontynuację współpracy z optykami z innych krajów europejskich.

Sekcja Optyki PTF może zanotować na swoim koncie pierwsze osiągnięcia:

1) Uzyskano zniżkową prenumeratę na 1990 r. pięciu zestawów czasopism OSA. Odbiorcami czasopism są biblioteki CLO i IF PAN w Warszawie, IF UAM w Poznaniu, IF PWr we Wrocławiu i IF Uniwersytetu Szczecińskiego. Prowadzone są pertraktacje w sprawie przedłużenia korzystnej dla nas umowy na następne dwa lata;

2) Zorganizowana została przez K. Chałasińską-Macukow wizyta prof. Jeana Bulabois z francuskiego Ministerstwa Nauki, który przedstawił szczegółowe informacje o możliwościach współpracy z optykami z krajów Wspólnoty Europejskiej;

3) Organizowana jest wizyta prof. Henri II. Arsenaulta, członka OSA – International Activities Committee, który zapozna nas z amerykańskim punktem widzenia na współpracę z Sekcją;

4) Sekcja pomoże sfinansować koszty pobytu amerykańskich wykładowców zaproszonych do udziału w International Colloquium on Diffractive Optical Elements organizowanym przez J. Nowaka i M. Zajacę z Politechniki Wrocławskiej.

Serdecznie zapraszamy wszystkich optyków do współpracy.

*Tomasz Szoplik*

## Nagroda Nobla

W 1990 r. nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki przyznano Jerome'owi I. Friedmanowi i Henry'emu W. Kendallowi z Massachusetts Institute of Technology (MIT), oraz

Richardowi E. Taylorowi z Centrum Akceleratora Liniowego Uniwersytetu Stanforda (SLAC) "za ich pionierskie badania w dziedzinie głębokonicelastycznego rozpraszania elektronów na protonach i neutronach, które miały podstawowe znaczenie dla rozwoju modelu kwarkowo-partonowego w fizyce cząstek elementarnych".

Badania te rozpoczęły się w 1967 r., kiedy w Laboratorium Fizyki Wysokich Energii im. Stanforda powstał pierwszy na świecie dwumilowej długości akcelerator mogący przyspieszać elektrony do energii 20 GeV. Po raz pierwszy wytworzono promieniowanie o długości fali będącej ułamkiem rozmiaru nukleonu, co dało szansę "zajrznięcia" do jego wnętrza.

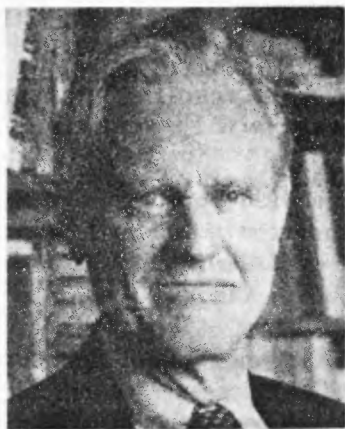


J. Friedman

Do wybudowania akceleratora doprowadził Wolfgang Panofsky, późniejszy długoletni dyrektor Centrum Akceleratora Liniowego Stanforda (SLAC). Budowa tego urządzenia rozpoczęła się w 1962 r. W tym czasie pod kierunkiem Kendalla, Friedmanna i Taylora rozpoczęto budowę trzech wielkich spektrometrów przeznaczonych do detekcji i pomiaru energii elektronów w zakresie od kilku do kilkunastu gigaelek-

tronowoltów. Spektrometry wraz z wiązką elektronów z akceleratora stworzyły coś w rodzaju swoistego mikroskopu elektronowego. Naświetlanym "preparatem" były nukleony uwięzione w tarczach jądrowych, spektrometry służyły do pomiaru energii i kąta wylotu elektronów rozproszonych na tarczy.

Podobnie jak to się dzieje w doświadczeniach z rozpraszaniem elektronów na strukturach krystalicznych, rozkład energetyczny i kątowy rozproszonych elektronów pozwala odtworzyć strukturę ładunkową tarczy. Aby "obejrzeć" wewnątrz nukleonu, trzeba analizować takie rozproszenia, w których elektron oddziaływał z możliwie małym "kawałkiem" nukleonu. Zachodzi to tylko w takim przypadku gdy kwadrat czteropędu, przekazanego przez elektron nukleonowi, jest duży, tzn. zderzenie (jak to dziś mówimy) jest głębokonieelastyczne.



H. Kendall

W listopadzie 1967 zaczęto testować nowy 20 GeV-owy spektrometr. Przy tej okazji zauważono, że przypadków głębokonieelastycznych jest prawie dziesięć razy więcej niż się spodziewano. Jak się póź-

niej okazało, to właśnie rozpraszanie na zawartych wewnątrz nukleonu punktowych kwarkach spowodowało ten nadmiar. Ale Jerome Friedman, Henry Kendall i Richard Taylor nie mieli wówczas zamiaru szukać kwarków w nukleonie. Eksperyment, w którym brali udział miał za zadanie badanie produkcji rezonansów. Do zrobienia pomiarów w rejonie głębokonieelastycznym przekonał ich młody fizyk teoretyk pracujący w SLAC-u – James Bjorken. Dzisiaj



R. Taylor

istnienia kwarków fizycy są równie pewni, jak istnienia atomów. Ale w 1967 mało kto traktował poważnie te wymyślone w 1964 r. przez Murraya Gell-Manna cząstki, z których miały być zbudowane hadrony. Jednym z powodów było to, że kwarki Gell-Manna musiały mieć ładunki ułamkowe. Prowadzone od wielu lat poszukiwania swobodnych cząstek o ładunku ułamkowych dały negatywne rezultaty.

Na Międzynarodowej Szkole Fizyki im. Enrica Fermiego, która odbyła się w czerwcu 1967 r., a więc przed rozpoczęciem eksperymentów w SLAC-u, James Bjorken wygłosił cykl wykładów zatytułowany "Algebra prądów przy małych odległościach".

Posługując się hipotezą kwarkową, wyprowadził wzory na całki z przekrojów czynnych (tzw. reguły sum) dla głębokonieelastycznego rozpraszania elektronów i neutronów. Sformułował hipotezę (zwaną skalowaniem Bjorkena), że w obszarze głębokonieelastycznym, tzw. funkcje struktury nukleonu nie zależą od kwadratu przekazu czteropędu, a tylko od bezwymiarowej zmiennej  $x$  (zwanej dzisiaj  $x$  Bjorkena). Zmienna ta ma interpretację części pędu nukleonu niesionej przez kwark, na którym zaszło rozproszenie.

Pierwsze wyniki z eksperymentu oznaczonego 4B, w którym brali udział Friedmann, Kendall i Taylor były zachęcające. Zostały one przedstawione przez Wolfganga Panofsky'ego na 14-tej Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, która odbyła się w Wiedniu pod koniec sierpnia 1968 r.. Pomiar potwierdzały hipotezę skalowania  $x$ , jak powiedział Wolfgang Panofsky, były to "najprawdopodobniej najważniejsze wnioski z rozpraszania nieelastycznego, choć oparte na bardzo niekompletnych danych". Kończąc referat, stwierdził, że "trzeba będzie zebrać znacznie więcej podstawowego materiału doświadczalnego, zanim wyłoni się jasny obraz".

Przez następne sześć lat, w miarę jak rosła liczba rozproszonych elektronów zarejestrowanych przez dwa wielkie spektrometry: 8 GeV-owy i 20 GeV-owy, kwarkowy obraz wnętrza nukleonu stawał się coraz jaśniejszy. W latach siedemdziesiątych do konkurencji włączył się Centralny Ośrodek Badań Jądrowych (CERN) w Genewie, gdzie rozpoczęto badania nukleonu przy pomocy wiązek mionów i neutronów (patrz J. Steinberger, *PF* 41, zes. 5 (1990)). Uzyskane wyniki pozwoliły stwierdzić, że kwarki są punktowymi cząstkami o spinie  $1/2$  i o ładunkach przewidzianych przez Gell-Manna. Okazało się także, że nie wszystkie reguły sum podane przez Bjorkena są dokładnie spełnione. Powodem jest

to, że oprócz kwarków, występują we wnętrzu nukleonu także gluony, tj. bozony odpowiedzialne za oddziaływania pomiędzy kwarkami. To oddziaływanie, opisywane przez chromodynamikę kwantową powinno prowadzić do niewielkiego logarytmicznego odstępstwa od skalowania Bjorkena. Przewidywanie chromodynamiki kwantowej zostało potwierdzone przez dokładniejsze pomiary.

Czy kwarki są rzeczywiście punktowe? Czy zbudowane są z bardziej elementarnych cząstek? Na to pytanie odpowiedzą być może eksperymenty przy akceleratorach nowej generacji HERA i LHC, w których będzie można zderzać wiązki przeciwbieżne elektronów i protonów. Będzie się tam badać takie rozproszenia, w których kwadrat przekazu czteropędu będzie ok. stukrotnie większy od największych uzyskiwanych obecnie, tyle samo razy wzrośnie zatem rozdzielczość naszych obserwacji.

*Anna Lipniacka*

### Związek Azjatycko-Pacyficznym Towarzystw Fizycznych

W sierpniu 1990 powstało nowe zgrupowanie towarzystw fizycznych - Association of Asia-Pacific Physical Societies (AAPPS). Należą do niego organizacje fizyków z 14 krajów Dalekiego Wschodu: Australii, Chin, Filipin, Hong Kongu, Indii, Indonezji, Japonii, Malajzji, Nepalu, Nowej Zelandii, Południowej Korei, Taiwanu, Tajlandii i Wietnamu a także zgrupowania regionalne, jak np. Stowarzyszenie Fizyki Teoretycznej Południowo-Wschodniej Azji. W odróżnieniu od Europejskiego Towarzystwa Fizycznego AAPPS nie będzie mieć członków indywidualnych. Cele AAPPS obejmują organizowanie konferencji i porad roboczych,

powoływanie grup specjalistów, publikowanie biuletynów i czasopism.

*Phys. World* 3, No 10 (1990) B.W.

### Europejskie Towarzystwo Astronomiczne

We wrześniu 1990 na zebraniu europejskiego regionu Międzynarodowej Unii Astronomicznej uczestnicy zdecydowali, że utworzą Europejskie Towarzystwo Astronomiczne (European Astronomical Society - EAS). Powołano grupę pod kierunkiem L. Woltjera, która zajmie się zorganizowaniem Towarzystwa. Dyskutuje się obecnie jak należy ustawić współpracę EAS z Europejskim Towarzystwem Fizycznym (EPS) aby zachować ściśle powiązania fizyków i astronomów. Obecnie EPS ma Wydział Astronomii i Astrofizyki. Także cztery narodowe towarzystwa astronomiczne (francuskie, holenderskie, niemieckie i włoskie) są towarzystwami współpracującymi z EPS (collaborating societies). Ustalenie zależności między EPS i EAS wymagać będzie starannego i ostrożnego rozważenia potrzeb, proponowanej działalności i środków obu towarzystw.

*Europhys. News* 21, No 11 (1990) B.W.

### Matematyczny medal dla fizyków

Najwyższe odznaczenie matematyczne, Medal Fielda, (przyznawane co 4 lata "znakomitym matematykom poniżej 40 lat") otrzymali w 1990 r. po raz pierwszy również fizycy: Edward Witten (Institute for Advanced Study, Princeton, USA) i Vaughan Jones (Univ. of California, Berkeley, USA).

Witten został wyróżniony za swoje idee fizyczne, które dały ważne impulsy w rozwoju matematyki, w szczególności za pokazanie nieoczekiwanych związków między

nowoczesną teorią fizyczną i nowoczesną matematyką. Był on jednym z inicjatorów teorii superstrun. Wynałazł nowy rodzaj teorii pola, tzw. topologiczną teorię pola. Podał wyprowadzenie wielomianów Jonesa metodami kwantowej teorii pola.

Nowozelandzki matematyk i fizyk Jones, który pracuje teraz w Berkeley, został wyróżniony za odkrycie wielomianów w teorii węzłów (wielomiany Jonesa). Jego odkrycie stanowi pomost między mechaniką kwantową, teorią węzłów i mechaniką statystyczną. Wielomiany Jonesa znalazły już zastosowanie w biologii do klasyfikacji enzymów, które są odpowiedzialne za przemiany w DNS.

*Phys. Bl.* 46, No 10 (1990) B.W.

### Pomoc dla fizyków rumuńskich

W październiku 1990 Europejskie Towarzystwo Fizyczne przekazało fizykom rumuńskim 20 ton materiałów, głównie czasopism, sprawozdań konferencyjnych i książek. Duży udział w tym darze miała Politechnika w Zurychu (ETH) a w szczególności prof. G. Busch, który ofiarował ze swojej osobistej biblioteki cenny zbiór czasopism.

*Europhys. News* 21, No 11 (1990) B.W.

### Ilu fizyków przybywa w Niemczech

W roku akademickim 1986/87 rozpoczęło studia fizyki na wszystkich wyższych uczelniach RFN 6334 studentów a w r. ak. 1989/90 - 7954. Dyplomy ukończenia studiów w odpowiednich latach uzyskało 1890 i 2887 osób. Natomiast, podobnie jak w niektórych innych krajach, coraz mniej fizyków wybiera jako swój zawód nauczanie w szkołach średnich. Egzamin uprawniający do nauczania w gimnazjach zdało w r.

ak. 1986/87 ok. 300 fizyków, a w 1989/90 tylko ok. 200.

Średni czas studiów do uzyskania dyplomu włącznie waha się od 11,2 (Uniwersytet w Dortmundzie) do 15,3 semestrów (Wolny Uniwersytet Berliński) w zależności od uczelni i wybranej przez studenta specjalizacji. Średni czas wszystkich uczelni jest 13,4 semestru. Tak długi czas studiów niepokoi Radę Przedstawicieli Wydziałów Fizyki, nie ma jednak prostej recepty na jego skrócenie bez obniżania wartości dyplomu.

W końcu 1989 r. przedsiębiorstwa zgłosiły 125 nieobsadzonych miejsc pracy dla fizyków. W tym czasie 1300 fizyków zadeklarowało się jako bezrobotni. W całej RFN było wówczas ok. 33000 fizyków. Około 50% fizyków jest zatrudnionych w przemyśle i gospodarce i ok. 35% w uczelniach wyższych.

H.G. Danielmeyer, członek komisji ds. zatrudnienia i kadry naukowej Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego jest raczej optymistą jeśli chodzi o znajdowanie przez fizyków zatrudnienia. Sądzi, że przy obecnym rozwoju przemysłów, energetycznego, elektrotechnicznego, elektronicznego i optycznego oraz informatyki, fizycy, którzy zechcą się nieco przekwalifikować, powinni z łatwością znaleźć pracę. Tak np. Towarzystwo Informatyki stwierdziło, że na niemieckim rynku pracy brakuje obecnie od 20000 do 40000 informatyków, a Związek Niemieckich Elektrotechników twierdzi, że przemysł tej dziedziny będzie wkrótce oferował rocznie 14000 nowych miejsc pracy, podczas gdy co roku przybywa tylko 10000 absolwentów elektrotechniki na wyższych uczelniach.

*Phys. Bl.* 46, No 9 i 10 (1990) B.W.

## Dalsza współpraca wydawnicza brytyjsko-radziecka

O tym, że brytyjski Instytut Fizyki (IOP) przystąpił do wydawania dwóch nowych czasopism radzieckich: *Soviet Lightwave Communications* i *Journal of the Moscow Physical Society* pisaliśmy w Kronice 6/90. Obecnie podano do wiadomości, że IOP otwiera oddział swoich wydawnictw w Instytucie Fizyki Technicznej im. Joffego w Leningradzie. Ten oddział wydawniczy (którego obsadę personalną zagwarantował IFTJ) będzie przygotowywał i tłumaczył materiały do czasopism i książek. Początkowo ta nowa współpraca wydawnicza brytyjsko-radziecka dotyczyć będzie dwóch czasopism: *Semiconductor Science and Technology* i *Superconductor Science and Technology*. Należy się spodziewać, że działalność ta wkrótce rozwinie się dalej. Adres wydawnictwa: IOP Publishing Ltd., Regional Editorial Office, 26 Politechniczeskaja, 194-021 Leningrad, ZSRR.

Ukazała się już pełna zapowiedź wydawnicza *Journal of the Moscow Physical Society*. Jest to kwartalnik publikujący wyłącznie po angielsku. Pierwszy zeszyt wyjdzie w lutym 1991. Redaktorem Naczelnym jest L.W. Kiełdysz (Inst. Fizyki im. Lebediewa, Moskwa). W Radzie Redakcyjnej są fizycy z kilku krajów, m. in. z Polski Jerzy Czerwonko (IF Pol. Wrocławskiej). Czasopismo obejmuje trzy zasadnicze działy: a) fizyka matematyczna i ogólna, fenomenologia klasyczna, zjawiska nieliniowe, fizyka plazmy, optyka i spektroskopia; b) fizyka fazy skondensowanej; c) wysokie energie, teoria pola, ogólna teoria względności. Wydawcą jest IOP Publishing LTD.

*Phys. World* 3, No 11 (1990) B.W.



## Zmiany w *Journal de Physique*

*Journal de Physique*, czasopismo Francuskiego Towarzystwa Fizycznego, wydawane z pomocą Narodowego Centrum Badań Naukowych (CNRS), zmienia od 1 stycznia 1991 swoją strukturę. Jak wyjaśnia Denis Jérôme, przewodniczący Komisji Francuskich Publikacji Fizycznych, w obecnej dobie łączenia się Europy żadne czasopismo ściśle narodowe nie może mieć szansy konkurencji z wydawnictwami wielkich uprzemysłowionych krajów, jak USA czy Japonia, ale również żadne czasopismo wspólnoty europejskiej nie powinno rościć pretensji do upowszechnienia wyników badań wszystkich innych partnerów wspólnoty. Właściwą drogą byłoby stworzenie przedsięwzięcia Publikującej Europy. Zaczęło się to już częściowo realizować przez powstanie kilka lat temu ogólnoeuropejskich *Europhysics Letters*.

W dążeniu do takiej "europeizacji", Francuskie Towarzystwo Fizyczne i CNRS postanowiły połączyć dwa swoje dotychczasowe czasopisma, *Journal de Physique* i *Revue de Physique Appliquée*, w jedno o zmienionej strukturze i zmienionej polityce wydawniczej.

*Journal de Physique* ukazuje się teraz w 4 sekcjach. Sekcja I obejmuje fizykę ogólną, fizykę fazy skondensowanej i zagadnienia międzydyscyplinarne, sekcja II – fizykę atomową i molekularną, fizykę chemiczną, mechanikę i hydrodynamikę, sekcja III (która wchodzi na miejsce dotychczasowej *Revue de Physique Appliquée* – fizykę stosowaną, sekcja IV – materiały konferencyjne. Sekcje I, II i III będą się ukazywać co miesiąc, sekcja IV – 8 do 12 razy w roku.

Jeśli zajdzie potrzeba, możliwy będzie w przyszłości inny podział dyscyplin na sekcje. Krótkie komunikaty będą publikowane w sekcjach I i II (a może i w III), przy czym, aby skrócić okres wydawniczy, nie

będą one przydzielane do odpowiedniej tematycznie sekcji, a po prostu do najwcześniejszej ukazującej się. Redakcja nie będzie wymagać od autorów streszczeń w języku francuskim.

W zasadzie prenumerować można każdą sekcję oddzielnie. Wprowadza się zespół redaktorów międzynarodowych, którzy zaakceptowane (po recenzjach) prace będą przysyłać do wydawnictwa. Obecnie wśród redaktorów międzynarodowych są już znani fizycy z Kanady, Niemiec, Wielkiej Brytanii, Włoch i ZSRR.

Jérôme wyraża nadzieję, że nowy model czasopisma znajdzie uznanie wśród fizyków europejskich, a przede wszystkim francuskich, którzy dotychczas publikowali w *Journal de Physique* nie więcej niż 5% swojej produkcji naukowej.

*J. Physique* 51, No 13 (1990) B.W.

## Henryk Horodniczy (1906 – 1989)

Dnia 19 lipca 1989 zmarł Henryk Horodniczy, długoletni profesor fizyki na Uniwersytecie Wileńskim.

Henryk Horodniczy (Henrykas Horodnicius) urodził się 3 września 1906r. w Petersburgu w rodzinie kancelisty. Tam też uczęszczał do szkoły i gimnazjum. Po wybuchu rewolucji lutowej przeniósł się z rodzicami do Wilna, gdzie mieszkał jego dziadek. W 1924 r. ukończył gimnazjum litewskie im. ks. Witolda Wielkiego. Po roku zwłoki, wywołanej koniecznością uzyskania polskiego świadectwa dojrzałości, rozpoczął studia fizyczne na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Stefana Batorego. Będąc jeszcze studentem został pomocnikiem asystenta w katedrze fizyki, zaś w 1931 r. otrzymał stanowisko młodszego asystenta. Równoległe był nauczycielem w szkołach wileńskich, a także nauczał w litewskim seminarium na-



Henryk Horodniczy

uczucielskim. Dyplom magistra filozofii w zakresie fizyki otrzymał w 1933 r. Po roku awansował na starszego asystenta.

Z początkiem lat trzydziestych ukształtowały się jego zainteresowania optyką i spektroskopią. We współpracy z Aleksandrem Jabłońskim badał ciśnieniowe rozszerzanie linii widmowych (*Nature* 142, 1122 (1938); 144, 594 (1938)). Zajmował się także krytycznymi potencjałami molekuł jodu. W 1943 r. otrzymał doktorat za rozprawę "Wpływ temperatury na ciśnieniowe rozszerzenie linii Hg 2537 Å". Po wojnie zespół młodych fizyków litewskich pod jego kierunkiem kontynuował badania spektroskopowe rozwijając nowe metody oraz rozszerzając zainteresowania na optykę laserową z jej wieloma zastosowaniami. Do tego trzeba dodać liczne obowiązki dydaktyczne i organizacyjne na odtwarzanym Uniwersytecie. W latach 1945-60 Horodniczy kierował katedrą fizyki ogólnej; wielokrotnie był dziekanem Wydziału Matematyczno-Fizycznego, a także sprawował funkcję prorektora uczelni. Wykładał fizykę ogólną, fizykę atomową, fizykę jądrową, optykę i spektroskopię. Bez prze-

sady można powiedzieć, że prof. Horodniczy był wychowawcą całych pokoleń powojennych fizyków litewskich, których sukcesy nie wymagają specjalnych rekomendacji.

Bibliografia jego prac obejmuje ponad 50 pozycji. Trzeba dodać, że Horodniczy był też niezmiernym popularyzátorem wiedzy fizycznej, współpracując od zarania działalności naukowej z pismami pedagogicznymi i popularnonaukowymi. Odegrał istotną rolę w przyswajaniu litewskiej literaturze naukowej podstawowych podręczników. Przetłumaczył z rosyjskiego *Optykę* G. Landsberga i *Zbiór zadań z fizyki* P. Sacharowa i A. Kosminkowa. Brał udział w pracach redakcyjnych *Encyklopedii Litewskiej* oraz litewsko-rosyjsko-angielsko-niemieckiego *Słownika Terminologii Fizycznej*. Był członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, a po wojnie należał do organizatorów Litewskiego Towarzystwa Fizycznego oraz Towarzystwa Naukowego "Wiedza". Przez z górą trzydzieści lat zajmował się też studiami z zakresu historii fizyki i astronomii. Szczególnie interesowała go historia fizyki na Uniwersytecie Wileńskim. Posiadał świetną bibliotekę zawierającą bardzo liczne materiały źródłowe do studiów historii fizyki polskiej okresu międzywojennego, a piszący te słowa ze szczególną wdzięcznością wspomina dar w postaci kompletu skryptów Czesława Białobrzęskiego.

Profesor Henryk Horodniczy bywał po wojnie w Polsce wielokrotnie. Spośród jego dawnych mistrzów i kolegów, Henryk Niewodniczański, Aleksander Jabłoński i Adam Staszewski pracowali na uniwersytetach w Krakowie, Toruniu i Lublinie. Przywoził do Polski swoich studentów i młodszych współpracowników, dzięki czemu nawiązane zostały liczne kontakty naukowe polsko-litewskie. Swoją życzliwością, barwnymi wspomnieniami i świetną znajomo-

ścią fizyki i fizyków Polski okresu międzywojennego zjednał sobie Profesor Horodniczy licznych przyjaciół i wdzięczną pamięć.

*Wiesław A. Kamiński*

### **John S. Bell (1928–1990)**

Dnia 1 października 1990 r. zmarł wybitny fizyk teoretyk John Stewart Bell.

J.S. Bell urodził się w Belfaście w Irlandii Północnej i tu na uniwersytecie ukończył studia w zakresie fizyki doświadczalnej (1948) i teoretycznej (1949). W pracy doktorskiej, wykonanej pod kierunkiem R. Peierlsa na Uniwersytecie w Birmingham, przedstawił niezależne wyprowadzenie twierdzenia o niezmienniczości względem transformacji CPT. Od 1960 r. pracował w Oddziale Fizyki Teoretycznej CERN-u w Genewie.

W 1964 r. opublikował słynną pracę o nierównościach związanych z paradoksem Einsteina–Rosena–Podolsky’ego (1935) i nazwanych wkrótce jego nazwiskiem. Nierówności te stanowią ograniczenia na

pewne korelacje prawdopodobieństw w dowolnej realistycznej teorii lokalnej i są naruszane w mechanice kwantowej. Oznacza to, że mechanika kwantowa przewiduje korelacje, których nie można otrzymać w żadnej realistycznej teorii lokalnej, np. w teorii z ukrytymi parametrami. Seria eksperymentów A. Aspecta, dotyczących korelacji w pomiarach polaryzacji fotonów, potwierdziła w 1982 r. to, że nierówności Bella są rzeczywiście naruszane i że obserwacje są w pełni zgodne z mechaniką kwantową (zob. *Postępy Fizyki* 33, 319 (1982); 34, 338 (1983)).

W 1969 r. Bell był współodkrywcą anomalii Adlera–Bella–Jackiwa w kwantowej teorii pola. Znikanie tej anomalii jest warunkiem renormalizowalności teorii. W modelu standardowym oddziaływań elektroslabych wiąże się z tym istnienie symetrii kwarkowo-leptonowej, czyli jednakowej liczby generacji kwarków i leptonów.

Duże znaczenie miały również prace Bella poświęcone naruszeniu symetrii CP oraz fizyce akceleratorowej.

Za osiągnięcia naukowe J. S. Bell został uhonorowany m.in. medalem Diraca (1988) i nagrodą Heinemanna (1989).

*Zygmunt Ajduk*

## KONFERENCJE 1991

**9–12 lipca 1991, Toruń**

23-rd EGAS Conference, Inst. Fizyki Litewskiej AN i UMK, prof. Stanisław Łęgowski, IF UMK, Grudziądzka 5/7, 87–100 Toruń; ang. P.

**19–24 sierpnia 1991, Toruń**

Teaching about reference frames: from Copernices to Einstein. GIREP' 91 patronat IU-PAP, EPS i UNESCO, Dr J. Turło, Inst. Fizyki UMK, Grudziądzka 5/7, 87–100 Toruń; ang. P.

**8–11 września 1991, Kraków**

ECIFUAS - 6, 6th European Conf. on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids. Patronat EPS. Akademia Górniczo-Hutnicza, L.B. Magalas, Inst. Metalurgii AGH, Al. Mickiewicza 30, 30–059 Kraków; ang. P.

**17–19 września 1991, Kraków**

Physics for industry - industry for physics. Patronat EPS. Międzyresortowy Inst. Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, prof. A. Oleś, Al. Mickiewicza 30, 30–059 Kraków; ang. P.

**23–25 września 1991, Poznań**

XXXI Zjazd Fizyków Polskich. Oddział Poznański PTF, Doc. Stanisław K. Hoffmann, Inst. Fizyki Molekularnej PAN, Smoluchowskiego 17, 60–179 Poznań

**23–29 września 1991, Kazimierz Dolny**

Symp. on Classical Analysis. Politechnika Radomska, T. Mazur, Inst. Matematyki PR, Malczewskiego 29, 26–600 Radom

## SZKOŁY 1991

**12–16 września 1991, Kraków**

ISSMS: Int. Summer School on Mechanical Spectroscopy. Patronat EPS. L.B. Magalas, Inst. metalurgii AGH, Al. Mickiewicza 30, 30–059 Kraków; ang. U:140

## Informacje dla autorów

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

## Literatura

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol. B* 5, 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, Moskva 1973, str.240.

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

10. *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłanie, wraz z maszynopisami, zapisów tekstów na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5,25" i 3,5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Osoby korzystające z TEX-u mogą nadsyłać gotowe składy (bez wyróżnień strony tytułowej itp.), po uwzględnieniu tego, że w stosowanym przez nas systemie LALEX (odmiana TEX-u) polskie litery są uzyskiwane poprzez złożenie /a=a, ... /z=z, /x=ż, /A=A, etc., a sam znak "/" przez //. Użytkowników innych systemów prosimy o dostarczanie tekstów zapisanych krojem podstawowym (bez podkreśleń, kursyw itp.). Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter i położenia "ż" i "ź"), Pelikana, Eli i QRTekstu możemy przyjmować w wersji oryginalnej, przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII z polskimi literami i znakiem dzielenia zapisanymi według podanych wyżej zasad, albo o pliki ASCII i listę kodów pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu. Wobec różnorodności stosowanych edytorów prosimy o uwzględnienie naszych uwag, że swej strony redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.

11. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

12. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej.

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

00 2053  
 WYDZIAŁ FIZYKI  
 ul. Pasteura 1  
 20-031 Lublin, tel. 41 41 11 11

# Fundacja Batorego wspiera wyjazdy na konferencje

*Życie Warszawy* z dnia 6 czerwca 1991 przynosi ogłoszenie Fundacji im. Stefana Batorego, która zawiadamia, że przyjmuje wnioski od pracowników naukowych o dofinansowanie udziału w odbywających się zagranicą konferencjach i seminariach. Dofinansowanie przyznaje się osobom spełniającym następujące warunki:

- a) wiek do 45 lat,
- b) potwierdzenie przez Komitet Organizacyjny przyjęcia referatu lub plakatu.

Pierwszeństwo w uzyskaniu pomocy finansowej mają osoby, które:

- a) udokumentują dorobek naukowy w dziedzinie, której dotyczy konferencja (preferencje dla osób, które mają publikacje w czasopismach naukowych o zasięgu międzynarodowym),
- b) udokumentują udział organizatorów konferencji lub innego sponsora w finansowaniu ich wyjazdu,
- c) wyjeżdżają na konferencję międzynarodową po raz pierwszy.

Wysokość dotacji w zasadzie nie może przekroczyć 75% całkowitych kosztów uczestnictwa (koszta podróży, diety, wpisowe). Przyznana dotacja nie może jednocześnie przekroczyć równowartości 700 USD w przypadku krajów Europy i 1200 USD w przypadku krajów Europy i 1200 USD w przypadku krajów pozaeuropejskich. Dofinansowanie na pokrycie kosztów podróży odpowiada cenie biletu kolejowego 2 klasy wagonu sypialnego lub biletu lotniczego typu APEX.

Wniosek o dofinansowanie udziału w konferencji powinien zawierać:

1. curriculum vitae zawierające podsumowanie działalności naukowej i dorobku naukowego,
2. listę publikacji za ostatnie 5 lat,
3. kopię zaproszenia na konferencję oraz kalkulację kosztów uczestnictwa,
4. kopię potwierdzenia przyjęcia referatu lub plakatu oraz ewentualne potwierdzenie udziału finansowego organizatorów konferencji lub innego sponsora,
5. określenie sumy wnioskowanej dotacji oraz celu na jaki ma być przeznaczona.

Osoby ubiegające się o dofinansowanie udziału w konferencji mogą nadsyłać wnioski do Biura Fundacji w terminach do 15 stycznia, 30 kwietnia, 15 czerwca, 30 października każdego roku. Odpowiedź na wniosek będzie udzielona w terminie jednego miesiąca od tych dat. Wnioski niekompletne lub zawierające niepełne dane nie będą rozpatrywane.

Dotację na udział w konferencji dana osoba może uzyskać nie częściej niż raz na dwa lata.

Wnioski należy składać w: Fundacji im. Stefana Batorego,  
00-586 Warszawa, ul. Flory 9.

## SPIS TREŚCI

Michał Heller – Unifikacja i geometryzacja fizyki w kosmologicznym kontekście	131
Wojciech Królikowski – Uwagi o sytuacji w teorii cząstek . . . . .	147
RÓŻNE	
Tomasz Szoplik – Połączenia optyczne w komputerach . . . . .	165
NOWOŚCI NAUKOWE	
Jerzy Bartke – Elektromagnetyczna dysocjacja relatywistycznych jąder	191
WSPOMNIENIA—ROCZNICE	
Stanisław Michalak, Jerzy H. Rutkowski – Ilia Michajłowicz Frank (1908–1990) . . . . .	209
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
Z. Błaszczak, P. Gauden – Wykorzystanie wiązki światła lasera do pokazów adiabatycznego rozprężania gazu . . . . .	215
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	219
RECENZJE . . . . .	225
KRONIKA . . . . .	231

## CONTENTS

Michał Heller – Unification and geometrization of physics in the cosmological context . . . . .	131
Wojciech Królikowski – Remarks on the situation in particle theory . . . . .	147
MISCELLANEA	
Tomasz Szoplik – Optical interconnects for computers . . . . .	165
SCIENTIFIC NEWS	
Jerzy Bartke – Electromagnetic dissociation of relativistic nuclei . . . . .	191
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
Stanisław Michalak, Jerzy H. Rutkowski – Ilia Michajłowicz Frank (1908–1990) . . . . .	209
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
Z. Błaszczak, P. Gauden – Application of a laser beam in demonstration of adiabatic gas decompression . . . . .	215
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	219
REVIEWS . . . . .	225
CHRONICLE . . . . .	231



## ERRATA

W. Królikowski, "Uwagi o sytuacji w teorii cząstek"  
 "Postępy Fizyki", 42, 147 (1991), zeszyt 2

	jest	powinno być
str. 150, wzór (6)	$G...$	$G_F$
159 <sup>12</sup>	$l_{e,q}$	$r_{l,q}$
160, wzór (33)	$A^4m$	$A^2m$
162 <sup>12</sup>	$\Sigma_i$	$\Sigma_i$
163, wzór (44)	$\Psi_{\eta N}^+$	$\Psi^+ \eta_N$
164 <sup>3</sup>	4 możliwe wersje	3 możliwe wersje

Autora i Czytelników za powyższe błędy bardzo przepraszamy.