
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 42
ZESZYT 1
1991

0001753
LUBIŃSKA 117 23-611 KOBILN
23-611 KOBILN
KONTAKTOWA 23-611
23-611 Kobiln. 23-611

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Prof. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof. dr JERZY DEMBCZYŃSKI

Prof. dr STANISŁAW HAŁAS

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK

Prof. dr JÓZEF TERLECKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI - *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ - *Acta Physica Polonica*

Dr JAN KALINOWSKI - *Delta*

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

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIECKI (Białystok)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)

Dr WŁODZIMIERZ ZAPART (Częstochowa)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)

Doc. dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)

Doc. dr WIESŁAW ZAREK (Katowice)

Dr ADAM S. WRÓŃSKI (Kielce)

Prof. dr JERZY Blicharski (Kraków)

Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr JERZY GAWIN (Łódź)

Doc. dr MIECZYSLAW PIRÓG (Opole)

Doc. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)

Prof. dr MAREK RYTEL (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)

Prof. dr JAN ŻYLICZ (Warszawa)

Doc. dr MARIA SUSZYŃSKA (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

tel. 21 26 68

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 42, ZESZYT 1
1991

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN
Warszawa 1991

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,
Adam Kujawski, Marian Mięgowicz, 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

Pragniemy bardzo przeprosić czytelników za opóźnienia jakie nastąpiły w wydawaniu zeszytów naszego pisma z ubiegłego (1990) roku. Spowodowane one zostały wieloma zmianami jakie zaszły w sposobie jego finansowania i wydawania.

W wydawaniu Postępów w 1990 r. istotnej pomocy finansowej udzielił nam Urząd Postępu Technicznego i Wdrożeń, za którą Urzędowi temu wyrażamy głęboką wdzięczność.

Od bieżącego roku tekst pisma składany będzie komputerowo w Dziale Wydawniczym Instytutu Fizyki PAN w Warszawie, a drukowany w Oddziale Łódzkim PWN w Łodzi. W związku z tym prosimy wszystkich autorów by starali się dołączać do maszynopisu także dyskietkę z tekstem artykułu. Piszemy o tym dokładniej w *Informacjach dla Autorów*, zamieszczanych w każdym zeszycie.

Niniejszy zeszyt wydany został przy wsparciu finansowym Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN w Warszawie.

Zygmunt Ajduk, Stefan Pokorski

*Instytut Fizyki Teoretycznej,
Uniwersytet Warszawski,
Warszawa*

Ewolucja fizyki cząstek elementarnych

Evolution of elementary particle physics

Abstract: In the first part of this article, a brief summary of the most important discoveries in elementary particle physics is presented. In the second part we address the question, whether there exists a theory of elementary particles, and discuss future directions in further exploration of the structure of matter.

Pamięci Grzegorza Białkowskiego i Jerzego Pniewskiego

1. Wstęp

Badanie struktury materii i rządzących nią praw podstawowych należało zawsze do głównych zadań fizyki. Fizyka cząstek elementarnych stanowi kolejny krok w penetrowaniu zjawisk zachodzących na coraz mniejszych odległościach:

fizyka	fizyka	fizyka	fizyka
atomowa →	jądrowa →	cząstek →	oddziaływań
		elementarnych	elementarnych
10^{-8} cm	$(10^{-12} - 10^{-13})$ cm	$(10^{-13} - 10^{-16})$ cm	$< 10^{-16}$ cm.

Można (dość umownie) przyjąć, że fizyka cząstek elementarnych wyodrębniła się jako oddzielna dyscyplina naukowa wraz z odkryciem mezonu π w końcu lat 1940. W ostatnich dwudziestu latach dokonał się w niej ogromny postęp, który zasługuje na miano przełomu.

W artykule tym chcemy przedstawić ewolucję fizyki cząstek elementarnych i perspektywy dalszego rozwoju badań nad strukturą materii na jeszcze mniejszych odległościach. Artykuł składa się z dwóch części, które mogą być czytane

niezależnie. W pierwszej części przedstawiamy historię fizyki cząstek elementarnych. W drugiej części ¹ próbujemy odpowiedzieć na pytanie, czy obecnie istnieje teoria cząstek elementarnych. W tym kontekście omawiamy możliwe kierunki dalszego rozwoju badań, które dla zaakcentowania dokonanego przełomu nazywamy fizyką oddziaływań elementarnych, traktując fizykę cząstek elementarnych jako w dużym stopniu zamknięty rozdział.

2. Historia fizyki cząstek elementarnych

2.1. Narodziny fizyki cząstek elementarnych

Pierwszą cząstkę elementarną – elektron – odkrył J. J. Thomson w 1897 r. Odkrycie to nie oznaczało jednak narodzin fizyki cząstek elementarnych, a było tylko dowodem złożoności atomów i z datą tą wiąże się zwykle narodziny fizyki atomowej. Pojęcie atomu jako elementarnego i niepodzielnego składnika materii wprowadzili wprawdzie Demokryt, Epikur i Lukrecjusz już w V – IV w. p.n.e., ale dopiero w XIX w. idee te znalazły doświadczalne potwierdzenie i stały się podstawą rozwoju chemii i fizyki statystycznej. Odkrycie przez E. Rutherforda w 1911 r. jądra atomowego umożliwiło stworzenie planetarnego modelu atomu. Prawa fizyki klasycznej nie były jednak w stanie wyjaśnić stabilności atomów i widma ich promieniowania elektromagnetycznego. Analiza trudności fizyki klasycznej, jakie pojawiły się również przy próbach wyjaśnienia innych zjawisk zachodzących w mikroświecie, doprowadziła do rewolucji w fizyce i powstania mechaniki kwantowej. Okazało się, że zjawiska w mikroświecie wymagały nowych pojęć, nowych praw i nowej interpretacji. Mechanika kwantowa (nierelatywistyczna) została ostatecznie sformułowana w latach 1924–27 i w procesie tym główną rolę odegrali N. Bohr, L. de Broglie, W. Heisenberg, E. Schrödinger, M. Born, P. Dirac i W. Pauli.

Rozwój fizyki atomowej doprowadził do odkrycia dwóch nowych cząstek elementarnych: protonu i fotonu, lecz przełomowe znaczenie miało odkrycie w 1932 r. przez J. Chadwicka neutronu. Jądro atomowe okazało się układem protonów i neutronów i z fizyki atomowej wydzielił się wtedy nowy dział – fizyka jądrowa. Z punktu widzenia fizyki atomowej istotną rolę odgrywa tylko oddziaływanie elektromagnetyczne, które odbywa się za pośrednictwem fotonów. Wyjaśnienie budowy jąder atomowych i ich właściwości (w tym promieniotwórczości odkrytej przez A. H. Becquerela już w 1896 r.) wymagało uwzględnienia nowych rodzajów oddziaływań dla protonów i neutronów. Analiza promieniotwórczości β doprowadziła W. Pauliego w 1930 r. do hipotezy istnienia nowej cząstki elementarnej – neutrina. W 1933 r. E. Fermi przedstawił teorię rozpadu β , której podstawą

¹Część druga artykułu oparta jest na referacie drugiego autora, wygłoszonym na XXX Jubileuszowym Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie we wrześniu 1989 r.

było punktowe sprzężenie czterofermionowe. W rozpadzie β neutronu $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ było to sprzężenie między neutronem n , protonem p , elektronem e^- i neutrinem (ściślej: antyneutrinem) $\bar{\nu}$. Teoria Fermiego opisywała jeden z rodzajów sił jądrowych – oddziaływanie słabe. Aby wyjaśnić wiązanie protonów i neutronów w jądrze oraz promieniotwórczość α i γ , należało uwzględnić oddziaływanie elektromagnetyczne i nowy rodzaj sił jądrowych – oddziaływanie silne. W 1932 r. Heisenberg wprowadził pojęcie izospinu, aby opisać neutron i proton jako dwa różne stany ładunkowe jednej cząstki – nukleonu. Przez odpowiedni dobór potencjału oddziaływania nukleonów udało się opisać poprawnie wiele właściwości układów nukleonów zarówno w stanach związanych (jądrach) jak i w procesach rozproszeniowych. W 1936 r. N. Kemmer, G. Breit i inni wysunęli hipotezę niezależności ładunkowej oddziaływań silnych, którą w 1937 r. E. Wigner powiązał z niezmienniczością izospinową tych oddziaływań i sformułował dla nich zasadę zachowania izospinu. Krótki zasięg sił jądrowych doprowadził w 1935 r. H. Yukawę do hipotezy istnienia cząstek pośredniczących dla tych oddziaływań o masie ok. 200 mas elektronu.

Naładowane cząstki Yukawy zostały odkryte w 1947 r. i nazwano je mezonami π (pionami) – pion neutralny został odkryty w 1950 r. Nie obyło się jednak bez niespodzianek. W 1936 r. zostały odkryte miony, które początkowo uznano za cząstki Yukawy. W 1947 r. stało się ostatecznie jasne, że miony stanowią nowy rodzaj cząstek elementarnych, którego istnienie z punktu widzenia fizyki atomowej i jądrowej nie było potrzebne. Fakt ten najdobitniej wyraził I. Rabi pytaniem: "Kto je zamawiał?". Wkrótce miało się okazać, że liczba takich "niezamówionych" cząstek jest znacznie większa. Rok 1947 można uznać za rok wydzielenia się z fizyki jądrowej fizyki cząstek elementarnych. Ten nowy dział fizyki mikroświata startował z dużym dorobkiem swych poprzedników – fizyki atomowej i jądrowej.

Rok 1947 był jednak również rokiem przełomowym dla elektrodynamiki kwantowej, czyli kwantowej i relatywistycznej teorii pola, opisującej oddziaływanie elektromagnetyczne elektronów. Idee kwantowe do teorii pola elektromagnetycznego wprowadził już w 1900 r. Planck, a Einstein w 1905 r. zapostulował istnienie fotonów. W 1927 r. Dirac stworzył kwantową teorię promieniowania elektromagnetycznego układów atomowych. Próby stworzenia mechaniki kwantowej zgodnej ze szczególną teorią względności Einsteina doprowadziły w latach 1926–28 do powstania relatywistycznych równań Kleina–Gordona i Diraca. W wyniku analizy rozwiązań swego równania Dirac przewidział w 1931 r. istnienie antycząstek oraz procesów kreacji i anihilacji par cząstka–antycząstka (odkrycie pozytonu, czyli antycząstki elektronu, nastąpiło w 1932 r.). Okazało się szybko, że spójna relatywistyczna teoria kwantowa musi być sformułowana w języku kwan-

Tabela 1. Historia odkryć cząstek elementarnych

Cząstki elementarne	Rok odkrycia	Nazwiska odkrywców
elektron (e^-)	1897	J. J. Thomson
proton (p)	1912–13	E. Rutherford
foton (γ)	1922 ^a	A. Compton
pozyton (e^+)	1932 ^b	C. Anderson
neutron (n)	1932 ^c	J. Chadwick
miony (μ^\pm)	1936	C. Anderson, S. Neddermeyer
mezony π (piony)	1947–50 ^d	C. Powell, G. Occhialini, C. Lattes, H. Muirhead (π^\pm); J. Steinberger, W. Panofsky i inni (π^0)
mezony K (kaony)	1949 ^e	C. Powell i inni
hiperon Λ	1951 ^e	R. Armenteros, C. Butler i inni
rezonanse barionowe $\Delta(1232)$	1952	E. Fermi, H. Anderson i inni
hiperony Ξ	1952–56	R. Armenteros, C. Butler i inni (Ξ^-); L. Alvarez (Ξ^0)
hiperony Σ	1953–54	A. Bonetti, C. York i inni (Σ^+); S. Benedetti, W. B. Fowler i inni (Σ^-); W. B. Fowler i inni (Σ^0)
antyproton (\bar{p})	1955	O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, T. Ypsilantis
antyneutron (\bar{n})	1956	B. Cork, O. Piccioni, W. Wenzel, G. Lambertson
neutrino elektronowe (ν_e)	1956 ^f	F. Reines, C. Cowan
antyhiperon $\bar{\Lambda}^0$	1958	M. Baldo-Cheolin, D. Prowse
rezonanse barionowe $\Sigma(1385)$, $\Lambda(1405)$	1960	L. Alvarez i inni
rezonanse mezonowe $K^*(892)$	1960	L. Alvarez i inni
mezon η	1961	A. Pevsner
rezonanse mezonowe $\rho(770)$, $\omega(783)$	1961	W. Walker, A. Erwin i inni (ρ); L. Alvarez, B. Maglič, A. Rosenfeld, M. Stevenson (ω)
neutrino mionowe (ν_μ)	1962 ^g	L. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger i inni
rezonans barionowy $\Lambda(1520)$	1962	R. Tripp i inni
rezonans barionowy $\Xi(1530)$	1962 ^h	H. Ticho i inni

Cząstki elementarne	Rok odkrycia	Nazwiska odkrywców
rezonans mezonowy $\phi(1020)$ hiperon Ω^-	1963 1964 ⁱ	P. L. Conolly i inni N. Samios, W. B. Fowler, R. Schutt, A. Torndike i inni
rezonans mezonowy $J/\psi(3097)$ barion powabny Λ_c^+ taony (τ^\pm) mezony powabne D rezonans mezonowy $\Upsilon(9460)$ dziwny mezon powabny D_s bozony pośredniczące W^\pm, Z mezony piękne B	1974 1975 1975–78 1976 1977 1977 1983 ^j 1983	B. Richter, S. Ting i inni E. Casolli i inni M. Perl, R. Brandelik, G. Kirby i inni G. Goldhaber i inni L. Lederman i inni R. Brandelik i inni grupa UA1 (C. Rubbia, S. Van der Meer i inni) i grupa UA2 (P. Darriulat i inni) S. Behrends i inni

^a Foton został przewidziany teoretycznie przez A. Einsteina w 1905 r.

^b Pozyton został przewidziany teoretycznie przez P. Diraca w 1931 r.

^c Neutron został przewidziany teoretycznie przez E. Rutherforda i W. Harkinsa w 1920 r.

^d Piony zostały przewidziane teoretycznie przez H. Yukawę w 1935 r.

^e Cząstki K i Λ zostały po raz pierwszy zaobserwowane przez G. Rochester'a i C. Butler'a w 1947 r. (cząstki V).

^f Neutrino elektronowe zostało przewidziane teoretycznie przez W. Pauliego w 1930 r.

^g Neutrino mionowe zostało przewidziane teoretycznie przez M.A. Markowa, K. Nishijimę i J. Schwingera w 1957 r.

^h Rezonans $\Xi(1530)$ został przewidziany teoretycznie przez M. Gell-Manna i Y. Ne'emana w 1961 r.

ⁱ Hiperon Ω^- został przewidziany teoretycznie przez M. Gell-Manna w 1962 r.

^j Bozony pośredniczące W^\pm, Z zostały przewidziane teoretycznie przez S. Weinberga i A. Salama w 1967–68 r.

towej teorii pola, której podstawy zostały sformułowane w latach 1928–32. W tym samym czasie zaczęła się także rozwijać relatywistyczna elektrodynamika kwantowa. W 1929 r. O. Klein i Y. Nishina obliczyli przekrój czynny dla rozpraszania fotonu na elektronie, czyli dla rozpraszania Comptona. W 1931 r. Dirac przeanalizował anihilację cząstki i antycząstki w dwa fotony, a w 1932 r. C. Møller przebadał rozpraszanie elektron–elektron. Pojawiły się jednak równocześnie istotne trudności. W 1930 r. R. Oppenheimer i I. Waller odkryli, że w wyższych rzędach rachunku zaburzeń w elektrodynamice kwantowej pojawiają się rozbieżności nadfioletowe i przez długi okres próby pozbycia się tych nieskończoności nie przynosiły pozytywnego wyniku. Przełom nastąpił dopiero pod koniec lat czterdziestych. W 1947 r. Bethe obliczył przesunięcie Lamba w atomie wodoru, kompensując rozbieżności poprawek promienistych przez włączenie ich do definicji fizycznej masy i fizycznego ładunku elektronu, czyli dokonując renormalizacji teorii. Systematyczne rozwinięcie tej idei przez J. Schwingera, R. Feynmana, S. Tomonagę i F. Dysona doprowadziło w latach 1948–49 do ostatecznego sformułowania elektrodynamiki kwantowej i powstania teorii, która przy użyciu metody renormalizacji pozwalała analizować oddziaływanie elektronu z polem elektromagnetycznym w dowolnym rzędzie rachunku zaburzeń.

2.2. Lata 1947–67

Powstała pod koniec lat czterdziestych fizyka cząstek elementarnych zaczęła się szybko rozwijać w wyniku odkryć doświadczalnych i pewnych sukcesów w opisie teoretycznym zarówno właściwości cząstek elementarnych jak i ich oddziaływań. Rozwój techniki akceleratorowej spowodował, że w eksperymentach można było wykorzystywać nie tylko promieniowanie kosmiczne, ale także akceleratory przyspieszające cząstki do energii kilku GeV ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$) na początku lat pięćdziesiątych, i kilkudziesięciu GeV pod koniec lat sześćdziesiątych. Duży postęp w metodach detekcji cząstek nastąpił po zbudowaniu w 1952 r. przez D. Glasera komory pęcherzykowej oraz po skonstruowaniu w 1957 r. komory iskrowej. W ciągu tego dwudziestolecia odkryto ogromną liczbę cząstek elementarnych. Historię tych odkryć przedstawia tabela 1. W 1967 r. grupa leptonów, czyli fermionów nieoddziałujących silnie, zawierała elektron, mion, neutrino elektronowe i mionowe oraz odpowiadające im antycząstki. Grupa hadronów, czyli cząstek oddziałujących silnie, zawierała już kilkaset mezonów, barionów i antybarionów, podczas gdy w 1947 r. w jej skład wchodziły tylko piony i nukleony. Wzrost ten nastąpił po pierwsze w wyniku odkrycia nowego rodzaju hadronów – hadronów dziwnych: mezonów K i hiperonów Λ , Σ , Ξ , Ω . Były one również przez nikogo "niezamówione", jak miony. Analiza produkcji i właściwości tych hadronów doprowadziła do rozszerzenia na nie pojęcia izospinu i do odkrycia nowej liczby kwantowej – dziwności. Stowarzyszona produkcja tych cząstek, polegająca na pojawianiu się ich zawsze parami, została powiązana z zachowaniem dziwności w

ich oddziaływaniach silnych (Y. Nambu, K. Nishijima, M. Gell–Mann, A. Pais (1951–52)). W 1952 r. M. Danysz i J. Pniewski odkryli hiperjądra, czyli nietrwałe jądra składające się z nukleonów i hiperonu Λ . Reszta nowych hadronów stanowiła głównie rezonanse hadronowe, czyli bardzo krótkożyciowe cząstki, rozpadające się w wyniku oddziaływań silnych, w przeciwieństwie do cząstek omawianych dotąd, które rozpadały się tylko w oddziaływaniach elektromagnetycznych i słabych. Do trzeciej grupy cząstek, nie będących ani hadronami, ani leptonami, należał foton – bozon pośredniczący oddziaływań elektromagnetycznych.

Analiza oddziaływań cząstek elementarnych pozwoliła ustalić, jakie wielkości są w nich zachowywane. Dla wszystkich oddziaływań obowiązują prawa zachowania pędu, energii, momentu pędu, ładunku elektrycznego, liczby barionowej i leptonowej. Izospin zachowuje się tylko w oddziaływaniach silnych, a jego trzecia składowa i dziwność – w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych. Bardzo zaskakującym wynikiem było odkrycie w latach 1956–57 niezachowania parzystości P w oddziaływaniach słabych (T. Lee, C. Yang i T. Wu), a także braku niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego C . W związku z tym trzeba było zmodyfikować teorię Fermiego dla oddziaływań słabych. Rozszerzenia tej teorii na procesy z udziałem hadronów dziwnych dokonał w 1962 r. N. Cabibbo – wprowadzony przez niego parametr (zwany kątem Cabibbo) pozwalał uwzględnić brak uniwersalności dla sprzężeń hadronów. Cechą tej zmodyfikowanej teorii Fermiego było zachowanie parzystości kombinowanej CP , które okazało się jednak przybliżonym prawem zachowania, albowiem w 1964 r. w rozpadach kaonów neutralnych odkryto naruszenie niezmienniczości względem CP (J. Cronin, V. Fitch i inni). Ścisłą symetrią oddziaływań cząstek elementarnych pozostała nadal niezmienniczość względem transformacji CPT (T odpowiada odwróceniu czasu). Zgodnie z twierdzeniem CPT sformułowanym przez G. Lüdersa i W. Pauliego w latach 1954 – 55, niezmienniczość ta wynika z postulatów kwantowej relatywistycznej teorii pola.

W latach 1957–58 R. Hofstadter z analizy rozpraszania elektronów na nukleonach wywnioskował, że nukleony nie są cząstkami punktowymi. Analiza właściwości hadronów i ich oddziaływań silnych doprowadziła M. Gell–Manna i Y. Ne’emana w 1961 r. do hipotezy, że oddziaływania te są w przybliżeniu niezmiennicze względem pewnej grupy $SU(3)$, będącej rozszerzeniem grupy izospinowej $SU(2)$ uwzględniającym nową liczbę kwantową – dziwność. Przedstawili oni schemat klasyfikacji hadronów, łącząc multiplety ładunkowe (izospinowe) o różnej dziwności w multiplety $SU(3)$ i przewidując istnienie nowych cząstek. Okazało się, że mezony zbierają się w singlety i oktety, a bariony – w oktety i dekaplety. Bezpośrednim potwierdzeniem tej hipotezy ”pośmiej ścieżki” stało się wkrótce odkrycie wielu cząstek brakujących w multipletach. Próba zrozumienia, dlaczego hadrony występują tylko w tych reprezentacjach grupy $SU(3)$, doprowadziła M.

Gell-Manna i G. Zweiga w 1964 r. do zaproponowania modelu kwarkowego hadronów. Zgodnie z tym modelem mezony składają się z kwarka i antykwarka, a bariony są układami trzech kwarków. Występują trzy rodzaje kwarków: górny u , dolny d i dziwny s , odpowiadające podstawowej (trypletowej) reprezentacji grupy $SU(3)$. Nukleony i piony zbudowane są z kwarków u i d , a cząstki dziwne zawierają dodatkowo kwarki s . Wszystkie kwarki mają ułamkowe ładunki elektryczne (w stosunku do ładunku elementarnego e) i ułamkową liczbę barionową. Model kwarkowy pozwalał nie tylko zrozumieć widmo hadronów, ale dawał także interesujące przewidywania dla ich oddziaływań. Negatywne wyniki poszukiwań doświadczalnych kwarków oraz pewne trudności teoretyczne modelu kwarkowego spowodowały, że model ten w latach sześćdziesiątych nie został w pełni zaakceptowany. Warto chyba jeszcze dodać, że symetria $SU(3)$ odegrała w tym okresie istotną rolę w analizie oddziaływań silnych hadronów przy użyciu metod algebry prądów.

Próby stworzenia dynamicznej teorii oddziaływań silnych, np. w języku kwantowej teorii pola na wzór elektrodynamiki kwantowej, skończyły się niepowodzeniem. Wiązało się to z tym, że stałe sprzężenia hadronów okazywały się duże i stosowanie rachunku zaburzeń – jedynej metody rachunkowej w teorii pola – nie było możliwe. Z drugiej strony, ogromna liczba hadronów wymagała wprowadzenia do takiej teorii dużej liczby pól i stałych sprzężenia. Rozwinęły się więc metody analizy oparte na teorii macierzy S , która nie wykorzystywała w pełni aparatu kwantowej teorii pola, przyjmując jako podstawę jedynie relatywistyczną niezmienniczość, analityczność i unitarność amplitud rozpraszania oraz symetrię skrzyżowania. Spośród tych metod największymi sukcesami mogły się poszczycić metoda związków dyspersyjnych (1954), twierdzenia asymptotyczne (1958), metoda R. Glaubera opisu wielokrotnego rozpraszania (1958) oraz model biegunów Reggego (1961). Metody te pozwalały zwykle powiązać ze sobą amplitudy rozpraszania i reakcji dla różnych procesów, zrozumieć niektóre zależności energetyczne i kątowe itp. Opis ilościowy prowadził na ogół do konieczności dopasowania do danych doświadczalnych wartości wielu parametrów. W 1967 r. pojawiła się koncepcja dualności, zgodnie z którą wymiana biegunów Reggego w kanale skrzyżowanym powinna być równoważna wymianie cząstek w kanale wprost. Przykład amplitudy dualnej podał w 1968 r. G. Veneziano, ale modele dualne nie odegrały istotnej roli w ilościowym opisie oddziaływań silnych. Bardzo ważne okazało się jednak to, że amplitudy dualne związane są z ruchem relatywistycznej struny. Teoria strun odżyła w latach osiemdziesiątych i wrócimy do niej w drugiej części artykułu.

Podsumowując sytuację w fizyce cząstek elementarnych pod koniec lat sześćdziesiątych trzeba stwierdzić, że napływowi ogromnej liczby informacji o cząstkach i ich oddziaływaniach nie towarzyszył istotny postęp w badaniach teoretycz-

nych. Istniała wprawdzie zmodyfikowana teoria Fermiego oddziaływań słabych, ale nie można jej było użyć do obliczeń w wyższych rzędach rachunku zaburzeń, gdyż była teorią nierenormalizowalną. W oddziaływaniach silnych podejścia grupowe (kwarkowe) oraz dynamiczne były dość rozłączne. Potrzebne były nowe idee, aby przewyciężyć ten impas.

2.3. Lata 1967 – 83

Uprzedzając fakty, powiedzmy od razu, że w 1983 r. mieliśmy nie tylko sformułowane teorie oddziaływań słabych i silnych, ale także przetestowane ich podstawowe elementy. Historia powstania tych teorii zaczęła się od unifikacji oddziaływań elektromagnetycznych i słabych. Ideę tej unifikacji wysunęli już w latach 1957–58 J. Schwinger, S. Glashow, A. Salam i J. Ward, a dokonali jej S. Weinberg i A. Salam w latach 1967–68. Podstawą tej unifikacji było przyjęcie, że oddziaływania słabe są przenoszone przez bozony pośredniczące o spinie 1, podobnie jak oddziaływania elektromagnetyczne są przenoszone przez foton. Liczba bozonów pośredniczących i ich sprzężenia z fermionami (kwarkami i leptonami), z jakich zbudowana jest cała materia, są ściśle wyznaczone przez warunek, aby teoria była niezmiennicza względem określonej grupy transformacji cechowania. Niezmienniczość taka jest z kolei warunkiem renormalizowalności teorii. S. Weinberg i A. Salam przyjęli dla oddziaływań elektroslabych nieabelową grupę cechowania $SU(2) \times U(1)$, rozważaną już wcześniej w 1960 r. przez S. Glashowa. Teoria ta wprowadzała cztery bezmasowe bozony pośredniczące i wykorzystywała formalizm nieabelowej teorii pola z cechowaniem, stworzony w 1954 r. przez C. Yanga i R. Millsa oraz niezależnie przez G. Shawa. Nieabelowość grupy $SU(2)$ prowadzi do pojawienia się określonego sprzężenia między bozonami pośredniczącymi odpowiadającymi tej grupie. Bardzo krótki zasięg oddziaływań słabych oznacza jednak, że bozony pośredniczące tych oddziaływań powinny mieć dużą masę. S. Weinberg i A. Salam wykorzystali w związku z tym mechanizm zaproponowany w 1964 r. przez P. Higgsa. Polega on na wprowadzeniu do teorii dubletu zespolonych pól skalarnych (pól Higgsa) w taki sposób, aby nie naruszyć niezmienniczości lagranżjanu teorii względem cechowania. Przy odpowiednim doborze oddziaływania pól Higgsa ze sobą otrzymuje się w stanie próżni niezerowe wartości oczekiwane tych pól, co prowadzi do spontanicznego naruszenia symetrii cechowania i pojawienia się niezerowych mas dla bozonów pośredniczących. W badaniu spontanicznego naruszenia symetrii dużą rolę odegrały prace Y. Nambu, J. Goldstone'a, T. Kibble'a i innych z lat 1960–64. W teorii Glashowa–Salama–Weinberga trzy bozony pośredniczące W^+ , W^- , Z uzyskują masę rzędu $100 \text{ GeV}/c^2$, a czwarty (foton) pozostaje bezmasowy. Po spontanicznym naruszeniu symetrii, z dubletu Higgsa pozostaje tylko jeden bozon Higgsa o masie różnej od zera. W 1971 r. G. 't Hooft udowodnił renormalizowalność teorii z cechowaniem i spontanicznym naruszeniem symetrii cechowania. Teoria Glashowa–Salama–Weinberga w sekto-

rze z fotonem redukuje się do elektrodynamiki kwantowej, a w sektorze z W^\pm dla energii małych w porównaniu z masami bozonów pośredniczących przechodzi w zmodyfikowaną w 1956 r. teorię Fermiego oddziaływań słabych ze sprzężeniami czterofermionowymi. Pozostały sektor z Z odpowiada nowemu rodzajowi oddziaływań słabych, który jest przenoszony przez wymianę neutralnego bozonu Z . W 1973 r. w CERN-ie znaleziono dowód istnienia takiego oddziaływania przez zaobserwowanie reakcji $\nu_\mu + p(n) \rightarrow \nu_\mu + \text{hadrony}$ oraz $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$. Kolejnym ważnym testem teorii Glashowa–Salama–Weinberga było odkrycie w CERN-ie w 1983 r. bozonów W^\pm i Z o masach przewidywanych przez teorię. Do pełnego testu teorii brakuje więc odkrycia bozonu Higgsa, którego masy teoria Glashowa–Salama–Weinberga nie jest w stanie przewidzieć.

Teoria Glashowa–Salama–Weinberga w istotny sposób wykorzystuje model kwarkowy hadronów. Przełomową rolę w poglądach na ten model odegrała "rewolucja listopadowa" w 1974 r., która wiązała się z odkryciem cząstek J/ψ o masie $3097 \text{ GeV}/c^2$ przez B. Richtera, S. Tinga i in. Odkrycie to potwierdziło wysuniętą jeszcze w 1964 r. przez J. Bjorkena i S. Glashowa hipotezę o istnieniu czwartego rodzaju kwarków – kwarków powabnych c . W 1970 r. S. Glashow, J. Iliopoulos i L. Maiani zmodyfikowali teorię Weinberga i Salama włączając do niej kwarki powabne i wykazali konieczność tej modyfikacji, aby zgodnie z doświadczeniem w oddziaływaniach przenoszonych przez bozon Z nie następowała zmiana dziwności sprzężonych z nim hadronów. Odkrycie cząstki J/ψ , będącej stanem związanym układu $c\bar{c}$, stanowiło z jednej strony potwierdzenie mechanizmu Glashowa–Iliopoulosa–Maianiego w teorii oddziaływań słabych, a z drugiej strony stanowiło ważny argument za modelem kwarkowym. Odkryto wkrótce całą rodzinę cząstek ψ – stanów związanych układu $c\bar{c}$ – i model kwarkowy z powodzeniem wyjaśnił zarówno widmo mas tych cząstek jak i parametry charakteryzujące ich rozpad. Następnie odkryto także hadrony powabne D , D_s , Λ_c , w których kwarkom u , d , s towarzyszył kwark c . W latach 1975–78 odkryta została nowa rodzina leptonów: taon τ i stowarzyszone z nim neutrino taonowe ν_τ . W 1977 r. L. Lederman odkrył nową cząstkę Υ o masie $9,5 \text{ GeV}/c^2$, którą wkrótce zinterpretowano jako układ $b\bar{b}$ z nowym rodzajem kwarków – kwarkami pięknymi b . Samozgodność teorii Glashowa–Salama–Weinberga wymaga, aby liczba rodzajów kwarków i liczba rodzajów leptonów były jednakowe. Obecnie trwają więc poszukiwania cząstek, w skład których wchodziłby szósty rodzaj kwarków – kwark prawdziwy t . W 1973 r. M. Kobayashi i T. Maskawa włączyli do teorii oddziaływań elektroslabych nowe rodzaje kwarków, co oznaczało w szczególności zastąpienie kąta Cabibbo przez cztery kąty mieszania kwarków parametryzujące macierz sprzężeń poszczególnych rodzajów kwarków. Zwrócili oni także uwagę, że model hadronów z sześcioma rodzajami kwarków pozwala włączyć do teorii zjawisko niezachowania CP .

Ważnego argumentu za modelem kwarkowym dostarczyła także analiza głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na hadronach (eksperymenty w SLAC-u – J. Friedman, H. Kendall, R. Taylor i in., prace teoretyczne J. Bjorkena, E. Paschosa i innych; 1967–1969). Analiza ta dowiodła istnienia w hadronach punktowych obiektów, zwanych partonami, i pozwoliła wyznaczyć nieelastyczne funkcje struktury hadronów. Model partonowy hadronów opracował w 1969 r. R. Feynman i model ten odegrał dużą rolę przy analizie nowej klasy procesów produkcji – reakcji inkluzywnych, które zaczęto badać po 1967 r. Wkrótce można było powiązać partony z kwarkami i gluonami – nośnikami oddziaływań silnych na poziomie kwarkowym. W 1973 r. H. Politzer, D. Gross i F. Wilczek wykazali, że w nieabelowych teoriach z cechowaniem siła oddziaływania maleje ze wzrostem energii (właściwość swobody asymptotycznej) i zwrócili uwagę na znaczenie tego faktu dla oddziaływań silnych. Można było wtedy zrozumieć, dlaczego w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu partony zachowują się w hadronie jak cząstki swobodne. Swoboda asymptotyczna jest podstawową cechą teorii z cechowaniem oddziaływań silnych – chromodynamiki kwantowej. Grupa cechowania dla chromodynamiki została wybrana w postaci kolorowej grupy symetrii $SU(3)$, co oznacza istnienie 8 gluonów. Kwarki każdego rodzaju pojawiają się w teorii w trzech kolorach i obsadzają tryplety grupy kolorowej $SU(3)$. Pojęcie koloru wprowadził już w 1964 r. O. Greenberg, w celu wyjaśnienia pewnych trudności modelu kwarkowego. W procesie tworzenia chromodynamiki kwantowej główną rolę odegrali M. Gell-Mann, H. Fritzsch, D. Gross, F. Wilczek i S. Weinberg. Wysunięto również koncepcję uwięzienia koloru, zgodnie z którą hadrony są singletami grupy kolorowej $SU(3)$, czyli nie mają koloru. Właściwość ta ciągle jeszcze nie została udowodniona w ramach chromodynamiki kwantowej.

Asymptotyczna swoboda chromodynamiki kwantowej umożliwia analizę pewnych procesów zachodzących pod wpływem oddziaływań silnych przy użyciu rachunku zaburzeń – dotyczy to np. reakcji przy dużych przekazach pędu. W 1975 r. w anihilacji e^+e^- odkryto hadronowe pęki (ang. *jets*), które powstają przy fragmentacji kwarków q, \bar{q} wytwarzanych w procesie $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ i stanowią pośrednie potwierdzenie istnienia kwarków. Pomiar stosunku przekrojów $R = \sigma_{hadr}/\sigma_{\mu^+\mu^-}$ w anihilacji e^+e^- pozwolił wyraźnie potwierdzić zarówno ułamkowe ładunki kwarków jak i ich istnienie w trzech odmianach kolorowych. Zależność funkcji struktury nukleonów od kwadratu przekazu czteropędu okazała się w pełni zgodna z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej. W 1979 r. w anihilacji e^+e^- odkryto pęki gluonowe powstające w wyniku fragmentacji gluonów wytwarzanych w procesach $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ i $\Upsilon \rightarrow 3g$. Otrzymano w ten sposób pośrednie potwierdzenie istnienia gluonów. Analiza oddziaływań przy małych przekazach pędu, gdy stała sprzężenia jest duża, nie jest możliwa w ramach perturbacyjnej chromodynamiki kwantowej i wymaga pewnych założeń modelo-

wych. Przykładem podejścia tego rodzaju jest model worka zaproponowany przez V. Weisskopfa, R. Jaffego i innych w 1977 r. do opisu właściwości statycznych hadronów.

W latach siedemdziesiątych fizycy byli w stanie przejść w swych eksperymentach od energii rzędu 10 GeV w układzie środka masy do energii rzędu 500 GeV. Wiązało się to z budową nowych akceleratorów, przy czym istotną rolę odegrały tu akceleratory nowego typu – akceleratory z wiązkami przeciwbieżnymi pp , e^+e^- , $p\bar{p}$. Akceleratory takie mają promienie rzędu kilometrów, a detektory są również ogromne. Na takie badania stać było jedynie kraje silne gospodarczo i technicznie rozwinięte (USA, RFN) lub ośrodki międzynarodowe (CERN). Złożoność tych badań wymaga pracy ogromnych zespołów ludzi, powstających zwykle w wyniku współpracy fizyków z wielu krajów. Prace doświadczalne dotyczące np. odkrycia W^\pm czy Z były podpisywane przez grupy liczące ok. 100 osób. W wyniku ogromnego wysiłku eksperymentatorów i teoretyków, na początku lat osiemdziesiątych fizycy mogli z dumą powiedzieć, że zrealizowali program, z jakim wystartowała fizyka cząstek elementarnych. Teorie oddziaływań elektroślabych i silnych, zwane skromnie modelem standardowym, były renormalizowalnymi kwantowymi teoriami pola z cechowaniem nieabelowym i zależały od skończonej liczby (18) parametrów (stałych sprzężenia, mas, kątów mieszania), których wartości należało ustalić przez porównanie z doświadczeniem. Zbiór kilkuset cząstek elementarnych został sprowadzony do 61 cząstek fundamentalnych: 12 bozonów pośredniczących i 1 bozonu Higgsa, 6 leptonów, 6 antyleptonów, 18 kwarków i 18 antykwarków.

3. Czy istnieje teoria cząstek elementarnych?

3.1. Podstawowe pojęcia i program badań fizyki cząstek elementarnych

Już w końcu lat czterdziestych (czyli w chwili wyodrębnienia się fizyki cząstek elementarnych jako oddzielnej dyscypliny naukowej) wiadomo było, że u podstaw wszystkich znanych właściwości i struktur otaczającej nas materii leżą cztery typy oddziaływań: grawitacyjne, elektromagnetyczne, silne i słabe.

Z oddziaływaniami *grawitacyjnymi* wiąże się istnienie dominującej siły długozasięgowej w obojętnej elektrycznie materii makroskopowej. Oddziaływania *elektromagnetyczne* są odpowiedzialne za budowę atomów jako obiektów złożonych z jądra atomowego o ładunku dodatnim i powłoki elektronowej. Oddziaływania *silne* są odpowiedzialne za wiązanie się protonów i neutronów w jądra atomowe. Obecnie uważamy, że ten typ oddziaływania jest pozostałością jeszcze silniejszego oddziaływania między kwarkami, z których zbudowane są protony i neutrony. Oddziaływania *słabe* przejawiają się w jądrowym rozpadzie β ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) i inicjują reakcje termojądrowe w Słońcu ($p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$).

Interesujące jest porównanie "siły" poszczególnych oddziaływań, np. dla

dwóch protonów na odległościach typowych dla ich rozmiarów ², czyli rzędu 1 fm = 10⁻¹³ cm. Za stosunek "siły" oddziaływania grawitacyjnego i elektromagnetycznego możemy z dobrym przybliżeniem przyjąć stosunek klasycznych sił opisywanych prawem Newtona i prawem Coulomba ³. Dla protonów, czyli cząstek o masie $m_p \cong 1$ GeV i ładunku e , stosunek tych sił wynosi⁴

$$\frac{F_{\text{graw}}}{F_{\text{em}}} = \frac{G_N m_p^2}{\alpha_{\text{em}}} \cong 10^{-36},$$

gdzie $G_N = 6,7 \cdot 10^{-39} \text{ GeV}^{-2}$ jest stałą grawitacyjną, $\alpha_{\text{em}} = e^2 = \frac{1}{137}$ – stałą elektromagnetyczną (stałą struktury subtelnej). Oddziaływania słabe na odległości 1 fm mają charakter punktowy (czyli zasięg $\ll 1$ fm) i scharakteryzowane są stałą Fermiego $G_F = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Stała Fermiego i stała grawitacyjna mają ten sam wymiar i za stosunek związanych z nimi sił można przyjąć

$$\frac{F_{\text{sl}}}{F_{\text{graw}}} = \frac{G_F}{G_N} \cong 10^{+33}.$$

Oddziaływania słabe na odległościach 1 fm są więc 10³³ razy silniejsze od grawitacyjnych, ale 10³ razy słabsze od elektromagnetycznych. Pozostają jeszcze oddziaływania silne opisywane fenomenologicznie potencjałem Yukawy $V(r) = -\frac{g_\pi^2}{r} \exp(-m_\pi r)$, gdzie m_π jest masą pionu i $g_\pi^2 \cong 1$. Dla dwóch protonów w odległości $r = 1 \text{ fm} \cong m_\pi^{-1}$ mamy więc

$$\frac{F_{\text{em}}}{F_{\text{siln}}} \cong \frac{\alpha_{\text{em}}}{g_\pi^2} \cong 10^{-2}.$$

Reasumując, za miarę "siły" poszczególnych oddziaływań na odległościach 1 fm można przyjąć efektywne stałe sprzężenia, które w układzie jednostek z $\hbar = c =$

²W tym miejscu warto zwrócić uwagę na dwie sprawy. Po pierwsze, nasza dyskusja ma charakter jakościowy i chcemy uniknąć obliczania odpowiednich przekrojów czynnych, będących jedyną precyzyjną miarą "siły" oddziaływania dla relatywistycznych zjawisk kwantowych. Po drugie, "siła" poszczególnych oddziaływań zależy w różny sposób od odległości oddziałujących cząstek lub równoważnie od skali energii charakterystycznej dla danego procesu. W dalszej części artykułu wrócimy do tego problemu.

³Przegląd doświadczeń sprawdzających efekty grawitacyjne dla cząstek elementarnych zawarty jest np. w pracy T.E.O.Ericsona i A.Richtera, *Testing antigravity effects* (preprint CERN TH.5473/89). Dla kwantowych zjawisk elektromagnetycznych prawo Coulomba jest dobrym przybliżeniem w procesach nierelatywistycznych.

⁴W fizyce cząstek elementarnych przy opisie zjawisk kwantowych i jednocześnie relatywistycznych wygodnie jest przyjąć za jednostkę działania stałą Plancka \hbar , a za jednostkę prędkości – prędkość światła w próżni c . W takim naturalnym układzie jednostek $\hbar = c = 1$ oraz $[r^{-1}] = [t^{-1}] = [p] = [m] = [E]$ (zob.B.Jancewicz, *Postępy Fizyki* 36,439 (1985), Z.Ajduk, *Postępy Fizyki* 37, 495 (1986)).

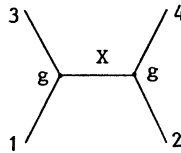
$m_p = 1$ wynoszą :

$$G_N = 5,9 \cdot 10^{-39}, G_F = 1,2 \cdot 10^{-5}, \alpha_{em} = \frac{1}{137}, g_\pi^2 \cong 1.$$

Mimo tak zasadniczych różnic między poszczególnymi oddziaływaniami obserwowanymi na odległościach 1 fm, stałym dążeniem fizyków było stworzenie możliwie zunifikowanego opisu podstawowych praw przyrody. Czy taki opis czterech znanych oddziaływań jest możliwy? Co na ten temat wiemy obecnie? Przede wszystkim przypomnijmy kilka pojęć ważnych dla fizyki cząstek elementarnych.

Siły związane są ściśle z pojęciem pola fizycznego. Konieczność wprowadzenia tego pojęcia stała się wyraźnie widoczna po powstaniu szczególnej teorii względności, według której żaden sygnał nie może przynosić się w przestrzeni z prędkością większą od prędkości światła w próżni. W związku z tym zmiana stanu (np. położenia i prędkości) jednej cząstki może wpłynąć na stan innej cząstki (mówimy wtedy o ich oddziaływaniu) tylko przez zaburzenie istniejącego między tymi cząstkami pola, przemieszczające się ze skończoną prędkością. Pole przenosi pęd i energię, i w układzie zawierającym cząstki oraz pole wielkości te są zachowane w każdej chwili w czasie oddziaływania.

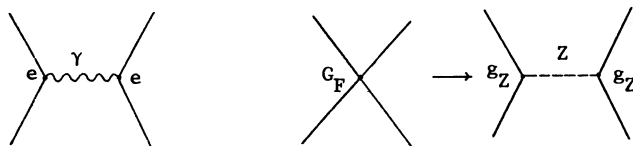
W fizyce klasycznej pole stanowi układ fizyczny z nieskończoną liczbą stopni swobody i odróżnia się je od cząstek materii. Zastosowanie mechaniki kwantowej do pojęcia pola prowadzi do wniosku, że energia i pęd przekazywane są w skończonych porcjach – kwantach pola. Szczególna teoria względności w połączeniu z mechaniką kwantową prowadzi więc w sposób naturalny do kwantowej teorii pola, w której pojęcia pola i cząstki są utożsamiane i oddziaływania między cząstkami elementarnymi są wyjaśniane przez wymianę między nimi cząstek elementarnych odpowiadających kwantom pola.



Rys.1. Prosty diagram Feynmana

Ten obraz fizyczny oddziaływania znajduje swe odbicie w metodzie diagramów Feynmana, których używa się zwykle przy opisie procesów zachodzących między cząstkami elementarnymi. Rozpraszanie dwóch cząstek $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ można w pierwszym przybliżeniu opisać diagramem przedstawionym na rys.1, gdzie cząstka wymieniana X oraz jej stała sprzężenia g zależy od typu oddziaływania. Intuicyjnie jest teraz oczywiste, że siła oddziaływania przy danej odległości

r zależy od dwóch czynników: stałej sprzężenia $g(r)$ i zasięgu sił związanego bezpośrednio z masą cząstki wymieniaanej (z grubsza mówiąc, długość fali Comptona cząstki wymieniaanej $\lambda_C = 1/m_X$ określa odległość, na jaką ta cząstka może być wyemitowana w stanie wirtualnym).



Rys.2. Diagramy Feynmana dla rozpraszania elektronu na pozytonie

Korzystając z diagramów Feynmana, porównajmy oddziaływania elektromagnetyczne i słabe dla rozpraszania elektronu na pozytonie przy energii rzędu 1 GeV w układzie środka masy. Odpowiednie diagramy przedstawione są na rys.2. Oddziaływaniom elektromagnetycznym odpowiada wymiana fotonu i nieskończony zasięg ($m_\gamma = 0$). Oddziaływania słabe przy rozważanej energii są punktowe i "słabe", gdyż odpowiada im wymiana bardzo ciężkiej cząstki Z ($m_Z \cong 100$ GeV). Duża masa m_Z powoduje, że przy niskiej energii oddziaływania słabe wyglądają jak oddziaływania punktowe z efektywną stałą sprzężenia

$$G_F = \frac{g_Z^2}{m_Z^2},$$

przy czym stałe sprzężenia g_Z i e są tego samego rzędu wielkości. Fakt ten stanowi podstawę zunifikowanej teorii oddziaływań elektromagnetycznych i słabych, która przewiduje, że w procesach zachodzących przy energiach $E \gg m_Z$ "siły" oddziaływań słabych i elektromagnetycznych są zbliżone.

Wróćmy do końca lat czterdziestych. Dla teorii okres ten oznacza powstanie elektrodynamiki kwantowej w jej ostatecznym kształcie jako renormalizowalnej kwantowej teorii pola. Renormalizowalność teorii oznacza (mówiąc niezbyt precyzyjnie), że elementy macierzy rozpraszania dla procesów elektromagnetycznych mogą być w niej obliczone z dowolną dokładnością przy pomocy skończonej liczby parametrów wyznaczonych doświadczalnie (mas cząstek i ich ładunków elektrycznych).

W tym samym czasie fizyka cząstek elementarnych wyodrębniła się z fizyki jądrowej jako nowa dyscyplina naukowa. Jej program był jasny: zrozumieć pozostałe dwa typy oddziaływań obserwowanych na odległościach rzędu 1 fm równie dobrze jak oddziaływania elektromagnetyczne, czyli stworzyć teorię oddziaływań silnych i słabych równie dobrą jak elektrodynamika kwantowa. Oddziaływania grawitacyjne nie były w zasadzie włączane do fizyki cząstek elementarnych z

dwóch powodów. Po pierwsze, oddziaływanie grawitacyjne między cząstkami elementarnymi w obecnie badanym zakresie energii jest tak słabe w porównaniu z pozostałymi oddziaływaniami, że można je zaniedbać. Po drugie, wszystkie próby sformułowania spójnej kwantowej teorii grawitacji spotykały się z dużymi trudnościami (zarówno pojęciowymi jak i technicznymi) i grawitacja najczęściej była traktowana jako odrębny przedmiot badań, głównie na gruncie fizyki klasycznej.

Wszystko wskazuje na to, że tak nakreślony program badań fizyki cząstek elementarnych stanowi obecnie w zasadzie zamknięty rozdział. Istnieje teoria, zwana skromnie modelem standardowym, która zdaje się poprawnie opisywać strukturę materii i zjawiska w niej zachodzące nie tylko na odległościach rzędu 10^{-13} cm, ale aż do 10^{-16} cm. Czy istnieje zatem teoria cząstek elementarnych? Jeśli rozumieć ją jako "teorię wszystkiego", to odpowiedź jest prawdopodobnie negatywna. Pozostaje nam przecież do zbadania spory obszar odległości $< 10^{-16}$ cm, który może zawierać w sobie klucz do jeszcze bardziej podstawowej teorii. Jeśli rozumieć ją jednak jako teorię oddziaływań elektromagnetycznych, słabych i silnych na odległościach ($10^{-13} - 10^{-16}$) cm, to odpowiedź jest najprawdopodobniej pozytywna.⁵

W dalszej części artykułu omówimy bardziej szczegółowo sformułowaną wyżej odpowiedź na nasze podstawowe pytanie. W rozdziale 3.2 przedstawiona jest krótka charakterystyka modelu standardowego, a w rozdziale 3.3. omówione są perspektywy dalszych badań nad strukturą materii.

3.2 Model standardowy

Powstanie modelu standardowego jest niewątpliwie ogromnym osiągnięciem w badaniach nad strukturą materii. W pierwszej części artykułu pokazaliśmy, że istotny wkład do jego powstania wniosło wielu fizyków, zarówno eksperymentatorów jak i teoretyków. Bardzo trudno określić względną wagę poszczególnych odkryć i idei, które doprowadziły do ostatecznej syntezy. Wśród tych, których idee teoretyczne przyczyniły się zasadniczo do powstania obecnej teorii cząstek elementarnych, na pewno należy wymienić J.Bjorkena, E.Fermiego, R. Feynmana, M.Gell-Manna, S.Glashowa, J.Goldstone'a, P.Higgsa, R.Millsa, Y.Nambu, A.Salama, J.Schwingera, S.Weinberga, G.'t Hoofta, C.Yanga, H.Yukawę i prawdopodobnie jeszcze wielu innych.

Podstawowym elementem modelu standardowego jest struktura kwarkowa hadronów, czyli cząstek oddziałujących silnie. Kwarki są nośnikami ładunków silnych, słabych i elektromagnetycznych i wraz z leptonami, które są nośnikami ładunków słabych i elektromagnetycznych, stanowią podstawowe składniki ma-

⁵Nie oznacza to oczywiście, że na tej skali odległości wszystko jest szczegółowo zbadane i zrozumiane. Nasza odpowiedź dotyczy tylko praw podstawowych. Wiadomo jednak, że np. sformułowanie praw mechaniki Newtona i znajomość sił nie oznacza od razu zrozumienia ruchu skomplikowanych układów podlegających tym prawom.

terii. Listę cząstek fundamentalnych uzupełniają kwanty pól cechowania i bozon (bozony?) Higgosa. Według naszej obecnej wiedzy cząstkami fundamentalnymi są więc:

fermiony (spin 1/2):

u	d	ν_e	e,
c	s	ν_μ	μ ,
t	b	ν_τ	τ ,
⏟		⏟	
kwarki		leptony	

kwanty pól cechowania (spin 1):

8 gluonów – nośników oddziaływań silnych,
 γ, W^\pm, Z – nośniki oddziaływań elektromagnetycznych i słabych,

bozony Higgosa (spin 0): H,...

Istnienie bozonów o spinie 1 wiąże się bezpośrednio z drugim podstawowym elementem obecnej teorii, jakim jest jej niezmienniczość względem lokalnych transformacji cechowania w przestrzeni stanów o określonych ładunkach związanych z poszczególnymi oddziaływaniami. Wszyscy wiemy, że oddziaływanie elektromagnetyczne dwóch cząstek związane jest z posiadaniem przez nie ładunków elektrycznych. Podobnie za oddziaływania silne i słabe cząstek fundamentalnych odpowiedzialne są pewne inne liczby kwantowe (ładunki) tych cząstek.

Ładunek silny kwarków został umownie nazwany kolorem i dlatego teorię oddziaływań silnych nazywa się chromodynamiką kwantową. Każdy z wymienionych powyżej kwarków występuje w trzech różnych stanach kwantowych różniących się kolorem, np. u (czerwony), u (niebieski), u (zielony). Symetria chromodynamiki kwantowej względem lokalnych transformacji cechowania wiąże się ze swobodą wyboru układu odniesienia w przestrzeni koloru niezależnie w każdym punkcie czasoprzestrzeni. Oddziaływania silne są niezmiennicze względem takich lokalnych transformacji układu odniesienia w przestrzeni koloru. Transformacje te tworzą grupę SU(3). Niezmienniczość względem grupy symetrii cechowania SU(3) pociąga za sobą istnienie 8 pól cechowania, których kwanty nazwano gluonami.

Symbole u,d,c,s,t,b określają zapach kwarka. Dla oddziaływań silnych kwarki różniące się zapachem są nierozróżnialne, gdyż nie zapach, lecz kolor jest odpowiedzialny za te oddziaływania. Zapach kwarka wiąże się natomiast w pewien szczególny sposób z jego ładunkiem elektroslabym. Wszystkie znane fermiony grupują się mianowicie w trzy rodziny o identycznych właściwościach z punktu

widzenia oddziaływań elektroślabych (i oczywiście silnych):

$$\text{I rodzina : } \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix},$$

$$\text{II rodzina : } \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix},$$

$$\text{III rodzina : } \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}.$$

Kwarki i leptony w ramach każdej rodziny różnią się swoimi ładunkami elektroślabyymi, a jedynym kryterium odróżniającym rodziny jest masa fermionów, której źródło pozostaje nie wyjaśnione. Masy fermionów są wolnymi parametrami obecnej teorii.

Podobnie jak w przypadku oddziaływań silnych, podstawą teorii oddziaływań elektroślabych, czyli teorii Glashowa–Salama–Weinberga, jest symetria cechowania, odpowiadająca swobodzie wyboru układu odniesienia w przestrzeni ładunków elektroślabych niezależnie w każdym punkcie czasoprzestrzeni. Transformacje cechowania w teorii elektroślabej tworzą grupę $SU(2) \times U(1)$ i niezmienniczość względem tej grupy symetrii cechowania pociąga za sobą istnienie czterech bozonów cechowania – fotonu γ oraz bozonów W^\pm i Z .

Dwie najważniejsze cechy teorii oddziaływań elektroślabych to unifikacja oddziaływań elektromagnetycznych i słabych oraz spontaniczne naruszenie symetrii $SU(2) \times U(1)$. Unifikacja polega na tym, że ładunek elektryczny jest pewną kombinacją liniową ładunków grup $SU(2)$ i $U(1)$, a spontaniczne naruszenie symetrii odpowiedzialne jest za generację mas bozonów W^\pm i Z , przy jednoczesnym pozostawieniu fotonu jako cząstki bezmasowej.

Reasumując, model standardowy to kwantowa renormalizowalna teoria pola oparta na grupie symetrii cechowania $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ z naruszoną spontanicznie symetrią $SU(2) \times U(1)$. Przewidywania tej teorii są weryfikowane doświadczalnie i dotąd nie zaobserwowano żadnych od niej odstępstw. Największym jej sukcesem było odkrycie bozonów W^\pm i Z z masami zgodnymi z przewidywaniami teoretycznymi. Wszystko wskazuje na to, że model standardowy jest poprawną teorią do opisu struktury materii na odległościach ($10^{-13} - 10^{-16}$) cm. Nie oznacza to oczywiście, że te skale odległości (czy odpowiadające im skale energii) przestały być ciekawym przedmiotem badań. Po pierwsze, nawet najbardziej obiecująca teoria musi podlegać dalszej weryfikacji doświadczalnej. Po drugie, znajomość praw podstawowych nie oznacza jeszcze pełnego zrozumienia skomplikowanych układów fizycznych podlegających tym prawom. W tym kontekście widzimy w ramach modelu standardowego co najmniej trzy bardzo ważne problemy wymagające dalszych badań:

a) Nie odkryto jeszcze doświadczalnie kwarka t i choć jest bardzo mało prawdopodobne, by czekała nas tu niespodzianka, to jego odkrycie jest niezbędnym elementem powstałej teorii. 1

b) Nie zaobserwowano kwarków jako cząstek swobodnych. Argumenty doświadczalne za istnieniem kwarków są bardzo silne, ale trochę pośrednie. Wszystko wskazuje na to, że z chromodynamiki kwantowej wynika uwięzienie kwarków, ale zupełnie ścisłego dowodu nie ma. Powszechne jest jednak przekonanie, że jest to problem raczej techniczny niż fundamentalny i że, związany jest on z trudnościami w stosowaniu chromodynamiki kwantowej w obszarze nieperturbacyjnym, w którym silna stała sprzężenia jest duża. Przemawiają za tym m.in. obliczenia na sieciach, z których wynika zarówno uwięzienie kwarków jak i poprawne widmo hadronów. Niemniej jednak, istnienie obszaru nieperturbacyjnego w chromodynamice kwantowej – nawet jeśli jest to problem tylko techniczny – bardzo utrudnia pełne zrozumienie wielu interesujących problemów związanych z fizyką hadronów. Struktura kwarkowa hadronów jest na tyle złożona, że znajomość praw podstawowych nie oznacza wcale szybkiego zrozumienia wszystkich procesów hadronowych. Widać to również dobitnie na przykładzie fizyki plazmy kwarkowo-gluonowej.

c) Spontaniczne naruszenie symetrii cechowania pozostaje na razie zupełnie nie zbadane eksperymentalnie. Chcielibyśmy tu wyraźnie podkreślić, że chodzi nam o mechanizm naruszenia symetrii. Coraz więcej faktów doświadczalnych (np. zgodność wyników doświadczeń z przewidywanymi przez teorię poprawkami promienistymi) przemawia bowiem za tym, że teoria Glashowa-Salama-Weinberga ze spontanicznie naruszoną symetrią $SU(2) \times U(1)$ jest poprawna.

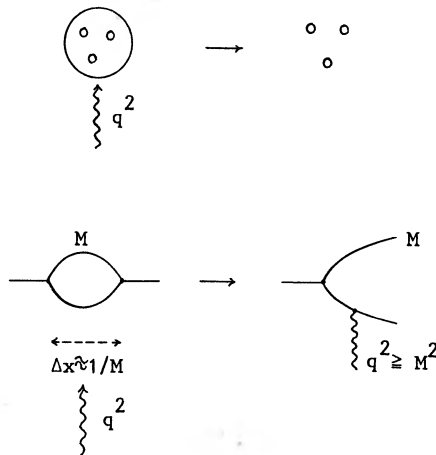
Z teoretycznego punktu widzenia najprostszym sposobem spontanicznego naruszenia symetrii cechowania $SU(2) \times U(1)$ jest mechanizm Higgsa, który w swej minimalnej wersji wykorzystuje jeden dublet pól skalarnych i przewiduje istnienie jednej fizycznej cząstki o spinie 0 (bozonu Higgsa H). Zdobycie eksperymentalnych informacji o sektorze cząstek skalarnych czy ogólniej o mechanizmie spontanicznego naruszenia symetrii należy obecnie do najważniejszych zadań fizyki wysokich energii. Najprawdopodobniej nie zachwieją one poprawnością teorii Glashowa-Salama-Weinberga jako kwantowej teorii pola ze spontanicznie naruszoną symetrią cechowania $SU(2) \times U(1)$, ale mogą być podstawową wskazówką dla poszukiwań jeszcze głębszej teorii, której doskonałym przybliżeniem w obszarze osiągalnych energii jest model standardowy.

3.3. Perspektywy dalszych badań nad strukturą materii

Wróćmy do pytania, czy istniejąca teoria jest ostateczną teorią budowy materii i oddziaływań elementarnych, czy też należy ją traktować jako teorię efektywną (przybliżoną), opisującą fizykę na odległościach ($10^{-13} - 10^{-16}$) cm tak dobrze, że obecne eksperymenty nie są w stanie dostrzec żadnych od niej odstępstw. W tym

drugim przypadku można się spodziewać, że na odległościach $< 10^{-16}$ cm odstępstwa od istniejącej teorii staną się bardziej widoczne i dostarczą wskazówek do skonstruowania jeszcze bardziej podstawowej teorii.

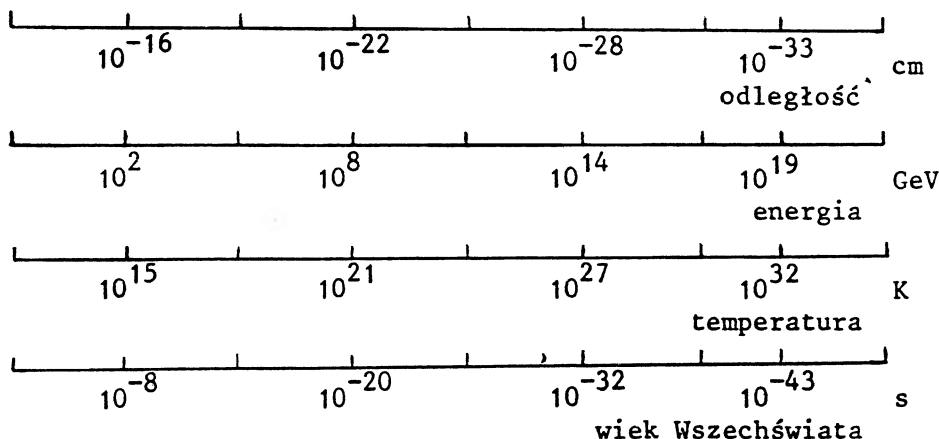
Przypomnijmy po pierwsze, że badanie struktury materii na coraz mniejszych odległościach oznacza fizykę coraz większych energii. Intuicyjnie jest dość oczywiste, że długość fali obiektu penetrującego ($\lambda = 2\pi/p$) musi być mniejsza od rozmiarów Δx obiektu, który chcemy zbadać. Po drugie, materia na coraz mniejszych odległościach okazywała się często strukturą związaną coraz mniejszych składników, a także w stanach wirtualnych może zawierać coraz cięższe cząstki, co wynika z zasady nieoznaczoności $\Delta E \cdot \Delta t \approx 1$. Fluktuacje energii mogą przejawiać się jako kreacja cząstek wirtualnych, które istnieją w czasie Δt i mogą przemieścić się na odległość $\Delta x = c\Delta t$. Na odległości Δx mogą więc istnieć w stanach wirtualnych cząstki o masie $M \approx \Delta E \approx 1/\Delta x$. Badanie zarówno struktur związanych jak i wirtualnych wymaga dużych przekazów pędu q , które umożliwiają rozbitcie stanu związanego na elementarne składniki lub "urzeczywistnienie" stanów wirtualnych (rys.3). W rezultacie skala odległości tłumaczy się na skalę energii (rys.4) nie tylko przez wybór jednostek $\hbar = c = 1$, ale w sensie jak najbardziej dynamicznym. (Warto ją też wyrazić przez skalę temperatury i skalę wieku Wszechświata, w której zgodnie z teorią Wielkiego Wybuchu temperatury te występowały). Idea badania struktury materii poprzez zderzenia głęboko nieelastyczne



Rys.3. Rozbitcie stanu związanego i "urzeczywistnienie" stanów wirtualnych w zderzeniach głęboko nieelastycznych

(z dużym przekazem pędu), ściśle związana z nazwiskiem J.Bjorkena, okazała się jedną z najbardziej owocnych we współczesnej fizyce cząstek elementarnych. Struktura materii na odległościach $< 10^{-16}$ cm może więc okazać się bogatsza niż

przewiduje to model standardowy dlatego, że obecnie znane cząstki fundamentalne okażą się znowu cząstkami złożonymi (stanami związanymi) lub (i) dlatego, że na tych odległościach w stanach wirtualnych pojawiają się jeszcze inne, cięższe cząstki odgrywające istotną rolę w dalszej syntezie teoretycznej.



Rys.4. Odpowiedniość skal odległości, energii, temperatury i wieku Wszechświata

Chcielibyśmy zwrócić uwagę także na kilka innych ciekawych aspektów badań nad strukturą materii. Zrozumienie fizyki na danej odległości (przy danej energii) wiąże się zazwyczaj z jej zrozumieniem na mniejszych odległościach (przy wyższych energiach). Świetnym przykładem są tu oddziaływania słabe na odległościach jądrowych ok. 1 fm, których zrozumienie wymagało wyprodukowania bozonów W i Z o masach rzędu 100 GeV, co odpowiada odległościom rzędu 10^{-16} cm. W tym procesie zazębiania się różnych skal następuje pewna przerwa w momencie, gdy fizykę w jakimś obszarze odległości daje się opisać w ramach renormalizowalnej kwantowej teorii pola. Teoria renormalizowalna ma tę właściwość, że nawet jeśli nie uwzględnia istotnie nowych efektów fizycznych pojawiających się przy skali Λ , to jednak opisuje poprawnie fizykę w obszarze energii $E \ll \Lambda$ z dokładnością do małych poprawek rzędu $0(E/\Lambda)$. W teorii renormalizowalnej wszystkie duże efekty rzędu $0(\Lambda/E)$ lub $0(\ln \frac{\Lambda}{E})$ związane z istnieniem ewentualnej nowej fizycznej skali Λ , przy której teoria powinna ulec modyfikacji, dają się zaabsorbować w wolne parametry teorii, które wyznaczamy z doświadczenia.⁶

⁶Warto zwrócić uwagę, że w ramach teorii renormalizowalnej amplitudy procesów mogą być obliczone z dowolną dokładnością przy pomocy skończonej liczby wolnych parametrów. Niemniej jednak, teoria może okazać się słuszna tylko z dokładnością do poprawek rzędu $0(E/\Lambda)$ ze względu na istnienie nowej skali Λ .

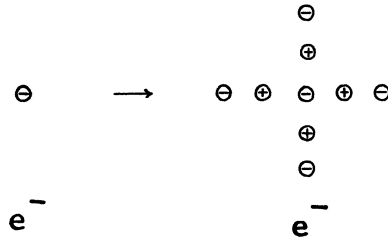
W przypadku modelu standardowego, który jest teorią renormalizowalną, nie możemy więc jednoznacznie odpowiedzieć na pytanie, czy jest to ostateczna "teoria wszystkiego", czy też tylko teoria efektywna opisująca obszar ($10^{-13} - 10^{-16}$) cm z dokładnością do poprawek rzędu $0(E/\Lambda)$. Jeśli nowa skala fizyczna jest odpowiednio duża w stosunku do obecnie osiągalnych energii E , to poprawki takie będą oczywiście trudno dostępne obserwacji doświadczalnej. Istnieje jednak kilka argumentów za tym, że model standardowy nie jest teorią ostateczną, lecz tylko efektywnym przybliżeniem głębszej teorii, której jeszcze nie znamy.

Po pierwsze, model standardowy zawiera 18 wolnych parametrów wyznaczanych z doświadczenia. Jest mało prawdopodobne, by teoria fundamentalna zawierała ich aż tyle. Można mieć nadzieję, że duża część tych wolnych parametrów (stałe sprzężenia, masy, kąty mieszania kwarków) zostanie skorelowana lub ustalona przez głębszą teorię, uwzględniającą nowe oddziaływania i symetrie, które staną się widoczne na jeszcze mniejszych odległościach.

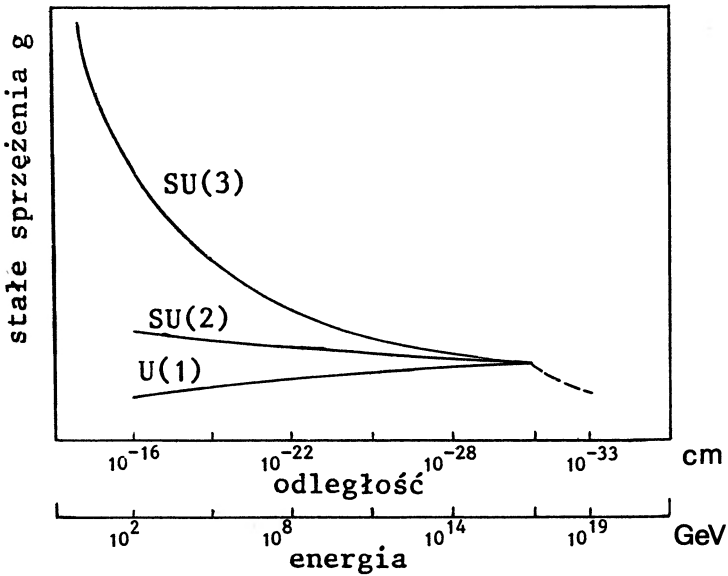
Po drugie, mechanizm spontanicznego naruszenia symetrii cechowania w teorii elektrosłabej, oparty na wprowadzeniu do teorii bozonu Higgsa, z jednej strony nie został jeszcze sprawdzony doświadczalnie, z drugiej zaś w swojej obecnej wersji wygląda zbyt sztucznie i arbitralnie, aby mógł być częścią ostatecznej "teorii wszystkiego". W szczególności, skala spontanicznego naruszenia symetrii elektrosłabej jest jednym z wolnych parametrów teorii. Jak już wspomnieliśmy w poprzednim rozdziale, doświadczalne zbadanie mechanizmu spontanicznego naruszenia symetrii elektrosłabej jest niesłychanie istotne dla ustalenia ostatecznego statusu modelu standardowego. Choć naszym zdaniem wynik takich badań nie będzie miał większego wpływu na poprawność modelu standardowego jako teorii efektywnej, to jednak może dostarczyć podstawowych wskazówek do konstrukcji głębszej teorii. Niestety, badanie doświadczalne sektora Higgsa jest bardzo trudne i trudno jest przewidzieć, kiedy takie wskazówki będą dostępne.

Z teoretycznego punktu widzenia, nie w pełni przekonujący mechanizm spontanicznego naruszenia symetrii elektrosłabej jest punktem wyjścia do prowadzonych obecnie bardzo aktywnych badań nad ewentualną głębszą teorią. Dwa najważniejsze kierunki tych badań to teorie technicolorowe i teorie supersymetryczne. W teoriach technicolorowych elementarne pola skalarnie potrzebne do naruszenia symetrii elektrosłabej są zastąpione przez cząstki złożone, będące bozonami Goldstone'a nowych oddziaływań – sił technicolorowych, które są bardzo słabe na obecnie badanych odległościach i dlatego na razie nie zostały zaobserwowane. Idea ta jest bardzo ciekawa, ale natrafia na trudności przy generowaniu mas fermionów, które też muszą się pojawić w procesie spontanicznego naruszenia symetrii elektrosłabej. Obecnie bardziej popularne są teorie supersymetryczne, w których za mechanizm spontanicznego naruszenia symetrii odpowiedzialne są nadal pola skalarnie, ale spodziewamy się, że skala tego naruszenia jest określona

dynamicznie. W teoriach supersymetrycznych każdemu fermionowi z poprzedniego rozdziału odpowiada nowy bozon, a każdemu bozonowi - nowy fermion. Teorie te przewidują więc podwojenie się liczby cząstek fundamentalnych, przy czym masy supersymetrycznych partnerów obecnie znanych cząstek powinny być rzędu 10^3 GeV. Poszukiwanie cząstek supersymetrycznych jest jednym z najważniejszych punktów w programach badań dla planowanych akceleratorów.



Rys.5. Ekranowanie ładunku elektronu w wyniku polaryzacji ładunków "morza" cząstek wirtualnych



Rys.6. Zależność stałych sprzężenia oddziaływań silnych i elektrosta-
bnych od odległości i energii

Po trzecie, idea unifikacji, która odniosła taki sukces przy opisie oddziaływań

elektrosłabych może być słuszna bardziej uniwersalnie. Zaproponowane zostały teorie wielkiej unifikacji, unifikujące wszystkie trzy typy oddziaływań. Opierają się one na bardzo szczególnym zachowaniu się stałych sprzężenia w modelu standardowym. Stałe sprzężenia zależą w rzeczywistości od odległości, na której zachodzą dane procesy. Innymi słowy, ładunki związane z siłami elektrosłabymi i silnymi zależą od odległości, z jakiej obserwuje się cząstkę będącą nośnikiem tych ładunków. Wynika to stąd, że w przestrzeni otaczającej cząstkę pojawia się "morze" cząstek wirtualnych, które też niosą ładunki. W wyniku polaryzacji tych ładunków następuje ekranowanie ładunku początkowego (rys.5). Zależność od odległości ładunków elektrycznego, słabego i silnego jest różna, gdyż w teorii Glashowa-Salama-Weinberga i w chromodynamice bozony cechowania (w przeciwieństwie do fotonów) także niosą ładunki. Zależność stałych sprzężenia od energii (odległości) w modelu standardowym przedstawiona jest na rys.6. Jeśli model standardowy obowiązuje do bardzo wysokich energii, to "siły" wszystkich trzech rodzajów oddziaływań stają się równe przy energii rzędu ($10^{15} - 10^{17}$) GeV. Jest więc do pomyślenia, że przy tych energiach zaczyna obowiązywać teoria unifikująca wszystkie trzy oddziaływania. Do najlepiej zbadanych teorii tego typu należą modele oparte na grupach cechowania SU(5) i SO(10). Korelują one część parametrów modelu standardowego, ale niestety wprowadzają także sporo nowych parametrów. Model standardowy jest przybliżeniem tych teorii z dokładnością do poprawek rzędu $0(E/\Lambda)$, gdzie np. dla SU(5) skala $\Lambda \cong 10^{15}$ GeV. Jest rzeczą niezmiernie interesującą, że te niezwykle małe poprawki mają jednak szansę, aby być zaobserwowane doświadczalnie. Najciekawszym procesem przewidywanym przez teorie wielkiej unifikacji jest rozpad protonu, np. w kanale $p \rightarrow \pi^0 e^+$. Obecna dolna granica doświadczalna na czas życia protonu (ściślej biorąc dla podanego wyżej kanału rozpadu) jest rzędu 10^{32} lat i jest czuła na istnienie nowej skali Λ właśnie rzędu 10^{15} GeV.

Kolejny argument za efektywnością obecnej teorii wiąże się z pytaniem o rolę grawitacji w procesach kwantowych. Pytanie to narzuca się samo, gdyż energia wielkiej unifikacji jest bardzo bliska skali Plancka $M_{Pl} = G_N^{-1/2} \cong 10^{19}$ GeV, przy której "siła" oddziaływań grawitacyjnych staje się porównywalna z pozostałymi. Jest także prawdopodobne, że grawitacja dostarcza fizycznego obciążenia dla nieskończoności obecnych w kwantowych teoriach pola, czyniąc ostateczną teorię (uwzględniającą oddziaływania grawitacyjne) skończoną. Można podać za tym prosty argument klasyczny. Rozważmy energię własną cząstki o promieniu ϵ związaną z jej samooddziaływaniem elektromagnetycznym i grawitacyjnym. Całkowita masa (energia) takiej cząstki wynosi

$$m = m_0 - \frac{G_N m^2}{2\epsilon} + \frac{e^2}{2\epsilon},$$

gdzie m_0 jest gołą masą nie uwzględniającą samooddziaływania, a e jest ładun-

kiem elektrycznym cząstki. Zgodnie z zasadą równoważności, oddziaływanie grawitacyjne wiąże się z całkowitą masą. Rozwiązując powyższe równanie na m , otrzymujemy w granicy $\varepsilon \rightarrow 0$ wynik skończony dla dowolnych skończonych wartości m_0 :

$$\begin{aligned} m &\rightarrow |e|G_N^{-1/2}. \\ \varepsilon &\rightarrow 0 \end{aligned}$$

Okazuje się więc, że w tych klasycznych rozważaniach oddziaływanie grawitacyjne usunęło rozbieżności związane z poprawką elektromagnetyczną do masy w granicy $\varepsilon \rightarrow 0$.

W tym kontekście pojawia się więc pytanie o możliwość zunifikowanego opisu wszystkich czterech oddziaływań w ramach jednej skończonej teorii. Dochodzimy w ten sposób do teorii superstrun, która od kilku lat jest przedmiotem bardzo intensywnych badań fizyków–teoretyków. Podstawą tej teorii jest zastąpienie pojęcia cząstki elementarnej jako obiektu punktowego przez jednowymiarową strunę o długości 10^{-33} cm. Cząstki o różnych spinach odpowiadają różnym wzbudzeniom struny. Widmo cząstek zawiera między innymi cząstkę bezmasową o spinie 2, którą utożsamia się z grawitonem – nośnikiem oddziaływań grawitacyjnych. Istotnym elementem tej teorii jest supersymetria. Teoria superstrun traktowana jako laboratorium teoretyczne zawiera w sobie wiele atrakcyjnych elementów: jest teorią skończoną (bez rozbieżności ultrafioletowych), unifikuje wszystkie cztery oddziaływania, jest pierwszą spójną kwantową teorią grawitacji. W granicy niskich energii jako jej przybliżenie otrzymujemy model standardowy i ogólną teorię względności Einsteina. Ogromne zainteresowanie teorią superstrun wynikało początkowo z nadziei, że żądanie spójności teorii określa ją jednoznacznie jako jedyną "teorię wszystkiego". Wkrótce jednak okazało się, że można skonstruować tysiące (a może nawet miliony) spójnych modeli superstrunowych, które mają wszystkie wymienione wyżej przyjemne właściwości, ale różnią się od siebie w istotny sposób swoimi przewidywaniami w obszarze bardzo wysokich energii. Od "teorii wszystkiego" jesteśmy więc nadal bardzo daleko, a teoria superstrun pozostaje jedynie jako jedno z interesujących, choć niekoniecznie w pełni poprawnych z fizycznego punktu widzenia, laboratoriów teoretycznych w poszukiwaniu głębszej od modelu standardowego teorii oddziaływań elementarnych.

Lista argumentów za tym, że model standardowy jest jedynie teorią efektywną, a nie ostateczną, nie byłaby kompletna, gdybyśmy nie wspomnieli o problemie istnienia kilku rodzin fermionów. Fakt ten jest zupełnie niezrozumiały w ramach obecnej teorii (choć nie jest z nią sprzeczny) i jest to prawdopodobnie istotna, tym razem empiryczna wskazówka za "efektywnością" obecnej teorii. W przeszłości często się okazywało, że powtarzanie się pewnych struktur fizycznych świadczyło o ich złożoności. Pogląd, że obecnie znane cząstki fundamentalne (kwarki, leptony, bozony cechowania) są obiektami złożonymi z mniejszych skład-

ników, ma także grupę swoich zwolenników, którzy w nim szukają klucza do głębszej teorii. Wydaje nam się jednak mało prawdopodobne, by dotychczasowe idee na temat struktur złożonych miały zastosowanie w tym przypadku. Po pierwsze, rodzin fermionów jest mało (trzy lub najwyżej cztery⁷) i wszystkie fermiony z tych rodzin mają spin $1/2$. Trudno więc mówić o stanach wzbudzonych w zwykłym sensie. Po drugie, znane już obecnie dolne granice doświadczalne na energię wiązania tych struktur (cząstek fundamentalnych nie da się rozbić w zderzeniach przy energiach rzędu 10^3 GeV) wskazują, że stosunek energii wiązania do mas kwarków i leptonów musiałby być bardzo duży, znacznie większy niż dla dotychczas znanych struktur złożonych i bardzo trudny do wyjaśnienia dynamicznego. Nasza krytyka koncepcji substruktury kwarków i leptonów odzwierciedla jednak bardziej naszą intuicję badawczą (być może błędną) niż obiektywne fakty⁸. Trzeba obiektywnie przyznać, że omówione wcześniej kierunki badań (supersymetria, superstruny) oparte na założeniu elementarności obecnie znanych cząstek fundamentalnych także natrafiają na trudności. Nie jest wykluczone, że wciąż nie znamy tej nowej zasadniczej idei fizycznej, która pozwoli nam przejść od modelu standardowego do głębszej teorii.

Po podaniu tych wszystkich argumentów za istnieniem głębszej teorii, chcemy jednak podkreślić ich heurystyczny charakter. Choć, naszym zdaniem, niezwykle mało prawdopodobna, to jednak nie całkowicie wykluczona jest sytuacja, że np. model standardowy uzupełniony zasadą antropiczną jest teorią ostateczną. Jest w końcu do pomyślenia, że wolne parametry modelu nie dadzą się obliczyć, lecz są określone przez zasadę antropiczną, zgodnie z którą wartości te zostały wybrane z jakiegoś rozkładu statystycznego przez fakt, że tylko dla nich pojawiło się życie i my jako obserwatorzy. Zasada antropiczna ma swoje pociągające aspekty, ale obecny etap poznania struktury materii nie upoważnia nas chyba jeszcze do odwoływania się do niej. Być może, gdy sprowadzimy liczbę fundamentalnych wolnych parametrów teorii do jednego, dwóch, kilku, to wtedy będzie miejsce na zasadę antropiczną.

Jedno jest pewne: każda głębsza teoria przewiduje zawsze nowe oddziaływania, nowe cząstki i nowe symetrie na bardzo małych odległościach. Dlatego niezbędne są dalsze badania doświadczalne na odległościach $< 10^{-16}$ cm, które dostarczą nam wskazówek i ograniczeń dla naszych koncepcji teoretycznych.

⁷W 1989 r. w wyniku precyzyjnego pomiaru szerokości rozkładu masy bozonu Z przy użyciu akceleratora LEP w CERN-ie uzyskano ograniczenie $(3,3 \pm 0,3)$ na liczbę rodzajów lekkich neutrin.

⁸Może np. okazać się, że koncepcja substruktury w połączeniu z supersymetrią prowadzi do poprawnej teorii. Znane fermiony mogłyby być supersymetrycznymi partnerami bozonów Goldstone'a odpowiadających spontanicznie naruszoną symetriom nowych oddziaływań i dlatego miałyby duże energie wiązania.

4. Podsumowanie

W artykule tym przedstawiliśmy historię badań nad strukturą materii na małych odległościach oraz próbę syntezy obecnej sytuacji w fizyce cząstek elementarnych. Nasze wnioski (do pewnego stopnia odzwierciedlające naszą własną intuicję fizyczną) są następujące:

a) Istnieje spójna teoria (w sensie praw podstawowych) dla zjawisk na skali odległości (10^{-13} – 10^{-16}) cm.

b) Teoria ta jest najprawdopodobniej teorią efektywną i stanowi przybliżenie bardziej podstawowej teorii (na razie nieznaney) w granicy $E/\Lambda \ll 1$, gdzie E jest "efektywną" energią zderzeń rzędu 100 GeV, jaką dysponujemy, a Λ - skalą nowej fizyki. Skala ta może być bardzo wysoka (np. dla modelu SU(5) wielkiej unifikacji $\Lambda \cong 10^{15}$ GeV), ale niekoniecznie (np. w teoriach supersymetrycznych $\Lambda \cong 10^3$ GeV). Nawet w tym drugim przypadku, który nawiasem mówiąc wydaje się nam bardziej prawdopodobny, efekty związane ze skalą Λ są przy obecnie osiągalnych energiach bardzo słabe i dlatego trudno dostępne obserwacji doświadczalnej.

c) Poszukiwanie głębszej teorii oddziaływań elementarnych jest fascynującą dziedziną badań, w której dalsze badania teoretyczne muszą się łączyć z doświadczalnym penetrowaniem odległości $< 10^{-16}$ cm. Najistotniejsze dla fizyki oddziaływań elementarnych badania eksperymentalne będą prawdopodobnie szły w następujących kierunkach:

- Badanie mechanizmu spontanicznego naruszenia symetrii elektrosłabej poprzez poszukiwanie i badanie właściwości cząstek skalarnych (bozonów Higgsa) oraz badanie oddziaływań bozonów W i Z.

- Poszukiwanie małych efektów rzędu $0(E/\Lambda)$ w eksperymentach o bardzo dużej statystyce przypadków przy niekoniecznie wyższych niż obecne energiach . Warto tu przypomnieć, że obecna dolna granica eksperymentalna na czas życia protonu jest już czuła na oddziaływania (prowadzące do rozpadu protonu) przy skali Λ rzędu 10^{15} GeV.

- Analiza zderzeń przy coraz wyższych energiach w coraz potężniejszych akceleratorach.

d) Warto także zwrócić uwagę na coraz ściślejszy związek fizyki oddziaływań elementarnych z kosmologią i astrofizyką. Wszechświat w bardzo wczesnych stadiach swego rozwoju (rys.4) był prawdopodobnie naturalnym laboratorium, w którym rządziły poszukiwane przez nas prawa podstawowe. Również obecne obserwacje astrofizyczne dostarczają bardzo istotnych informacji o ewentualnych rzadkich procesach zachodzących między cząstkami elementarnymi .

Literatura

- [1] G. Białkowski, R. Sosnowski, *Cząstki elementarne*, PWN, Warszawa 1971.
- [2] L. Van Hove, "Fizyka wysokich energii w 25 lat po odkryciu mezonu π ", *Postępy Fizyki* **24**, 579 (1973).
- [3] S. Pokorski, "Unifikacja czy substruktura?", *Postępy Fizyki* **33**, 219 (1982).
- [4] Yu.A. Khramov, *Biografia fizyki*, Tekhnika, Kijew 1983.
- [5] G. Białkowski, *Stare i nowe drogi fizyki*, Wiedza Powszechna, Warszawa 1980–85.
- [6] S. Pokorski, *Gauge Field Theories*, Cambridge University Press, Cambridge 1987.
- [7] Z. Ajduk, "Nowy schemat nazewnictwa dla hadronów", *Postępy Fizyki* **38**, 52 (1987).
- [8] S. Weinberg, "Przeszłość i przyszłość fizyki cząstek elementarnych", *Postępy Fizyki* **38**, 413 (1987).
- [9] F. Close, *Kosmiczna cebula. Kwarki i Wszechświat*, PWN, Warszawa 1988.
- [10] D.H. Perkins, *Wstęp do fizyki wysokich energii*, PWN, Warszawa 1989.

Wojciech Gawlik

*Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków*

Elektrodynamika atomu we wnęce rezonansowej ¹

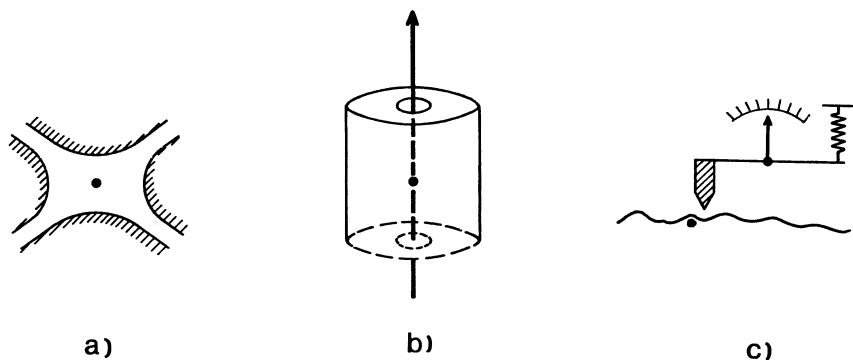
Cavity quantum electrodynamics

Abstract: Atomic behaviour in a confined space is discussed. Our main attention is focused on: spontaneous emission changes, energy level shifts and experiments with a single-atom maser. It is shown that cavities affect atomic lifetimes and eigenenergies, and allows one to demonstrate the quantum nature of electromagnetic fields.

1. Wstęp – geneza zainteresowań

Wspaniały rozwój rozmaitych metod spektroskopii atomowej, a zwłaszcza spektroskopii laserowej [1] umożliwił bardzo dobre poznanie własności swobodnych atomów. Obecnie dla wielu fizyków bardziej atrakcyjne od badania swobodnych atomów stało się badanie atomów znajdujących się w ograniczonej przestrzeni. U podłoża tego zainteresowania leży kilka przyczyn. I tak, technika pułapkowania pojedynczych jonów [2], (uhonorowana nagrodą Nobla w 1989 r. dla jej pionierów W. Paula i H. Dehmelta) polega na umieszczeniu obiektu badań w przestrzeni ograniczonej odpowiednimi elektrodami (rys. 1a). Eliminowane w ten sposób są liczne przyczyny rozszerzenia linii widmowych, dzięki czemu pułapki stają się niezwykle atrakcyjnym narzędziem m.in. do budowy nowej generacji wzorców częstości. Powstaje jednak pytanie, czy własności uwięzionego jonu nie są modyfikowane przez otaczające go elektrody? Podobne pytanie nasuwają badania z użyciem tzw. mikromasera, czyli urządzenia, w którym w nadprzewodzącym rezonatorze mikrofalowym w każdej chwili znajduje się co najwyżej jeden atom [3] (rys. 1b). Kolejną przyczyną zainteresowania elektrodynamiką atomu w ograniczonej przestrzeni może być koncepcja budowy tzw. mikroskopu sił atomowych

¹Referat wygłoszony na XXX Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1989 r.



Rys.1. Przykłady sytuacji gdy badany atom znajduje się w ograniczonej przestrzeni: (a) pułapka jonowa, (b) maser jednoatomowy, (c) mikroskop sił atomowych

[4], będącego rozwinięciem skaningowego mikroskopu tunelowego [5] (rys. 1c). Atom znajdujący się w ograniczonej przestrzeni jest też oczywiście bardzo interesującym obiektem badań czysto poznawczych: elektrodynamiki i optyki kwantowej [3,6].

Poniżej będziemy koncentrować się na kilku wybranych zagadnieniach: zmianach czasu życia i przesunięciu poziomów energetycznych atomu we wnęce rezonansowej oraz na zjawiskach kwantowych w mikromaszerze.

2. Emisja spontaniczna

2.1. Atom w swobodnej przestrzeni

Od czasów Einsteina wierzono, że wzbudzone atomy muszą promieniować. Gdy wzbudzony atom nie jest zaburzany, promieniowanie zachodzi samorzutnie na drodze emisji samorzutnej (spontanicznej). Zgodnie z elektrodynamiką kwantową, emisja spontaniczna jest wynikiem oddziaływania atomu z tzw. próżnią fotonową. Kwantuując pole elektromagnetyczne przypisujemy każdemu modowi pola oscylator harmoniczny, którego energie są $E_n = \hbar\omega(n + 1/2)$, gdzie liczba kwantowa n ($n = 0, 1, 2, \dots$) jest interpretowana jako liczba kwantów pola o częstotliwości ω , zaś \hbar to stała Plancka podzielona przez 2π . Stanowi próżni przypisujemy $n = 0$ i najniższą energię $E_0 = \hbar\omega/2$. Niezerowa wartość E_0 wynika z fluktuacji kwantowych i powoduje nieznikanie średniej kwadratowej amplitudy pola elektrycznego danego modu próżni w objętości kwantowania V

$$\overline{E^2} = \hbar\omega/2\varepsilon_0V, \quad (1)$$

gdzie ε_0 jest stałą dielektryczną próżni. Ponieważ ze stanem próżni fotonowej

związana jest niezerowa (w sensie średniej kwadratowej) amplituda pola (1), pojawia się skończona wartość energii sprzężenia między próżnią a atomem, którą w ramach przybliżenia dipolowego określamy jako $\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}$ (gdzie \mathbf{D} jest momentem dipolowym atomu związanym z jego wzbudzeniem) i której miarą jest tzw. próżniowa częstość Rabiego $\Omega = \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}/\hbar$. Sumując po wszystkich modach indywidualne prawdopodobieństwa z odpowiednimi wagami uwzględniającymi rozkład gęstości modów próżni

$$\rho_0 = \omega^2 V / \pi^2 c^3, \quad (2)$$

otrzymujemy prawdopodobieństwo spontanicznego przejścia wzbudzonego atomu do stanu podstawowego na jednostkę czasu

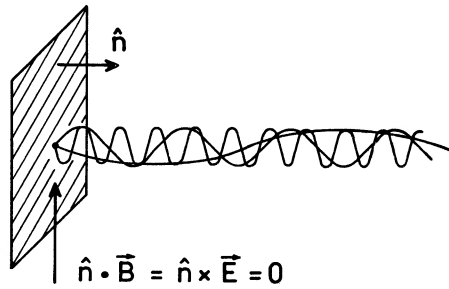
$$\Gamma_0 = A = (2\pi/3)\Omega\rho_0(\omega) = \omega^3 D^2 / 3\pi\hbar c^3 \epsilon_0, \quad (3)$$

które jest niczym innym jak wprowadzonym przez Einsteina współczynnikiem emisji spontanicznej A . Stała wartość tego prawdopodobieństwa prowadzi do nieodwracalnego wykładniczego rozpadu spontanicznego $\exp(-\Gamma_0 t)$. Należy podkreślić, że nieodwracalność emisji spontanicznej jest konsekwencją sumowania po wszystkich modach próżni, czyli oddziaływania z próżnią atomu znajdującego się w swobodnej (nieograniczonej) przestrzeni.

2.2. Atom we wnętrzu rezonansowej

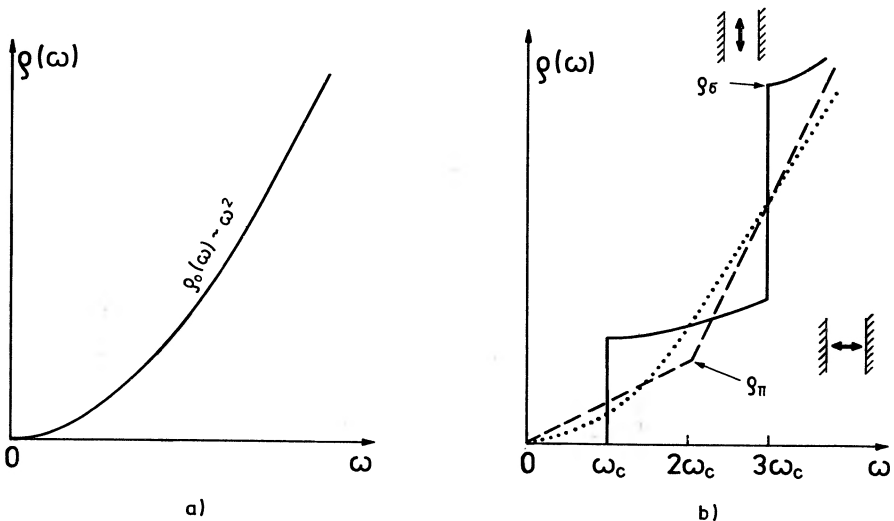
Zgodnie z klasyczną elektrodynamiką, pola elektromagnetyczne muszą na granicy ciał materialnych spełniać warunki brzegowe ograniczające ich składowe. I tak, na metalowych, przewodzących powierzchniach zniknąć muszą styczne składowe pól elektrycznych i prostopadłe składowe pól magnetycznych: $\mathbf{n} \cdot \mathbf{B} = \mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$ (\mathbf{n} jest wektorem normalnym do powierzchni). Konsekwencją tych warunków brzegowych jest modyfikacja pola elektromagnetycznego w pobliżu przedmiotów metalowych, czyli np. ścian wnęki rezonansowej. Polega ona na eliminacji spośród wszystkich możliwych modów takich, które nie spełniają warunków granicznych i pozostawieniu jedynie tych, dla których składowa elektryczna zanika (rys. 2). Modyfikacji związanej z warunkami granicznymi podlegają we wnętrzu wszelkie pola, w szczególności i pole próżni, którego rozkład w swobodnej przestrzeni dany jest wzorem (2) i przedstawiony na rys. 3a. Dla najprostszej wnęki rezonansowej utworzonej przez dwie płaskie, równoległe płyty oddalone o L należy oddzielnie rozważyć składowe pola, dla których drgania wektora \mathbf{E} są równoległe (rozkład ρ_σ) do powierzchni płyt, od tych, które są prostopadłe (rozkład ρ_π). W pierwszym przypadku pojawia się bardzo silna modyfikacja, w drugim przypadku jest ona niewielka (rys. 3b).

Jak widać z rys. 3b, w pobliżu wielokrotności częstości charakterystycznej dla danej wnęki $\omega_c = \pi c/L$ odstępstwa od ρ_0 są najsilniejsze i polegają na silnym zmniejszeniu bądź zwiększeniu gęstości modów w stosunku do ρ_0 . Te modyfikacje



Rys.2. Konieczność spełnienia warunków granicznych pozwala na istnienie w pobliżu powierzchni metalowych tylko takich modów pola, dla których poprzeczne składowe pola elektrycznego mają węzeł na powierzchni

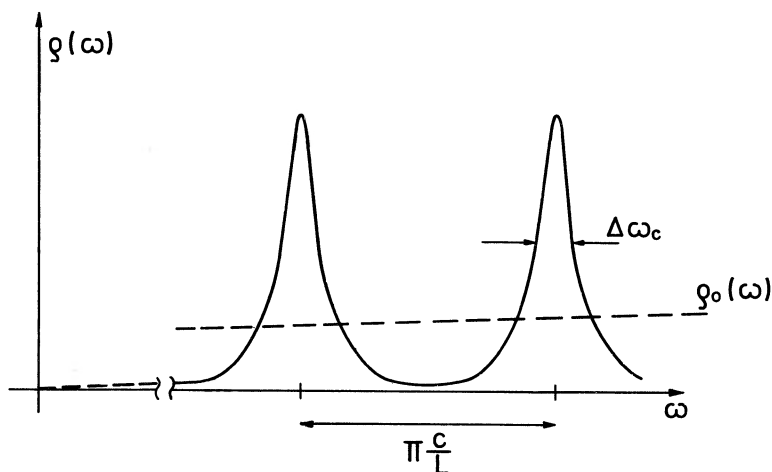
ρ_0 to, jak już wiemy, wynik konieczności spełnienia warunków granicznych na obu płytach, dopuszczających jedynie te mody, które między płytami mogą istnieć jako fala stojąca. W szczególności, ponieważ najdłuższa możliwa fala stojąca między płytami odległymi o L musi zawierać co najmniej jedną połowę długości fali, we wnętrzu nie ma w ogóle modów drgających równoległe do płyt z $\omega < \omega_c$. Z tego powodu ω_c nazywana jest częstotliwością odcięcia danej wnęki.



Rys.3. Gęstość modów próżni $\rho(\omega)$: (a) – w swobodnej przestrzeni; (b) – między dwiema płytami metalowymi. Gęstość modów związanych z drganiami pola E równoległe do płyt oznacza ρ_σ , zaś prostopadłe do płyt ρ_π

Istnienie częstotliwości odcięcia jest znane i szeroko wykorzystywane w technice

fal radiowych (zwłaszcza mikrofal). Łatwo może być też obserwowane w życiu codziennym, np. jako zanik odbioru radiowego na falach długich i średnich w odbiorniku samochodowym, przy możliwości odbioru fal UKF, gdy auto znajduje się w tunelu, którego długość L jest $\lambda_{\text{UKF}} < 2L < \lambda_{\text{śr.dl.}}$. Pewna nieznacząca modyfikacja ρ_π (linia przerywana na rys. 3b) jest wynikiem skończonej rozciągłości płyt metalowych.



Rys.4. Gęstość modów w interferometrze Fabry'ego-Perota jest periodyczną funkcją częstości pola o okresie $\pi c/L$ i szerokości poszczególnych maksimum $\Delta\omega_c$

Modyfikacje pola elektromagnetycznego są najsilniejsze w okolicy ω_c , czyli dla wnęk o rozmiarach porównywalnych z połówką długości fali, ale mogą być również bardzo silne dla rezonatorów wyższego rzędu, tzn. takich gdzie pomiędzy ścianami rezonatora mieści się wiele wielokrotności $\lambda/2$. Przykładem może być rezonator typu interferometru Fabry'ego-Perota [7], dla którego $\rho(\omega)$ ma charakterystyczną, periodyczną postać funkcji Airy (rys. 4). Jak widać, można za pomocą wnęk rezonansowych drastycznie modyfikować rozkład gęstości modów pola, w tym modów próżni, wokół dowolnie wybranych częstości, a więc i częstości przejścia atomowego.

Zgodnie ze wzorem (3), dla wnęk nierezonansowych, tzn. dla częstości różnych od tych, dla których $\rho(\omega)$ ma maksimum oraz niższych od częstości odcięcia, $\rho_0 > \rho(\omega) \cong 0$, co implikuje $\Gamma \cong 0$. Oznacza to brak emisji spontanicznej (w kierunku związanym z symetrią rezonatora) przez atom znajdujący się we wnęce, czyli wydłużenie czasu życia wzbudzonego atomu. Dzięki relacji nieoznaczoności energia – czas jest to z kolei równoważne zwięźeniu linii widmowych związanych z

emisją spontaniczną. Efekt ten jest niezmiernie interesujący dla spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej i dla konstrukcji nowych, dokładniejszych wzorców częstości.

Dla wnęki rezonansowej mamy z kolei $\rho(\omega) > \rho_0$, co powoduje zwiększenie prawdopodobieństwa czyli przyspieszenie emisji spontanicznej $\Gamma = \Gamma_0(Q\lambda^3/V)$ gdzie Q to współczynnik dobroci rezonatora.

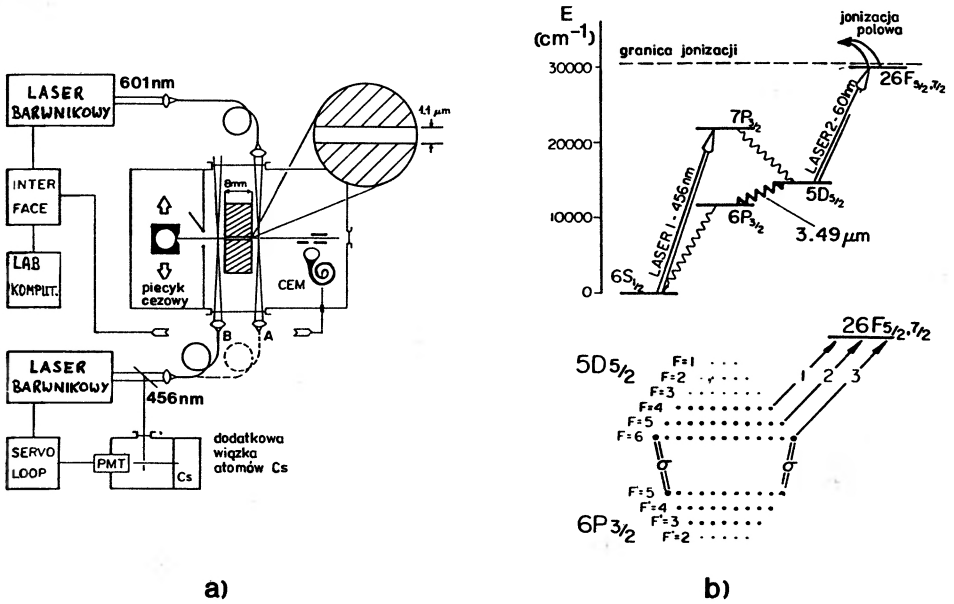
Okazuje się więc, że poprzez zmianę otoczenia atomu przez umieszczenie go we wnęce zamiast w swobodnej przestrzeni, możemy zmieniać czas życia poziomów atomowych. *Spontanizność* emisji spontanicznej należy więc traktować z rezerwą. Nie jest to bowiem absolutna własność danego atomu, ale układu atom-próżnia, w którym charakterystyki próżni, jak to pokazaliśmy, możemy zmieniać za pomocą wnęk. Należy tu pamiętać o tym, że rezonator o określonej symetrii, np. złożony z dwóch płyt o skończonej rozciągłości, modyfikuje tylko część wszystkich możliwych modów pola (np. na rys. 3b widać, że ρ_π jest tylko bardzo nieznacznie zmienione). W związku z tym, jeśli dany stan może się rozpaść z emisją w różnych kierunkach i z różnymi polaryzacjami, względna zmiana czasu życia będzie odpowiednio mniejsza.

2.3. Doświadczalna demonstracja zmiany czasu życia

Dostrzeżenie zależności czasu życia od własności wnęk nie jest nową obserwacją. Poczynił ją już w połowie lat czterdziestych E.M.Purcell [8] a rozwinął na początku osiemdziesiątych D.Kleppner [9]. Doświadczalne sprawdzenie tej zależności przyniosły prace Kleppnera [10], Haroche'a [11] i laureata nagrody Nobla z 1989 r. H. Dehmelta [12]. Pierwsze doświadczenia dotyczyły przejść zachodzących w zakresie fal mikrofalowych między poziomami wysoko wzbudzonych atomów rydbergowskich. W tym zakresie stosunkowo łatwo jest zbudować odpowiednie wnęki rezonansowe o rozmiarach porównywalnych z długością fali. Później okazało się jednak, że obserwacja takich efektów jest możliwa także w dziedzinie optycznej [13,14,22].

Poniżej omówimy jedną z najbardziej spektakularnych demonstracji zmiany czasu życia przeprowadzoną w laboratorium Haroche'a i Hinds'a w Uniwersytecie Yale [14]. Schemat tego doświadczenia przedstawia rys. 5a. Silnie skolimowana wiązka atomów cezu przepuszczana jest przez szczelinę między metalizowanymi płytkami szklanymi, której szerokość L wynosi $1,1 \mu\text{m}$. Wiazka atomowa może być oświetlona przez dwa lasery barwnikowe. Jeden z nich (456 nm) wzbudza atomy w stanie podstawowym do stanu $7P_{3/2}$, który rozpada się, m.in. do stanu $5D_{5/2}$, skąd z kolei jedyne możliwe przejście jest do stanu $6P_{3/2}$ poprzez emisję promieniowania o $\lambda = 3,49 \mu\text{m}$ (rys. 5b). Możliwe jest wzbudzenie do stanu $5D$ albo za płytami (pozycja A wiązki lasera 456 nm na rys. 5a) albo przed nimi (pozycja B). Drugi laser (601 nm) służy do detekcji obsadzenia stanu $5D_{5/2}$ przez jego jonizację (selektywne przejście do stanu rydbergowskiego $26F$ i selektywna

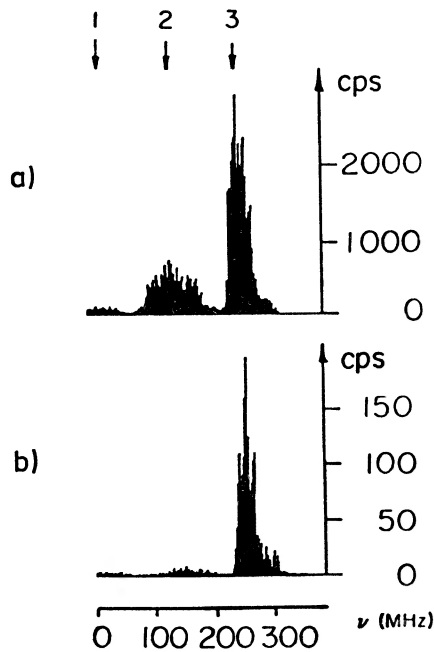
jonizacja polowa) po przejściu wiązki atomowej między płytami.



Rys.5. (a) Schemat doświadczenia demonstrującego zmiany czasu życia atomów cezu w wąskiej szczelinie. Przestrzajalny laser barwnikowy 601 nm służy do detekcji atomów cezu w stanie $5D_{5/2}$, do którego wzbudza się wiązkę atomów przed szczeliną (pozycja B) lub za nią (pozycja A) przy pomocy wiązki drugiego lasera 456 nm. Część wiązki 456 nm jest kierowana do wzbudzania atomów w dodatkowej wiązce atomowej służącej do stabilizacji częstości lasera na przejściu $6S_{1/2} - 7_{3/2}$. (CEM oznacza detektor elektronów powstających w wyniku jonizacji wiązką 601 nm) (b) Schemat poziomów energetycznych cezu. Górny rysunek ilustruje sposób wzbudzenia i detekcji stanu $5D_{5/2}$, który może rozpaść się jedynie emitując falę $3,49 \mu\text{m}$. Dolny rysunek przedstawia strukturę nadsztylną stanów $5D_{5/2}$ i $6P_{3/2}$, oraz składowe nadsztylne 1, 2, 3 linii 601 nm

Gdy wzbudzamy stan 5D za szczeliną, można przestrajając laser 601 nm rejestrować sygnały kalibracyjne z rys. 6a z widoczną strukturą nadsztylną stanu $5D_{5/2}$, których amplituda jest miarą transmisji szczeliny. Na przebycie szczeliny między płytami o długości 8 mm atomy Cs w wiązce termicznej potrzebują ok. $20 \mu\text{s}$ co stanowi ok. 13 czasów życia stanu 5D. Po takim czasie zaledwie 10^{-6} atomów 5D pozostałoby w tym stanie gdyby wiązka rozchodziła się w swobodnej przestrzeni. Tymczasem, jak widać z rys. 6b, transmisja wzbudzonych atomów przez szczelinę wynosi ok. 7%, a więc jest o ok. 5 rzędów wielkości wyższa od

oczekiwanej dla swobodnej przestrzeni. Ta bardzo wysoka transmisja jest dowodem powstrzymywania rozpadu spontanicznego atomów podczas ich przebywania w szczelinie. Ponieważ $\lambda/2 < L$, częstość możliwej emisji spontanicznej jest niższa od częstości odcięcia wnęki, czyli $\rho(\omega) = 0$ (rys.3b). Porównując widma z rys. 6a i 6b widać, że nie dla wszystkich składowych nadsubtelnych stanu 5D emisja spontaniczna zostaje w jednakowym stopniu zahamowana. Dla tych podpoziomów, które mogą emitować światło o polaryzacji π względem płyt zmiana emisji spontanicznej jest bardzo niewielka i dlatego transmisja atomów na tych podpoziomach jest też bardzo mała.



Rys.6. Sygnały rejestrowane przy przestrajaniu lasera jonizującego (601 nm) gdy atomy Cs są wzbudzone do stanu $5D_{5/2}$ za szczeliną (a), oraz przed szczeliną (b)

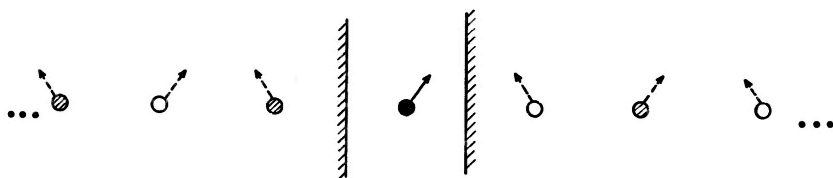
3. Zmiany energii atomu we wnęce rezonansowej – przesunięcia poziomów energetycznych.

Doświadczenie Jhego i in. [14] wykazało możliwość wytłumienia emisji spontanicznej w zakresie częstości optycznych mniejszych od częstości odcięcia wnęki rezonansowej, co objawiło się ok. 13-krotnym wydłużeniem czasu życia stanu wzbudzonego. W tego typu eksperymencie można oczekiwać więc znacz-

nego zwiężenia linii widmowych. Mogłoby ono umożliwić zwiększenie dokładności pomiarów spektroskopowych i wzorców częstości jeśli zwiężona linia wyznaczałaby prawdziwą częstość przejścia niezaburzonego atomu a nie częstość obciążoną systematycznym, zależnym od wnęki przesunięciem. Pojawia się w związku z tym istotne pytanie o ewentualne zmiany energii własnych atomu we wnęce rezonansowej, czyli o cenę jaką musimy być może zapłacić za możliwość dokładniejszego określenia częstości przejścia. Aby odpowiedzieć na to pytanie należy znaleźć wartości własne hamiltonianu atomu oddziałującego z polem $H = H_0H + (e/mc)\mathbf{A} \cdot \mathbf{p} + (e^2/2mc^2)\mathbf{A}^2$, gdzie H_0 jest hamiltonianem atomu bez pola ($H_0 = \mathbf{p}^2/2mc$), \mathbf{p} operatorem pędu elektronu w atomie, zaś \mathbf{A} potencjałem wektorowym pola. Gdy na atom nie działa pole zewnętrzne, \mathbf{A} opisuje jedynie pole próżni. Dla atomu we wnęce pole \mathbf{A} jest, jak już wiemy z rozdz. 2, zmodyfikowane przez warunki graniczne, które dopuszczają jedynie niektóre z wszystkich możliwych modów pola próżni fotonowej. Okazuje się, że konsekwencją modyfikacji funkcji rozkładu modów próżni jest przesunięcie energii atomowych poziomów energetycznych od wartości niezaburzonej E_0 do E' . Rozważając najprostszą wnękę złożoną z dwóch płyt można w zależności od ich odległości rozważyć dwa skrajne przypadki:

1) Mała odległość płyt; $L\omega_0 \ll 1$

W tym przypadku $\Delta E = E_0 - E'$ da się wyrazić jako suma trzech przyczynków $\Delta E = \Delta_{es} + \Delta_1 + \Delta_2$ [15]. Okazuje się, że $\Delta_{es} \ll \Delta_1 \ll \Delta_2$, a dominujący człon Δ_{es} jest niczym innym jak wartością oczekiwaną energii klasycznego oddziaływania pomiędzy atomem a jego obrazami w płytach wnęki. Atom poddany fluktuacjom próżni można traktować jako indukowany przez nie fluktuujący dipol. Jak wiadomo z konstrukcji obrazów [16], warunki graniczne jakie musi spełniać na powierzchniach rezonatora pole dipola równoważne są oddziaływaniu z hipotetycznymi dipolami – obrazami pierwotnego atomowego dipola indukowanymi w ściankach wnęki. Każdy z obrazów wytwarza ponadto swe własne obrazy, które także należy uwzględnić obliczając oddziaływanie wypadkowe (rys. 7). Po wysu-



Rys.7. Wpływ płyt na znajdujący się między nimi atom można interpretować jako elektrostatyczne oddziaływanie między fluktuującym dipolem (indukowanym przez fluktuacje próżni) a jego obrazami

mowaniu takiego nieskończonego szeregu oddziaływań elektrostatycznych otrzy-

musimy dominujący przyczynik Δ_{es} do przesunięcia energii poziomów. Dla dostatecznie wysoko wzbudzonych stanów $\Delta_{es} \sim n^4 L^{-3}$, gdzie n oznacza główną liczbę kwantową wzbudzonego atomu we wnęce. Widać więc, że przesunięcia energii poziomów są różne dla różnych stanów co umożliwia różnicowy pomiar spektroskopowy.

Z pozostałych, znacznie słabszych przyczynków do ΔE , Δ_1 okazuje się być jednakowe dla wszystkich poziomów i dlatego niemożliwe do zmierzenia metodami spektroskopowymi a Δ_2 wyrażeniem, które można traktować jako modyfikację przesunięcia Lamba [15].

2) Duża odległość płyt; $L\omega_0/c\pi \gg 1$

Dla małej odległości płyt, gdy $L\omega_0/c\pi \ll 1$ czas propagacji promieniowania elektromagnetycznego między płytami, czy też między dipolem a jego obrazami, jest zanedbywalnie krótki w stosunku do okresu drgań tego promieniowania. Zachodzi wówczas pełna korelacja fluktuacji źródłowego dipola i jego obrazów. Inaczej jest gdy odległość płyt jest tak duża, że $L\omega_0/c\pi \gg 1$. Czas przekazywania informacji między dipolem a jego obrazami jest wtedy tak długi, że wszelkie korelacje zacierają się. Konsekwencją tych efektów opóźnienia jest wówczas silniejsza zależność przesunięcia energii od odległości płyt $\Delta E \sim L^{-4}$ (zamiast L^{-3} jak przy braku opóźnienia). Mamy tu analogię do zmiany zależności od odległości R potencjału oddziaływania dipol-dipol dla cząsteczek polaryzowalnych, który dla małych odległości (brak opóźnienia) jest potencjałem Van der Waalsa $V_{DD} \sim R^{-6}$, zaś dla dużych odległości (opóźnienie) potencjałem Casimira-Poldera $V_{DD} \sim R^{-7}$ [17].

Poświęćmy teraz trochę czasu na omówienie możliwości pomiaru.

Przy częstościach znacznie niższych od częstości odcięcia ($\omega \ll \pi c/L$) $\Delta E \cong \Delta_{es} \sim n^4 L^{-3}$. Aby zmierzyć to przesunięcie należałoby więc z jednej strony wzbudzać jak najwyższe stany rydbergowskie [18], a z drugiej, stosować jak najmniejsze odległości między płytami. Każda z tych możliwości ma jednak swoje ograniczenia. I tak, płyty nie mogą być zbyt blisko, gdyż wówczas nie będzie możliwe wprowadzenie pomiędzy nie atomów (np. w formie wiązki atomowej). Jest to całkiem realne niebezpieczeństwo przy pracy z atomami rydbergowskimi, których średnica rośnie jak $n^2 a_0$ (a_0 to promień bohrowski $\cong 0,5 \text{ \AA}$) i np. dla $n \cong 50$ wynosi ok. $0,1 \mu\text{m}$. Ponadto ze wzrostem n dramatycznie (jak n^7) rośnie polaryzowalność atomów, w związku z czym atomy rydbergowskie stają się niezwykle czułe na pola elektryczne. Źródłem tych rozproszonych pól elektrycznych mogą być zanieczyszczenia płyt rezonatora wynikające z niedoskonałości ich przygotowania, złej próżni albo też z osiadania badanych atomów na tych płytach. Należy tu zdać sobie sprawę z tego, że zmiany energii potencjalnej atomu we wnęce rezonansowej powodują pojawienie się sił (równych -grad ΔE) przyciągających

badany neutralny atom do ścian wnęki. Pojawienie się tych sił van der Waalsa (lub Casimira) przyspiesza osiadanie atomów na płytach. Gdy płyty wnęki są wykonane z innego pierwiastka niż badane atomy, pojawiają się wskutek osiadania atomów potencjały kontaktowe i pola elektryczne, które mogą nawet przy niewielkich natężeniach powodować silne przesunięcie Starkowskie ze względu na dużą wartość polaryzowalności. W wyniku tych efektów może się okazać, że przy zbyt wysokim wzbudzeniu i zbyt małym L wyznaczone przesunięcie ΔE może zostać zdominowane przez przesunięcie Starkowskie.

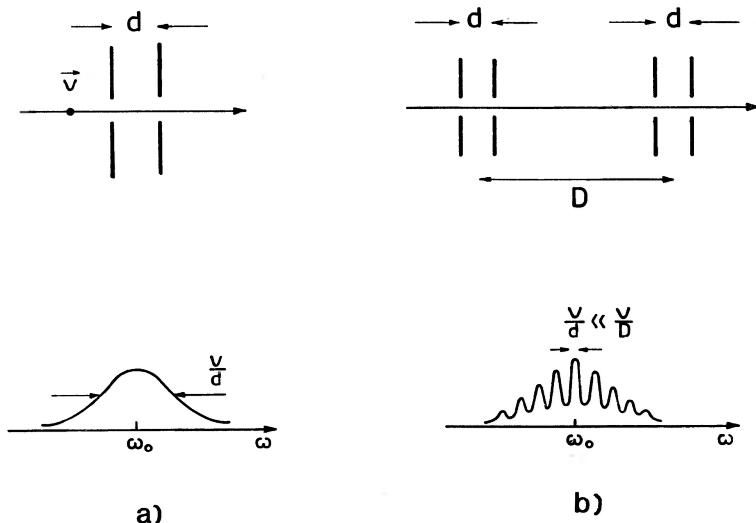
Przy $L = 0,1$ mm i $n = 50$, $\Delta_{es} \cong 1$ kHz, a przesunięcie Starkowskie osiąga tę wartość już w polu ok. 3 mV/cm. Aby móc więc wiarygodnie wyznaczyć Δ_{es} , natężenie rozproszonych pól elektrycznych musi być znacznie niższe od 3 mV/cm, co jest bardzo trudne ze względu na potencjały kontaktowe. Pole magnetyczne może również powodować przesunięcie poziomów poprzez efekt Zeemana, ale uporać się z nim jest znacznie łatwiej ponieważ w małych polach przesunięcie to nie zależy od n .

Innym problemem przy pracy z atomami rydbergowskimi jest promieniowanie termiczne. W temperaturze pokojowej nie tylko indukuje ono przejścia między sąsiednimi poziomami rydbergowskimi, ale nawet jest w stanie zjonizować badany atom. Pomiary z atomami o $n \cong 50$ muszą więc być wykonywane w kriostatatach helowych ze starannym ekranowaniem zewnętrznego promieniowania termicznego (mogącego przedostawać się np. kanałami dla wzbudzenia optycznego czy też falowodami).

Nad wykryciem przesunięć poziomów poniżej częstości odcięcia wnęki prowadzone są prace w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Monachijskiego i w Instytucie Maxa Plancka Optyki Kwantowej w Garching koło Monachium [19]. Celem tego doświadczenia jest bezpośredni pomiar przesunięcia rezonansu mikrofalowego między różnymi poziomami rydbergowskimi wiązki atomów rubidu przechodzącej między płytami metalowymi. Ponieważ oczekiwane przesunięcie (różnica przesunięć każdego z poziomów) jest rzędu 0,1–1 kHz, więc przy częstości przejścia rzędu 100 GHz względna zmiana częstości jest $10^{-9} - 10^{-8}$. Aby wykryć tak małe efekty, stosuje się metodę rozdzielonych pól mikrofalowych, za którą Norman Ramsey dostał w 1989 r. nagrodę Nobla.

W zwykłych metodach dokładność pomiaru częstości przejścia (odwrotnie proporcjonalna do szerokości krzywej rezonansowej) ograniczona jest przez skończony czas oddziaływania atomu z polem mikrofalowym czyli przez czas przelotu atomu przez falowód (rys. 8a), którego szerokości d nie można dowolnie zwiększać. Ramsey zauważył, że zamiast rozszerzać obszar oddziaływania z polem, można rozdzielić go na dwie węższe strefy, których wzajemna odległość D może być znacznie większa niż szerokość d każdej z nich. W pierwszej strefie rezonansowe pole mikrofalowe wprowadza atom w stan superpozycji dwóch stanów

kwantowych. Po opuszczeniu pierwszej strefy superpozycja ta oscyluje z częstotliwością własną, równą częstotliwości przejścia między oboma poziomami. Tak oscylująca superpozycja zostaje ponownie poddana w drugiej strefie działaniu rezonansowego pola mikrofalowego, którego faza jest skorelowana z polem pierwszej strefy. W wyniku takiego złożenia dwóch oscylacji – pola i superpozycji, prawdopodo-



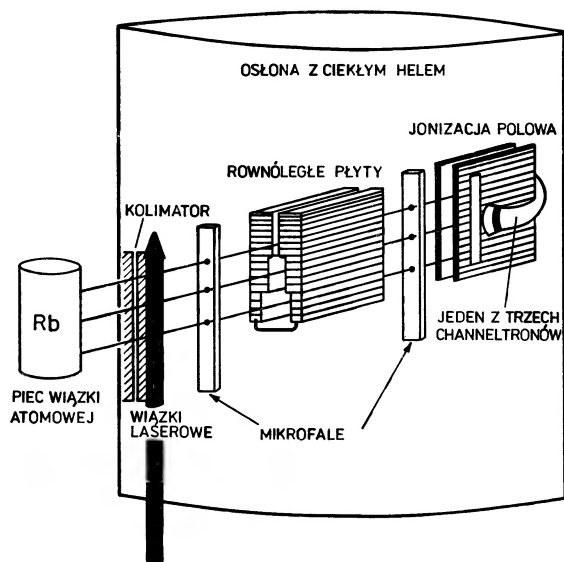
Rys.8. (a) Dokładność pomiaru częstotliwości rezonansowej ograniczona jest przez szerokość krzywej rezonansowej czyli przez skończony czas oddziaływania atomu z polem (czas przelotu przez falowód) (b) Metoda Ramsey'ego zwiększa dokładność pomiaru ω_0 dzięki użyciu dwóch obszarów oddziaływania, których wzajemna odległość D może być znacznie większa od szerokości pojedynczego falowodu d . Otrzymana w takich warunkach krzywa rezonansowa posiada strukturę o szerokości $v/D \ll v/d$, gdzie v oznacza prędkość atomów w wiązce

bieństwo przejścia mikrofalowego jest określone przez krzywą rezonansową o charakterystycznym kształcie (rys. 8b). Szerokość lorentzowskiej obwiedni tej krzywej zależy od długości jednej strefy d , zaś wąskich składowych od odległości stref D . Ponieważ łatwo możemy zrobić $D \gg d$, można określić położenie centralnej składowej krzywej Ramsey'ego, a więc i częstotliwości przejścia ω_0 , o wiele dokładniej niż przy użyciu standardowej metody z jedną tylko strefą.

Jeśli pomiędzy dwiema strefami (falowodami) wiązka atomowa znajdzie się we wnętrzu rezonansowej, np. utworzonej przez dwie płyty metalowe, poziomy energetyczne będą przesunięte i stan superpozycji oscylował będzie ze zmodyfikowaną częstotliwością przejścia ω_0 . W wyniku tego struktura ramseyowska powinna doznać pewnego przesunięcia, które eksperymetatorzy mają nadzieję móc zmierzyć. Po-

wodzenie tego przedsięwzięcia oprócz dokładności pomiaru częstości przejścia mikrofalowego zależeć będzie od wydajnego i selektywnego wzbudzenia wybranego stanu rydbergowskiego i możliwości selektywnej detekcji atomów, które po przejściu przez oba falowody doznały przejścia do innego stanu, a także od skuteczności eliminacji zewnętrznych pól (rozproszonych elektrycznych i magnetycznych oraz termicznych).

Schemat doświadczenia realizowanego w Garching przedstawia rys. 9. W



Rys.9. Schemat doświadczenia dla pomiaru przesunięcia poziomów energetycznych atomów między płytami metalowymi. Z piecyka rozcho-
dzą się jednocześnie trzy wiązki przechodzące między trzema parami płyt
odległych o 0,1–0,6 mm. Płyty umieszcza się pomiędzy dwoma falow-
dami służącymi do pomiaru częstości przejścia metodą Ramsey'a

doświadczeniu tym przeprowadzane są równocześnie pomiary z trzema wiązkami atomowymi przechodzącymi między trzema parami płyt rozsuniętych na różne odległości od 0,1 do 0,6 mm. Główna część aparatury zamknięta jest w kriostacie helowym. Każda z wiązek atomowych przecinana jest przez nałożone wiązki trzech przestrajalnych laserów półprzewodnikowych, które trójstopniowo wzbudzają rydbergowski poziom $nP_{3/2}Rb^{87}$ ($n \cong 50$). Po wzbudzeniu, atomy przelatują przez układ połączonych płyt metalowych pomiędzy dwoma falowodami i są następnie analizowane przez selektywny detektor wykorzystujący jonizację polową. W chwili obecnej eksperyment jeszcze nie jest zakończony, a główny wysiłek skupia się na zmniejszaniu rozproszonych pól elektrycznych, które są najpoważ-

niejszą trudnością w tym niezwykle trudnym pomiarze.

Znacznie łatwiejsza jest obserwacja przesunięć poziomów przy użyciu rezonatorów wyższego rzędu i przejść o częstości znacznie wyższej od częstości odcięcia. Piękne doświadczenia demonstrujące zarówno przesunięcia poziomów jak i zmiany czasów życia wykonali Heinzen i Feld wykorzystując sferyczny rezonator, w centrum którego znajdowała się wiązka atomów baru wzbudzanych linią 553,5 nm [13].

4. Rezonansowe oddziaływanie z wnęką – maser jednoatomowy

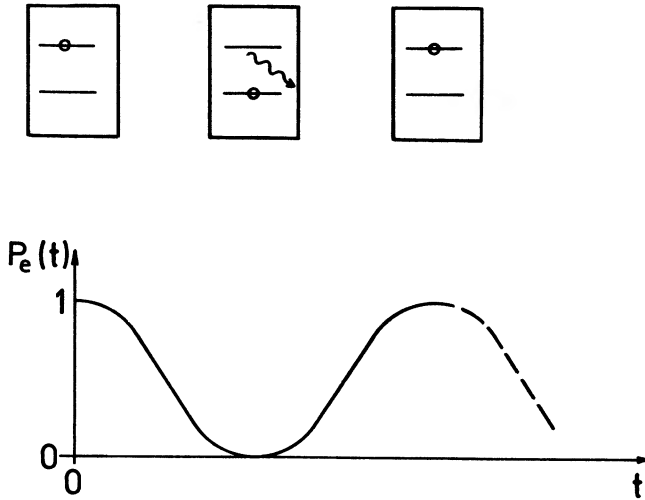
Gdy częstość jednego z rezonansów wnęki jest dostrojona do częstości przejścia atomowego, dynamika rezonansowego oddziaływania atom-wnęka istotnie zależy od współczynnika dobroci rezonatora $Q = \omega/\Delta\omega_c$. Tutaj $\Delta\omega_c$ oznacza szerokość instrumentalną czyli szerokość rezonansu wnęki (rys. 4) związaną z czasem życia fotonu we wnęcie $\tau_{\text{tot}} = 1/\Delta\omega_c$. Przy małej dobroci, takiej że szerokość instrumentalna wnęki jest większa od próżniowej częstości Rabięgo ($\Delta\omega_c > \Omega$), obserwowane jest, opisane w rozdz. 2, przyspieszenie emisji spontanicznej $\Gamma = \Gamma_0 (Q\lambda^3/V)$.

Dzięki nadprzewodnikom możliwe jest osiągnięcie tak wysokiej dobroci rezonatorów ($Q \cong 10^{11}$), że $\Delta\omega_c < \Omega$. Oznacza to, że wypromieniowany przez atom we wnęcie foton nie jest natychmiast pochłaniany przez ścianki lecz pozostaje w niej tak długo, że możliwa jest jego reabsorpcja przez ten sam atom. Prowadzi to do cyklicznej wymiany energii między atomem a wnęką zachodzącej z częstością $\Omega\sqrt{n+1}$ (n oznacza liczbę fotonów we wnęcie), w wyniku której atom oscyluje między dolnym a górnym stanem pochłaniając foton z pola we wnęcie bądź zostawiając go w rezonatorze (rys. 10). Prawdopodobieństwo znalezienia atomu w górnym stanie jest

$$P_e(t) = \cos^2(\Omega\sqrt{n+1}t/2). \quad (4)$$

Mamy więc analogię do oscylacji Rabięgo atomu w zewnętrznym polu, z tą różnicą, że w tym przypadku atom oddziałuje z *własnym* polem zmagazynowanym w rezonatorze o wysokiej dobroci.

Nadprzewodnikowe rezonatory mikrofalowe pozwalają na takie wydłużenie czasu życia fotonu τ_{tot} , że możliwe jest rozrzedzenie strumienia atomów do tego stopnia, iż średni czas T między kolejnymi atomami wpadającymi do wnęki jest $t_{\text{tr}} < T < \tau_{\text{tot}} = Q/\omega$, gdzie t_{tr} oznacza czas przelotu atomu przez wnękę. Foton wyemitowany przez jeden ze wzbudzonych atomów pozostaje w niej tak długo, że może wymusić emisję następnego wlatującego do wnęki wzbudzonego atomu. W ten sposób liczba fotonów w rezonatorze wzrasta, mimo że w danej chwili przebywa w niej najwyżej jeden atom (przy strumieniu 800 atomów wlatujących w 1 s do wnęki o ok. 2 cm długości znajduje się w niej średnio 0,06 atomu !).



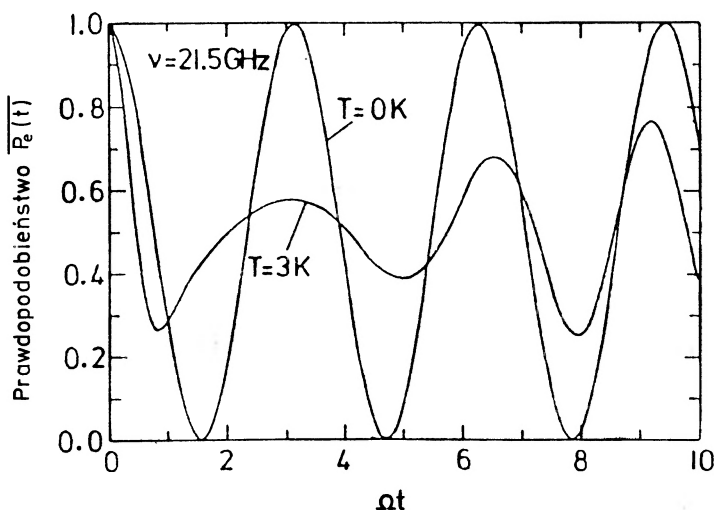
Rys.10. Oscylacja prawdopodobieństwa znalezienia atomu w górnym stanie wynikająca z oddziaływania pojedynczych atomów wlatujących do rezonatora, w którym "zmagazynowane" jest pole od poprzednich atomów

Taki wzrost pola to nic innego jak akcja maserowa, zaś urządzenie nazywane jest maserem jednoatomowym lub mikromaserem. Pozwala ono na przeprowadzanie fascynujących doświadczeń nad oddziaływaniem pojedynczych atomów z pojedynczymi fotonami, badaniem statystyki pola elektromagnetycznego i demonstracji jego kwantowego charakteru.

Wzór (4) dotyczy idealnego przypadku gdy w rezonatorze istnieje tylko jeden mod pola z n fotonami. W praktyce musimy uwzględnić obecność fotonów termicznych i ich bozonowską statystykę i uśrednić wyrażenie (4) po rozkładzie fotonów $p(n)$

$$\overline{P_e(t)} = \sum_n p(n) \cos^2(\Omega\sqrt{n+1}t/2), \quad (5)$$

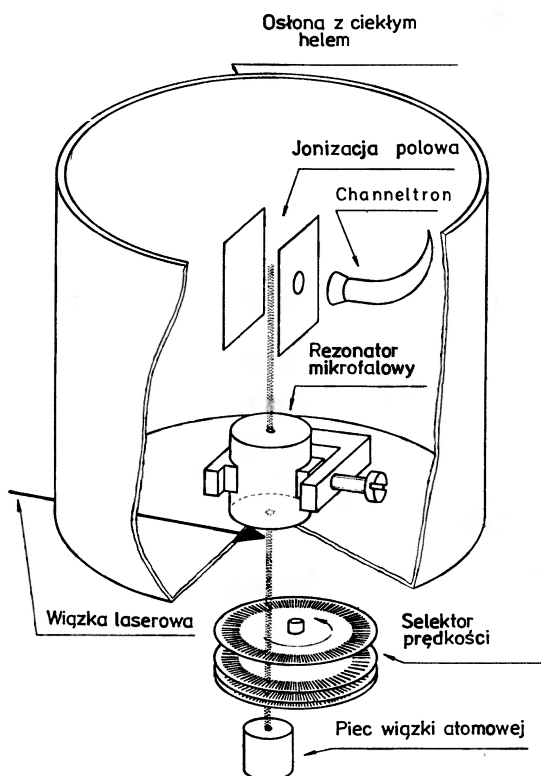
gdzie $p(n) = (1 - \exp(-\hbar\omega/kT)) \exp(-n\hbar\omega/kT)$. Na rys. 11 wykreślono $P_e(t)$ dla $T = 0$ K gdy we wnęce jest jeden mod pola, oraz $\overline{P_e(t)}$ dla $T = 3$ K, gdy dodatkowo znajduje się w niej ok. 2 fotonów termicznych. Jak widać, uśrednienie po kilku dyskretnych modach pola prowadzi do odstępstwa od cosinusoidalnej oscylacji prawdopodobieństwa wynikającej ze zdudnienia indywidualnych oscylacji. Przewidywania te zostały potwierdzone w doświadczeniu Rempego i in. [3], w którym zmieniano czas oddziaływania pojedynczych atomów z polem we wnęce przez zmianę t_{tr} . Osiągnano to za pomocą układu wirujących tarcz z otworami – tzw. selektora prędkości Fizeau, który przepuszczał tylko wybrane składowe z



Rys.11. Prawdopodobieństwo wzbudzenia atomu oddziałującego z jednym tylko modem własnego pola bez fotonów termicznych ($T = 0$), oraz gdy istnieje dodatkowe pole termiczne (odpowiadające $T = 3\text{K}$)

termicznej wiązki atomowej (rys. 12). Detektor z jonizacją połową mierzył obsadzenie górnego stanu, a tym samym $\overline{P_e(t)}$. Wyniki otrzymane przy $T = 2,5\text{K}$ (co odpowiada ok. 2 fotonom termicznym) i strumieniu $N = 500\text{ at/s}$ (co odpowiada średnio $n_m = 0,5$ fotonom akcji maserowej) przedstawia rys. 13a, gdzie naniesiono również krzywą teoretyczną wg. (5).

Stosowanie mechanicznej selekcji prędkości atomów z wiązki termicznej nie pozwoliło na zwiększanie czasu przelotu przez wnękę powyżej $130\ \mu\text{s}$. Aby móc zbadać dalszy przebieg ewolucji $\overline{P_e(t)}$, należało zwiększyć Ω , czyli liczbę fotonów n_m pozostawionych przez atomy we wnękę, a więc po prostu strumień N . Dla $N = 2000\text{ at/s}$, gdy średnia liczba fotonów maserowych $n_m \cong 2$, rys. 13b pokazuje wyraźny zanik oscylacji po ok. $60\ \mu\text{s}$. Wynika on z destruktywnej interferencji indywidualnych przyczynków do $\overline{P_e(t)}$ i nazwany został zanikiem (kolapsem) kwantowym. Przy dalszym zwiększaniu Ωt , interferencja przyczynków od dyskretnych modów pola przybiera konstruktywny charakter i w zależności $\overline{P_e(t)}$ pojawiają się ponownie oscylacje. W pracy [3] udało się zaobserwować pierwszą z nich dla $N = 3000\text{ at/s}$ ($n_m \cong 3$) przy $t \cong 160\ \mu\text{s}$ (rys. 13c). To odnowienie oscylacji nazwano *quantum revival* czyli odzyciem lub odrodzeniem kwantowym. Na podkreślenie zasługuje fakt, że tak zanik jak i odrodzenie są wynikiem średniowania $P_e(t)$ po większej liczbie dyskretnych modów, przy czym o ile sam zanik mógłby się pojawić też przy ciągłym rozkładzie modów pola, o tyle odrodzenie jest możliwe tylko gdy struktura modów pola jest dyskretna (skwantowana). Opisywane



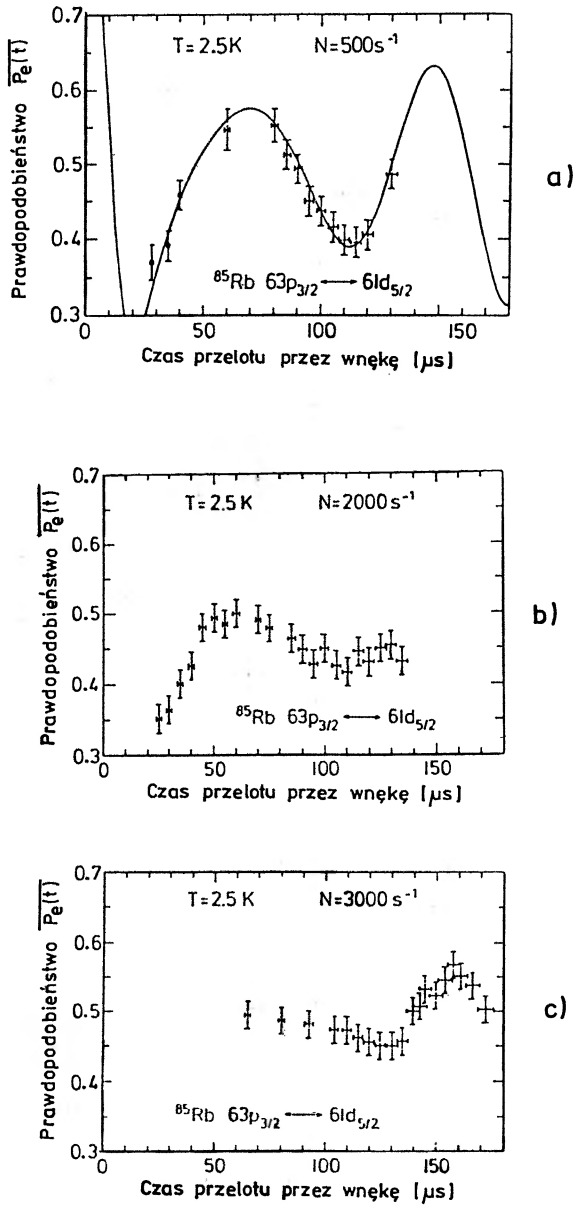
Rys.12. Schemat doświadczenia badającego ewolucję $P_e(t)$ w maserze jednoatomowym. Czas oddziaływania t zmieniany jest za pomocą selektora Fizeau przez wybór atomów lecących z różnymi prędkościami

doświadczenie dowodzi więc kwantowej natury pola elektromagnetycznego.

5. Podsumowanie

Rozwijająca się od niedawna elektrodynamika atomu we wnękach rezonansowych (CQED – *cavity quantum electrodynamics*) stanowi niezwykle ciekawą dziedzinę badań. Dzięki niej uzyskujemy informacje na temat elementarnych oddziaływań pojedynczych atomów z pojedynczymi fotonami i możemy badać zmagazynowane w rezonatorach o wysokiej dobroci pola elektromagnetyczne. Dyscyplina ta dostarczyła nam także sposobów manipulowania próżnią fotonową oraz zmusiła do zrewidowania dotychczasowych poglądów na "spontaniczność" i nieuchronność emisji spontanicznej.

Koncentrując się na kilku wybranych zagadnieniach nie zdołaliśmy omówić tutaj innych prac dotyczących elektrodynamiki atomu we wnęce rezonansowej.



Rys.13. Ewolucja $P_e(t)$ dla $T = 2,5 \text{ K}$ (co odpowiada ok. 2 fotonom termicznym) i dla różnych strumieni N atomów wlatujących do rezonatora: a) $N = 500 \text{ at/s}$ – co odpowiada średnio $n_m = 0,5$ fotonom akcji maserowej; b) $N = 2000 \text{ at/s}$, $n_m \cong 2$; c) $N = 3000 \text{ at/s}$, $n_m \cong 3$

Sz szczególnie ciekawe spośród tych pominiętych są badania Mossberga i współpr. dotyczące zachowania się atomu oddziałującego z dwoma polami – polem zmodyfikowanej próżni fotonowej i silnym polem jednomodowego lasera [20], oraz prace grupy Haroche'a w Ecole Normale Supérieure na temat dwufotonowego mikromasera [21]. Na uwagę zasługują ponadto prace De Martiniego, który badał modyfikację emisji spontanicznej cząsteczek barwnika w "mikroskopijnym" rezonatorze optycznym, którego długość była mniejsza niż połowa długości fali ($\lambda = 0,63 \mu\text{m}$) [22] a także obserwacja przyspieszenia i spowolnienia emisji spontanicznej w ciele stałym (GaAs) [23].

Literatura

- [1] K. Rosiński, *Postępy Fizyki*, **29**, 419 (1978);
A. Schawlow, *Postępy Fizyki*, **34**, 245 (1983);
N. Bloembergen, *Postępy Fizyki*, **34**, 385 (1983);
W. S. Letochow, W. P. Czebotajew, *Nieliniowa spektroskopia laserowa*, PWN, Warszawa, 1982.
- [2] A. Kopystyńska, *Postępy Fizyki*, **38**, 215 (1987).
- [3] G. Rempe, H. Walther, N. Klein, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 353 (1987).
- [4] G. Binning, C. F. Quate, Ch. Gerber, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 930 (1986).
- [5] G. Binning, H. Rohrer, *Postępy Fizyki*, **38**, 493 (1987).
- [6] K. Rzązewski, *Postępy Fizyki*, **39**, 149 (1988).
- [7] np. J. Petykiewicz, *Optyka falowa*, PWN, Warszawa, 1986.
- [8] E. M. Purcell, *Phys. Rev.*, **69**, 681 (1946).
- [9] D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 233 (1981).
- [10] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2137 (1985).
- [11] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1903 (1983).
- [12] G. Gabrielse, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 67 (1985).
- [13] D. J. Heinzen, J. J. Childs, J. E. Thomas, M. Feld, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1320 (1987);
D. J. Heinzen, M. S. Feld, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2623 (1987).
- [14] W. Jhe, A. Anderson, E.A. Hinds, D. Meschede, L. Moi, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 666 (1987).
- [15] G. Barton, *Proc. Roy. Soc.*, **A410**, 141; 175 (1987);
Phys. Scr. **T21**, 11 (1988).

- [16] np. J. D. Jackson, *Elektrodynamika klasyczna*, PWN, Warszawa, 1982.
- [17] np. L. Landau, E. Lifszic, *Elektrodynamika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa, 1960, str. 491;
Yu.S. Barash, V. L. Ginzburg, *Usp. Fiz. Nauk* 143, 345 (1984).
- [18] J. Szudy, *Problemy* 446 (9), 6 (1983);
K. Rosiński, *Postępy Fizyki* 35, 3 (1984).
- [19] W. Gawlik, P. Wiorkowski, H. Walther, w przygotowaniu.
- [20] Yifu Zhu, A. Lezama, T. W. Mossberg, M. Lewenstein, *Phys. Rev. Lett.* 61, 1946 (1988);
A. Lezama, Yifu Zhu, S. Morin, T. W. Mossberg, *Phys. Rev. A* 39, 2754 (1989).
- [21] M. Brune, J. M. Raimond, P. Goy, L. Davidovich, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* 59, 1899 (1987).
- [22] F. De Martini, G. Innocenti, G. R. Jacobovitz, P. Mataloni, *Phys. Rev. Lett.* 59, 2955 (1987);
F. De Martini, *Kvant. Elektron.* 15, 1214 (1988).
- [23] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. Bhat, *Phys. Rev. Lett.* 61, 2546 (1988).

Marek Zając, Jerzy Nowak

*Instytut Fizyki
Politechnika Wroclawska
Wroclaw*

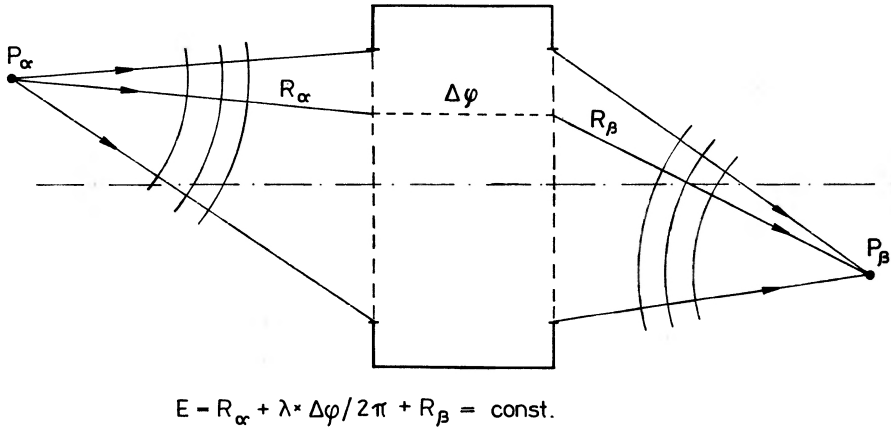
Dyfrakcyjne i kinoformowe optyczne elementy odwzorowujące

Diffractive and kinoform optical imaging elements

Abstract: In modern optics, the diffractive and kinoform optical elements (DOE) are more and more commonly used. In contrary to the classic lenses or mirrors, where the operating principle is based on the refraction or reflection phenomena, in DOE the diffraction of light on quasi-periodic microstructure of such elements is of main importance. The principle of image forming process with DOE as well as a variety of manufacturing methods used in practice for their production are presented in the paper. Some of the most interesting applications of DOE in different branches of science and technology are also described.

1. Zasada działania dyfrakcyjnych i kinoformowych elementów odwzorowujących

Pod nazwą "optyczny element odwzorowujący" będziemy w tej pracy rozumieć urządzenie zmieniające falę świetlną w ten sposób, by padająca nań fala sferyczna o środku w punkcie P_α ulegała przekształceniu w inną falę, najczęściej też sferyczną, zbieżną do innego punktu P_β lub z niego pozornie rozbieżną (rys.1). Punkt ten jest zatem rzeczywistym lub pozornym obrazem źródła fali P_α . Taka transformacja fali przedmiotowej w obrazową czyli odwzorowanie punktu P_α w P_β dokonuje się wskutek przejścia światła przez optyczny element odwzorowujący (np. soczewkę). Oczywiście istnieją także takie elementy czy układy optyczne, których zadaniem jest wykonywanie innej, określonej transformacji fali świetlnej; w tym artykule będziemy jednak rozważać głównie odwzorowanie typu **punkt w punkt**. W rzeczywistości jednak nawet wtedy nie mamy do czynienia z falami dokładnie kulistymi, odwzorowanie jest bowiem często obarczone aberracjami.



Rys.1. Schemat optycznego układu odwzorowującego

Fala obrazowa nie jest dokładnie sferyczna i obrazem punktu nie jest punkt, lecz plamka rozmycia, na której wielkość mają zresztą wpływ nie tylko aberracje ale także zawsze występująca dyfrakcja spowodowana ograniczeniem wiązki światła przez oprawy elementów układu optycznego. Ponadto przedmioty, których obrazy chcemy otrzymać, mogą być przestrzennie rozciągle. W takiej sytuacji obraz przedmiotu rozciąglego można traktować jako odpowiednią superpozycję obrazów przedmiotów punktowych.

Warunkiem bezaberracyjnego odwzorowania jest równość faz wszystkich fal biegnących wzdłuż dowolnego promienia przechodzącego poprzez układ optyczny od punktu przedmiotowego do obrazowego. Zmiana fazy fali świetlnej wynika z przebycia przez nią drogi od P_α do P_β a także z pewnego skoku fazy $\Delta\phi$ wnoszonego przez element odwzorowujący

$$\Delta\Phi = 2\pi \frac{R_\alpha}{\lambda} + \Delta\phi + 2\pi \frac{R_\beta}{\lambda},$$

gdzie R_α i R_β są odległościami zaznaczonymi na rys. 1, a λ oznacza długość fali świetlnej w danym ośrodku.

Aby odwzorowanie było bezaberracyjne element odwzorowujący musi zatem powodować takie przesunięcie fazy $\Delta\phi$ przechodzących przezeń fal świetlnych (zależne od położenia punktu przebiccia źrenicy układu przez rozważany promień) aby spełnione było następujące równanie eikonału E :

$$E = R_\alpha + \lambda \frac{\Delta\phi}{2\pi} + R_\beta = \text{const.}$$

Mechanizm powstawania owego przesunięcia fazowego, a co za tym idzie i odwzorowania, jest różny w różnych typach układów optycznych. Na przykład w stoso-

wanych od stuleci klasycznych elementach optycznych zasada się on bądź na zjawisku **refleksji** (odbicia światła od gładkich powierzchni) - w lustrach - bądź **refrakcji** (załamania na granicy ośrodków) - w soczewkach. W odróżnieniu od nich w dyfrakcyjnych elementach optycznych (diffractive optical elements — DOE) zasadniczą rolę odgrywa **dyfrakcja** czyli ugięcie światła na mikrostrukturze takiego elementu. Ograniczając się jedynie do cienkich DOE możemy opisać je jako przepuszczające lub odbijające światło (transmisyjne lub refleksyjne) dwuwymiarowe obiekty o charakterystycznej periodycznej lub kwaziperiodycznej mikrostrukturze prążkowej. Lokalne zmiany kierunku prążków i ich odległości, opisywane zwykle funkcją częstości przestrzennej definiowaną jako odwrotność odległości międzyprążkowej, decydują o właściwościach odwzorowujących DOE.

Za względu na charakter mikrostruktury DOE i sposób jej otrzymywania można podzielić te elementy na cztery zasadnicze typy a mianowicie (rys. 2): soczewki holograficzne, soczewki dyfrakcyjne typu płytki strefowej Fresnela, soczewki prążkowe, soczewki lub lustra kinoformowe.

Soczewka holograficzna jest specyficznym hologramem [1,2], który powstaje przez zarejestrowanie pola interferencyjnego wynikłego dzięki nałożeniu się dwóch fal kulistych o środkach krzywizny w punktach P_1 i P_R leżących na jednej osi prostopadłej do płaszczyzny hologramu umownie przyjętej za jego oś OZ (rys. 2a). Używając oznaczeń z tego rysunku fale te można zapisać odpowiednio jako $U_1 \approx A_1 \exp\{i\Phi_1\}$ i $U_R \approx A_R \exp\{i\Phi_R\}$ gdzie A_1 i A_R są amplitudami fal, zaś Φ_1 i Φ_R ich fazami zależącymi od odpowiednich dróg R_1 i R_R oraz długości fali światła stosowanej podczas rejestracji soczewki holograficznej λ_1 : $\Phi_1 = 2\pi R_1/\lambda_1$ oraz $\Phi_R = 2\pi R_R/\lambda_1$. Rozkład intensywności światła I w płaszczyźnie $z = 0$ powstały w wyniku interferencji tych fal może być zapisany jako:

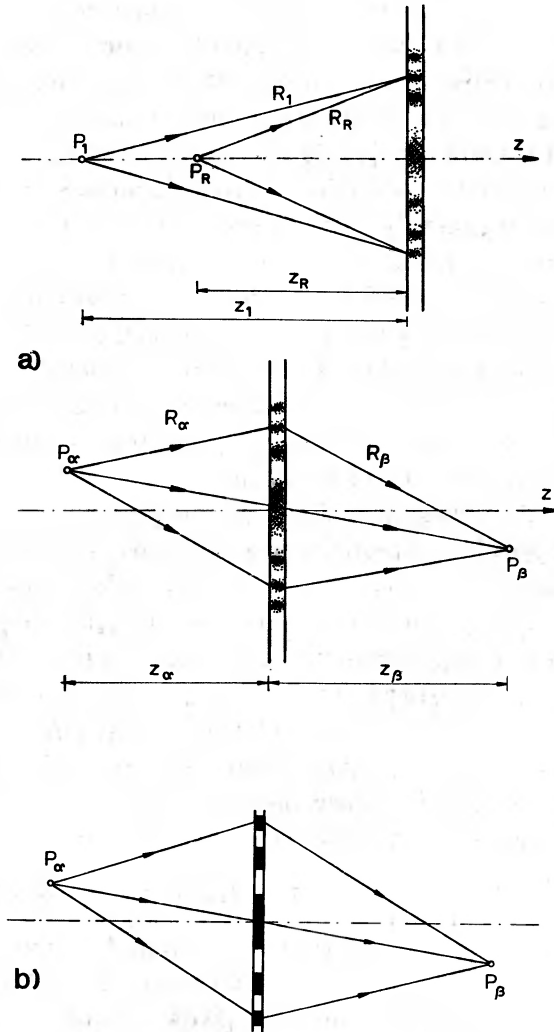
$$I \approx |U_1 + U_R|^2 = A_1^2 + A_R^2 + A_1 A_R \cos(\Phi_1 - \Phi_R).$$

Po zarejestrowaniu tego pola interferencyjnego na liniowym materiale światłoczułym otrzymuje się w ten sposób dwuwymiarową strukturę dyfrakcyjną, która ma postać układu koncentrycznych prążków. Jej transmitancja (przepuszczalność) natężeniowa lub fazowa t zmienia się w sposób ciągły i ma charakter funkcji cosinus, a w przybliżeniu wyraża się, jak łatwo pokazać, wzorem:

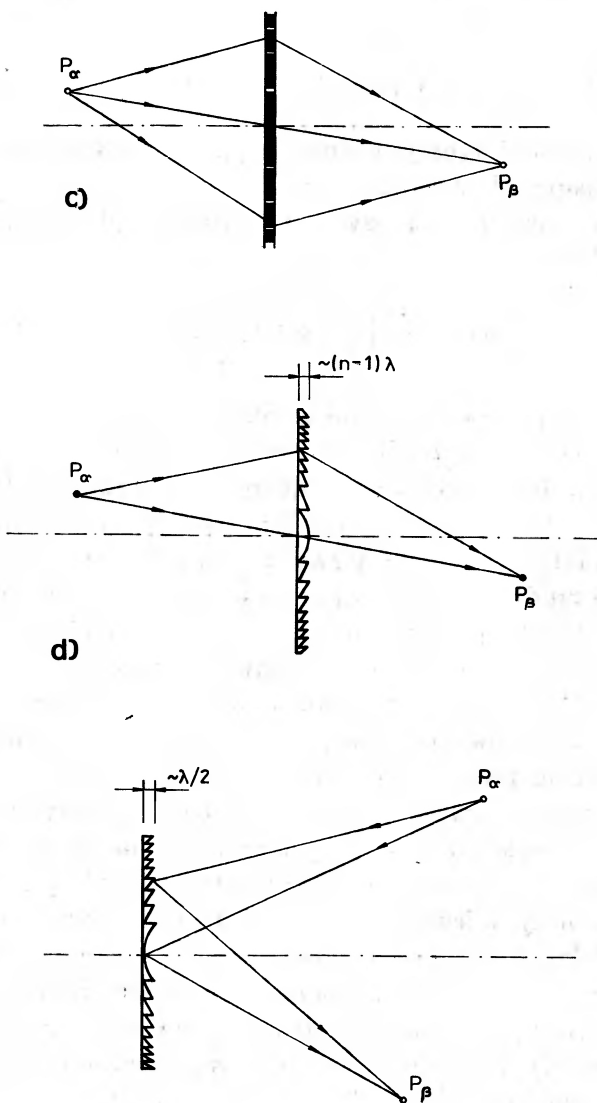
$$t \approx t_0 + t_1 \cos[\pi \rho^2 \left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_R} \right) / \lambda],$$

gdzie t_0 i t_1 są pewnymi stałymi, zaś ρ jest odległością punktu na soczewce holograficznej od osi. Odległość międzyprążkowa maleje w miarę zwiększania się odległości od osi soczewki czyli innymi słowy częstość przestrzenna mikrostruktury soczewki (gęstość prążków) rośnie ku brzegom (proporcjonalnie do ρ^2).

Podczas odwzorowania fala świetlna rozchodząca się z punktu przedmiotowego P_α ulega dyfrakcji na periodycznej strukturze soczewki holograficznej w



Rys.2.a,b. Zasada działania poszczególnych rodzajów dyfrakcyjnych elementów odwzorowujących : a) soczewki holograficznej, b) soczewki dyfrakcyjnej typu płytki strefowej Fresnela



Rys.2.c,d. Zasada działania poszczególnych rodzajów dyfrakcyjnych elementów odwzorowujących :c) soczewki prążkowej, d) soczewki i lustra kinoformowego

taki sposób, że powstają dwie dodatkowe fale sferyczne tworzące dwa obrazy tzw. pierwotny i wtórny. Stosując oznaczenia z rys. 2a można to zapisać następująco: Fala przedmiotowa ma postać $U_\alpha = A_\alpha \exp\{i\Phi_\alpha\}$, gdzie A_α jest jej amplitudą, $\Phi_\alpha = \exp\{2\pi R_\alpha/\lambda_2\}$ – faza, zaś λ_2 oznacza długość fali świetlnej stosowanej podczas odwzorowania. Po przejściu przez soczewkę holograficzną fala świetlna przybiera postać

$$U_\beta = t \cdot U_\alpha = U_{\alpha 0} + A'_\beta \exp\{i\Phi'_\beta\} + A''_\beta \exp\{i\Phi''_\beta\},$$

której pierwszy składnik opisuje nieinteresującą nas falę nieugiętą, zaś składniki drugi i trzeci opisują odpowiednio obraz pierwotny i wtórny. A'_β i A''_β określają amplitudy fal obrazowych a ich fazy (obserwowane w płaszczyźnie obrazu) wyrażają się następująco

$$\Phi_\beta = 2\pi i \left[\frac{R_\alpha}{\lambda_2} \pm \frac{R_1 - R_R}{\lambda_1} + \frac{R_\beta}{\lambda_2} \right]$$

(znaki + i – odnoszą się odpowiednio do obrazu pierwotnego i wtórnego).

Opisany element optyczny jest oczywiście szczególnym przypadkiem hologramu (jest hologramem osiowym przedmiotu punktowego). W terminologii holograficznej punkt P_1 miałby sens przedmiotu a punkt P_R źródła fali odniesienia, wówczas punkt P_α (oznaczany zwykle w klasycznej holografii indeksem C) odgrywałby rolę źródła fali rekonstruującej a P_β byłby odtworzonym obrazem punktu P_1 . Przedmiot P_1 i jego obraz P_β istniałyby w różnym czasie; odwzorowanie holograficzne składa się bowiem z dwóch rozdzielnych na ogół procesów: zapisu hologramu i odtworzenia obrazu, a położenia punktów P_R i P_α definiują parametry tego odwzorowania. Jeśli jednak, jak w obecnym artykule, traktować nasz element jako soczewkę holograficzną, to parę przedmiot— obraz stanowią punkty P_α i P_β , podobnie jak w klasycznej soczewce, a położenie punktów P_1 i P_R podczas zapisu soczewki holograficznej określa jej właściwości odwzorowujące.

Przy szczególnie dobranej geometrii (takiej by punkt przedmiotowy P_α zajmował dokładnie miejsce jednego ze źródeł fal użytych do wytworzenia soczewki holograficznej P_1 lub P_R) jeden z obrazów jest całkowicie wolny od aberracji i leży w miejscu, gdzie podczas rejestracji soczewki znajdował się środek krzywizny drugiej z fal tworzących tę soczewkę (jest to zresztą sytuacja najchętniej stosowana w klasycznej holografii). W ogólnym jednak przypadku obraz jest obciążony aberracjami a jego położenie zależy od parametrów konstrukcyjnych soczewki czyli odpowiednich odległości z_1 i z_R (por. rys.2a), zaś odpowiednia formuła jest analogiczna do znanego w optyce klasycznej wzoru soczewkowego

$$\frac{1}{z_\beta} - \frac{1}{z_\alpha} = \frac{1}{f},$$

gdzie $1/f$ określa zdolność zbierającą soczewki holograficznej

$$\frac{1}{f} = \pm \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_R} \right).$$

Aberracje odwzorowania również zależą od położenia punktów P_1 i P_R , a ich wielkość można minimalizować dobierając odpowiednio odległości z_1 i z_R podczas rejestracji soczewki stosownie do przewidywanego położenia przedmiotu [3–7].

W pełni analogiczne do soczewek holograficznych są soczewki dyfrakcyjne typu płytki strefowej Fresnela [8–11], z tym, że ich transmitancja nie jest funkcją ciągłą, lecz binarną (rys. 2b). Wyprowadzić ją można z transmitancji soczewki holograficznej przez "obcięcie" funkcji cosinus filtrem zero-jedynkowym według zasady: $t = 1$ gdy $\cos \Phi \geq 0,5$ i $t = 0$ w przeciwnym przypadku. Amplitudowa płytki Fresnela składa się zatem z układu przezroczystych ($t = 1$) i nieprzezroczystych ($t = 0$) pasm (stref, prążków) o jednakowej szerokości części przezroczystej i nieprzezroczystej, ale zmieniającej się częstości przestrzennej. Można ją uważać za rodzaj uogólnionej siatki dyfrakcyjnej. W klasycznej płytce Fresnela granice stref są koncentrycznymi okręgami o promieniach proporcjonalnych do pierwiastków z kolejnych liczb naturalnych.

Różnica między soczewką holograficzną a płytką Fresnela polega w istocie na tym, że w tej pierwszej faza fali ugiętej na mikrostrukturze soczewki zmienia się w sposób ciągły, a więc front falowy (powierzchnia stałej fazy) fali tworzącej obraz jest gładki, a przy odpowiednio dobranej geometrii odwzorowania może być bardzo bliski sferze, podczas gdy w przypadku płytki strefowej front falowy fali ugiętej ma charakter nieciągły, a faza zmienia się skokowo w pewnym zakresie zależnym od stosunku szerokości przezroczystych i nieprzezroczystych pasm tworzących tę płytkę.

W szczególnym przypadku, gdy szerokość przezroczystych pasm zbliża się do zera, mamy do czynienia z soczewką prążkową (rys. 2c).

We wszystkich powyższych przypadkach obraz tworzy się dzięki temu samemu mechanizmowi jakim jest dyfrakcja przedmiotowej fali świetlnej padającej na element odwzorujący na jego mikrostrukturze. Kąt ugięcia zależy oczywiście od lokalnej częstości przestrzennej, a ponieważ zmienia się ona wraz z położeniem na powierzchni DOE więc przejście początkowo kulistej fali świetlnej przez taki element powoduje zmianę kształtu jej frontu falowego. Jest to równoznaczne z możliwością pojawienia się nowego ogniska dyfrakcyjnego, czyli punktu w którym w wyniku dyfrakcji występuje maksimum natężenia światła - a zatem pożądanego punktu obrazowego.

Znamienne jest przy tym, że wynik dyfrakcji światła zależy w znacznie większej mierze od geometrii rozkładu prążków na DOE niż od dokładnego przebiegu funkcji transmitancji w skali pojedynczego prążka. W konsekwencji mimo wspomnianych różnic fale ugięte na różnych rodzajach struktur dyfrakcyjnych: cią-

głych, czy binarnych ale o tej samej geometrii są do siebie bardzo podobne. Charakterystyki aberracyjne soczewek dyfrakcyjnych typu Fresnela i soczewek prążkowych są w pełni analogiczne do charakterystyki aberracyjnej odpowiadającej im soczewki holograficznej.

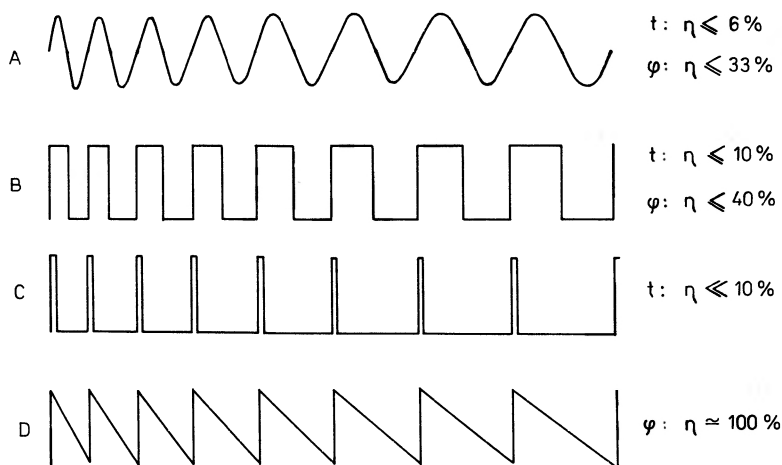
Ponieważ soczewki dyfrakcyjne wykonuje się syntetycznie np. wykreślając i fotografując odpowiednie szablony, można więc zaprojektować inny, dowolny rozkład pasm na soczewce tak, aby uzyskać pożądaną transformację fali; w szczególności odwzorowanie o określonej charakterystyce aberracyjnej [12]. Na przykład modyfikując nieco rozkład stref odpowiadający soczewce holograficznej tak, by symulować zakrzywienie powierzchni soczewki można uzyskać kompensację niektórych aberracji [13,14].

Zminimalizowanie aberracji nie oznacza jednak automatycznie, że jakość obrazu danego przez DOE będzie zadowalająca. W ocenie jakości obrazu, zwłaszcza wizualnej, istotną rolę odgrywa ilość energii świetlnej skierowana w obraz w porównaniu z ilością energii światła rozproszonego. Ponadto światło nieugięte a także obrazy utworzone w innych rzędach dyfrakcji niż rozpatrywany, tworzą tło, które w istotny sposób obniża wizualny kontrast obrazu. Czynniki te związane są z wydajnością dyfrakcyjną (η) zdefiniowaną jako stosunek natężenia wiązki tworzącej obraz do natężenia wiązki padającej na element odwzorujący. Wartość wydajności dyfrakcyjnej w przypadku soczewek holograficznych jak również dyfrakcyjnych nie przekracza teoretycznie 30–40% a w praktyce jest mniejsza (rys. 3).

Inaczej jest w przypadku kinoformów. Ideę kinoformu podali w latach sześćdziesiątych Jordan, Hirsch i Lesem [15,16], a za pewną jego modyfikację można uznać amplitudowo-fazowy element optyczny zwany ROACH [17]. Wydajność dyfrakcyjna takich elementów sięga teoretycznie 100% a więc pod względem energetycznym mogą one konkurować z klasycznymi soczewkami czy lustrami.

Działanie kinoformowej soczewki lub lustro łatwo wyjaśnić posługując się rys. 2d. Kinoform jest to cienki element optyczny działający na zasadzie dyfrakcji fali przedmiotowej na quasiperiodycznej strukturze fazowej. Składa się ze stref, które odpowiadają prążkom na soczewce holograficznej czy dyfrakcyjnej. Jednocześnie jednak w obrębie każdej ze stref grubość optyczna zmienia się w sposób ciągły, analogicznie jak w soczewce klasycznej. Przesunięcie fazowe wprowadzane w ten sposób do przedmiotowej fali świetlnej przez kinoform jest ograniczone do przedziału $[0 -2\pi)$. Z jednej strony soczewka kinoformowa jest więc rodzajem fazowej siatki dyfrakcyjnej o zmiennym (fazowym) profilu prążków i zmiennej częstotliwości przestrzennej, z drugiej jest jakby "odchudzoną" soczewką klasyczną, z której usunięto nadmiar niepotrzebnego materiału.

Kinoformowe elementy optyczne charakteryzują się cechami, które mogą stanowić ważne zalety dla konstruktorów i użytkowników elementów optycznych. Są



Rys.3. Profil funkcji transmitancji amplitudowej (t) lub fazowej (Φ) dla różnych typów dyfrakcyjnych elementów odwzorowujących : (A – soczewki holograficznej, B – soczewki dyfrakcyjnej, C – soczewki prążkowej, D – soczewki kinoformowej) i odpowiadająca im maksymalna wydajność dyfrakcyjna η .

cienkie a więc lekkie i nie wymagają dużej ilości materiału. Łatwo można też konstruować kinoformy o dowolnie zadanej charakterystyce optycznej. Zależy ona zasadniczo jedynie od geometrii granic stref tworzących strukturę kinoformu, ponieważ rozkład grubości optycznej w obrębie każdej ze stref można z dużą dokładnością przyjąć za liniowy. W przypadku najprostszej kinoformowej soczewki osiowej granice stref są koncentrycznymi okręgami takimi jak granice analogicznych stref Fresnela. Jeśli zaś soczewka czy lustro kinoformowe ma odwzorowywać przedmiot leżący poza osią, to granice stref powinny stanowić układ elips [18,19]. Charakterystyka aberracyjna kinoformu jest analogiczna do charakterystyki odpowiadającej mu soczewki holograficznej; można zatem korzystając ze znajomości właściwości aberracyjnych soczewek holograficznych projektować soczewki kinoformowe o skorygowanych aberracjach (np. aplanacyjne) [19].

2. Technologia wykonania dyfrakcyjnych i kinoformowych elementów odwzorowujących

Niezależnie od możliwości zaprojektowania dyfrakcyjnego czy kinoformowego elementu odwzorowującego o pożądanej charakterystyce aberracyjnej, najistotniejszym problemem jest znalezienie możliwości i sposobów jego wykonania.

W przypadku soczewek holograficznych wchodzi oczywiście w grę metody stosowane zwykle w holografii, to znaczy rejestrowanie na materiale światłoczu-

lym rozkładu natężenia światła w polu interferencyjnym dwóch fal kulistych (lub fali kulistej i płaskiej) o określonych promieniach krzywizny.

Zależnie od rodzaju materiału rejestrującego, użytego do zapisu pola świetlnego, rozróżnia się dwa podstawowe typy rejestracji: amplitudowy i fazowy [21,22]. Podział ten wynika z faktu, że właściwości optyczne materiału, z którego wykonujemy DOE, mogą być opisane zespolonym współczynnikiem załamania światła ($N = n + i\kappa$) mającym dwie składowe: współczynnik załamania n i współczynnik absorpcji κ . Zapis amplitudowy ma miejsca np. w klasycznej halogenosrebrowej emulsji fotograficznej, gdzie naświetlone miejsca ulegają zaciemnieniu i stają się nieprzezroczyste. W zapisie fazowym zachodzi modulacja współczynnika załamania ośrodka (np. we wspomnianej wyżej emulsji fotograficznej poddanej procesowi odbielenia, który powoduje przejście koloidalnego srebra w przezroczystą sól o współczynniku załamania innym niż otaczająca ją żelatyna). Analogiczny efekt modulacji fazowej można także uzyskać przez wytworzenie reliefu (rzeźby) na powierzchni warstwy rejestrującej przy niezmiennym współczynniku załamania tej warstwy. Przesunięcie fazowe fali świetlnej wprowadzane przez element optyczny zależy bowiem od drogi optycznej czyli iloczynu współczynnika załamania i geometrycznej drogi przebywanej przez światło. Oczywiście jest zatem, że DOE z reliefem powierzchniowym mogą pracować także w świetle odbitym.

Intensywne prace prowadzone w wielu laboratoriach świata doprowadziły do opracowania całego szeregu materiałów światłoczułych, których działanie opiera się na wykorzystaniu wielu różnorodnych zjawisk fizycznych [22]. Najpopularniejsze są oczywiście klasyczne emulsje halogenosrebrowe dające hologramy amplitudowe lub – po odbieleniu – fazowe, a także chromowana żelatyna na hologramy fazowe. Do szerokiego stosowania weszły także materiały termoplastyczne [23] oraz fotorezysty [21] pozwalające uzyskać relief na powierzchni warstwy światłoczułej. Relief można otrzymać także stosując niektóre związki organiczne (polimery) takie jak np. REOKSAN czy PET [24,25]. Do nowoczesnych materiałów nadających się do zastosowania w zapisie hologramów fazowych należą półprzewodniki amorficzne (typu TeO_x), kryształy elektrooptyczne (typu LiNbO_3), szkła fotochromowe czy halogenidowe półprzewodniki szkliste (typu As_2S_3) [26]. W optyce scalonej stosuje się metody modulacji współczynnika załamania szkła na drodze wymiany jonowej (ion exchange) czy implantacji jonów (ion implantation) [27], które być może uda się zastosować także do wykonywania soczewek holograficznych.

O przydatności poszczególnych materiałów światłoczułych do wykonywania holograficznych i dyfrakcyjnych elementów optycznych decydują, oprócz światłoczułości i charakterystyki spektralnej, przede wszystkim takie czynniki jak zdolność rozdzielcza, trwałość zapisu i uzyskiwana wydajność dyfrakcyjna. Wy-

maga to możliwości generowania dużych gradientów współczynnika załamania w materiale lub stosunkowo głębokiego reliefu na jego powierzchni. Głębokość tego reliefu zależy od różnicy współczynników załamania materiału elementu dyfrakcyjnego i ośrodka a jej wartość można łatwo dopasować do wymaganej modulacji grubości optycznej przez zastosowanie cieczy imersyjnej. Zwykle wynosi ona kilka μm .

Wykorzystując te materiały w typowych układach holograficznych można zatem zapisać na nich sinusoidalny rozkład natężenia światła powstały w polu interferencyjnym otrzymując amplitudowe, fazowe lub reliefowe soczewki holograficzne.

Technikę fotograficznej rejestracji pola interferencyjnego można wykorzystać także do wytwarzania soczewek kinoformowych o typowym, piłozębnym profilu funkcji transmitancji fazowej i geometrii stref odpowiadającej rozkładowi stref Fresnela. Wykorzystuje się tutaj znany fakt, zauważony jeszcze przez J. J. Claire'a, że prążki interferencji wielopromieniowej w interferometrze Fabry'ego-Pérot'a mają pożądaną, trójkątny profil [28–30]. Można pokazać [31], że rozkład intensywności oświetlenia w płaszczyźnie obserwacji pola interferencyjnego $I(x, y)$ w interferometrze Fabry'ego-Pérot'a wyraża się wzorem

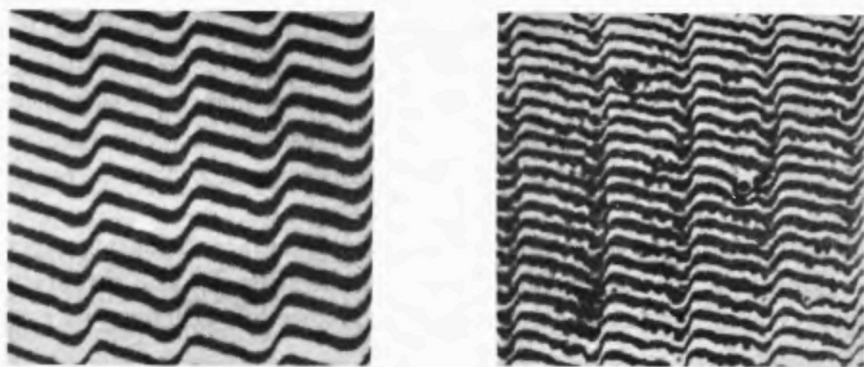
$$I(x, y) = r^2 + \frac{t^4}{1 + r^2 - 2r \cos\left(\frac{\pi \rho}{p}\right)} + 2t^2 \sum_{n=1}^{\infty} r^n \sin\left(\frac{n\pi \rho^2}{p}\right),$$

gdzie $\rho^2 = x^2 + y^2$, p jest parametrem zależnym m. in. od odległości między zwierciadłami interferometru, zaś r oraz t są odpowiednio współczynnikami odbicia i przepuszczania pierwszego zwierciadła. Tymczasem wymagany profil fazowy soczewki kinoformowej o ogniskowej f dla światła o długości fali λ po rozwinięciu w szereg Fouriera może być przedstawiony jako

$$\Phi(x, y) = \pi + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi \rho^2 / 2\lambda f)}{n}.$$

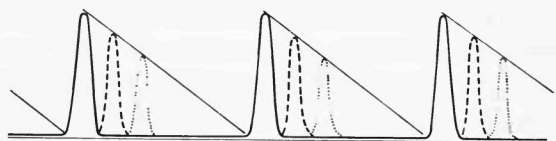
Z porównania obu wzorów wynika, że przy odpowiednim doborze parametrów etalonów Fabry'ego-Pérot'a rozkład intensywności światła w polu interferencyjnym dobrze przybliża wymaganą funkcję transmitancji fazowej soczewki kinoformowej. Rejestrując to pole interferencyjne na fazowym materiale światłoczułym (najlepiej fotorezyście, by uzyskać relief powierzchniowy), przy zachowaniu liniowości rejestracji otrzymuje się soczewkę kinoformową o pożądanym profilu "zębów". Potwierdza to interferogram wykonanego w ten sposób kinoformu, przedstawiony na rys.4 zaczerpniętym z pracy [31].

Inną drogą do uzyskania podobnego rezultatu jest wielokrotne rejestrowanie w tym samym fazowym materiale światłoczułym rozkładu natężenia światła



Rys.4. Przykładowe interferogramy kinoformów wykonanych przez zarejestrowanie pola interferencyjnego o piłoźębnym profilu prążków [31]

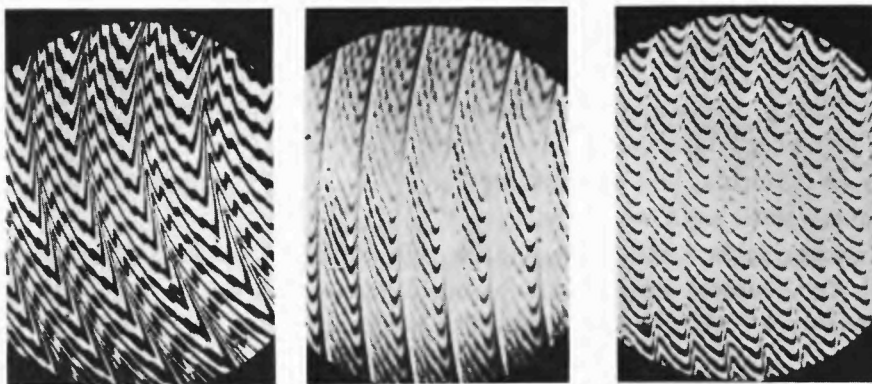
w prążkach interferencyjnych uzyskanych w interferometrze Fabry'ego-Pérot'a z rozciąglonym źródłem światła a więc bardzo wąskich prążków o symetrycznym profilu; przy czym pomiędzy kolejnymi ekspozycjami zmienia się odległość między etalonami. Zarejestrowanie w tej samej warstwie światłoczułej wielu układów koncentrycznych prążków o coraz to większych promieniach pozwala otrzymać, przy odpowiednio kontrolowanych warunkach ekspozycji, pożądany piłoźębny profil transmitancji DOE [32,33]. Zasadę tę ilustruje rys.5, a na rys.6 przedstawiono interferogram tak wykonanej soczewki kinoformowej [32].



Rys.5. Zasada otrzymywania schodkowego reliefu metodą wielokrotnej rejestracji prążków interferencji wielopromieniowej

Przy opisanej wyżej technice, oprócz wytworzenia założonego rozkładu natężenia światła w płaszczyźnie rejestracji prążków interferencyjnych, nader ważne znaczenie ma znajomość charakterystyki światłoczułych materiałów rejestrujących. Pole interferencyjne uzyskane w interferometrze Fabry'ego-Pérot'a rejestruje się najpierw na płycie fotograficznej z emulsją lippmanowską, a następnie interferogram ten kopiuje się stykowo na warstwę fotorezystu. Oba procesy rejestracji wprowadzają nieliniowości, które można w pewnym stopniu kompensować modyfikując odpowiednio warunki ekspozycji. Tak wykonane soczewki kinoformowe miały stosunkowo dużą wydajność dyfrakcyjną wynoszącą 34% - 36%.

Warto zauważyć, że kinoformowe soczewki o reliefowej powierzchni można powielać bez większych trudności. Oryginalny kinoform pokrywa się galwanicz-



Rys.6. Przykładowe interferogramy kinoformów wykonanych drogą wielokrotnej rejestracji prążków interferencji wielopromieniowej [32].

nie warstwą metalu (najczęściej niklu) otrzymując matrycę, przy pomocy której tłoczy się liczne kopie w tworzywach termoplastycznych takich jak mylar, winyl czy folia poliwęglanowa o stosunkowo niskiej cenie [34].

Optyczne elementy odwzorowujące o powierzchni pokrytej reliefem można wykonać także stosując najprostszą technikę rodem z warsztatów wytwarzających siatki dyfrakcyjne, jaką jest mechaniczne nacinanie. Niezależnie od swojej prostoty ma ona oczywiście wszystkie wady metod mechanicznej obróbki skrawaniem, a przede wszystkim konieczność budowy dość złożonego urządzenia mechanicznego oraz niezbyt wielką precyzję. Z drugiej strony jednak, technika nacinania umożliwia wykonywanie elementów optycznych z różnych materiałów, nawet tak nietypowych jak stal [35].

Najczęściej stosowane są jednak różne warianty klasycznego sposobu powierzchniowej obróbki materiałów stosowanego w mikroelektronice a mianowicie **trawienie**. Istnieje wiele sposobów selektywnego trawienia powierzchni takich materiałów jak krzem, german czy kwarc. Dokładna klasyfikacja tych metod jest dość kłopotliwa choćby z uwagi na różnorodność terminologii używanej w różnych laboratoriach. Można jednak pokusić się o wyróżnienie kilku grup metod :

Klasyczne **trawienie chemiczne** (chemical etching) - w agresywnym gazie lub cieczy. Nie stosuje się go jednak zbyt chętnie, gdyż nie ma charakteru kierunkowego wymaganego dla otrzymania żądanego profilu powierzchni.

Taki charakter wykazuje **trawienie jonowe** (ion etching, ion beam etching). Jest to obróbka strumieniem jonów niezbyt wysokiej energii (kilka keV) kierowanym na obrabianą powierzchnię. W najprostszej wersji działanie wiązki jonów jest czysto mechaniczne.

W przypadku użycia do trawienia jonów reagujących chemicznie z powierzchnią mamy do czynienia z **reaktywnym trawieniem jonowym** (reactive ion beam etching) wykazującym połączone działanie mechaniczne i chemiczne.

Pewną tego odmianą jest **trawienie plazmowe** (plasma etching), z którym mamy do czynienia, jeśli proces odbywa się w wysokiej temperaturze a czynnikiem trawiącym jest zjonizowany gaz.

Istnieją także metody **trawienia wiązką elektronów** (electron beam etching). Dysponować wówczas trzeba możliwościami wytwarzania bardzo wąskich (mikronowych) wiązek elektronów i ich precyzyjnego kierowania, co nie jest obecnie szczególnie trudne.

Spotyka się wreszcie metody trawienia chemicznego **zainicjowanego naświetleniem wiązką promieniowania** (light induced etching, radiation induced etching). Wytrawianiu ulegają w tej metodzie jedynie obszary naświetlone promieniowaniem np. z lasera UV. Może to być naświetlanie przed obróbką chemiczną, która ma wtedy charakter "wywoływania" obrazu utajonego, albo też wytrawianie w trakcie i pod wpływem naświetlania. W obu przypadkach wiązka światła powinna mieć bardzo mały przekrój i być precyzyjnie kierowana. Głębokość reliefu kontrolować można doborem czasu (energii) ekspozycji. Sam proces trawienia nie wykazuje jednak zwykle kierunkowości.

Takie metody trawienia stosowane są zwykle przy dwustopniowej technice wykonywania kinoformowych i dyfrakcyjnych elementów optycznych. W pierwszym etapie wykonuje się odpowiednie szablony i maski a następnie kopiuje na ostatecznym elemencie, w którym wytrawia się relief o pożądanym profilu. Aby uzyskać w ten sposób ciągły (np. piłozębny) profil o dokładnie zadanym charakterze, konieczne jest utrzymanie liniowości procesów obróbki a przynajmniej znajomość charakterystyk materiałów światłoczułych i możliwość uwzględnienia ich ewentualnych nieliniowości przy projektowaniu profilu reliefu i dobieraniu warunków naświetlania. Jest to na ogół bardzo trudne i dlatego wykonanie kinoformów o piłozębnym profilu może niekiedy być niemożliwe lub nieopłacalne. Z tego względu odstępuje się niekiedy od wymagania ciągłej zmiany grubości optycznej elementu dyfrakcyjnego zadawalając się generowaniem struktur binarnych (soczewki prążkowe).

Soczewki prążkowe czy dyfrakcyjne soczewki typu płytki Fresnela (binarne) są oczywiście znacznie łatwiejsze do wykonania, jednak ich wydajność dyfrakcyjna w porównaniu z kinoformami jest radykalnie mniejsza. Wybrać można zatem rozwiązanie kompromisowe polegające na zastąpieniu ciągłego profilu liniowo

zmiennego zmianami schodkowymi, przy czym od ilości stopni kwantowania fazy ("schodków") zależą właściwości dyfrakcyjne otrzymanego kinoformu. Dla kinoformu o M stopniach kwantowania pojawiają się mianowicie wyższe rzędy dyfrakcji o numerach [36]:

$$k = 1 \pm M \cdot m \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Wydajność dyfrakcyjna w pierwszym rzędzie dyfrakcji dana jest wzorem

$$\eta = \frac{\sin^2(\pi/M)}{(\pi/M)^2} \cdot 100\%$$

i jest oczywiście mniejsza od 100% (por. Tabl. 1). Tak więc na przykład dla $M = 6$ stopni kwantowania mamy

- w obrazie właściwym : 91% energii,
- w obrazie $k=-5$ rzędu : 3.6% energii,
- w obrazie $k=+7$ rzędu : 1.9% energii,
- w obrazie $k=-11$ rzędu : 0.8% energii itd.

Straty energii nie są więc duże. W praktyce można zadowolić się często już $M = 4$ stopniami kwantowania, gdyż wtedy wydajność dyfrakcyjna w obrazie właściwym $\eta \geq 80\%$.

Tablica 1

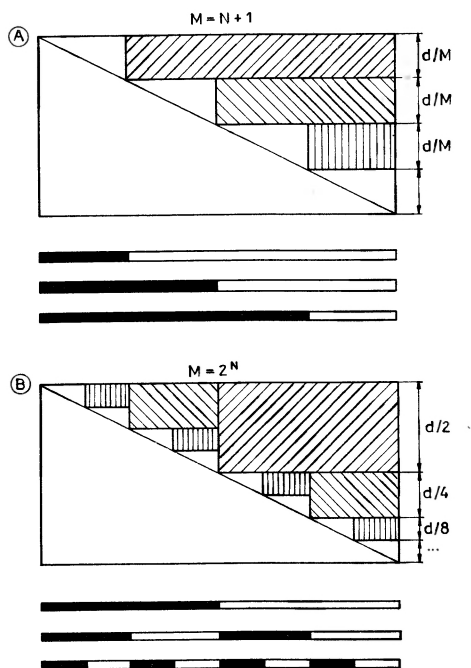
Zależność wydajności dyfrakcyjnej η od liczby stopni kwantowania fazy M dla kinoformu schodkowego

M	[-]	2	3	4	5	6	7	8	10	20
η	%	40	68	81	87	91	93	95	97	99

Taki schodkowy relief wykonuje się metodą kilkukrotnego trawienia używając kompletu odpowiednich masek. Możliwe są dwa sposoby konstrukcji masek zilustrowane na rys.7. Pierwszy polega na równomiernym podziale głębokości trawienia. Każda z kolejnych N masek ma tę samą częstość przestrzenną rozkładu stref, ale kolejno coraz to większa część strefy jest przezroczysta. Przez każdą z masek trawi się materiał podłoża na taką samą głębokość równą $1/N$ wymaganej głębokości całkowitej reliefu. Uzyskuje się w ten sposób $M = N + 1$ stopni kwantowania fazy [37].

Drugi sposób to tzw. podział dychotomiczny polegający na kolejnym podwajaniu częstości przestrzennej rozkładu stref i kolejnym trawieniu na głębokość $1/2, 1/4, 1/8$ itd. całkowitej głębokości reliefu. Przy N maskach pozwala to na uzyskanie $M = 2^N$ stopni kwantowania fazy.

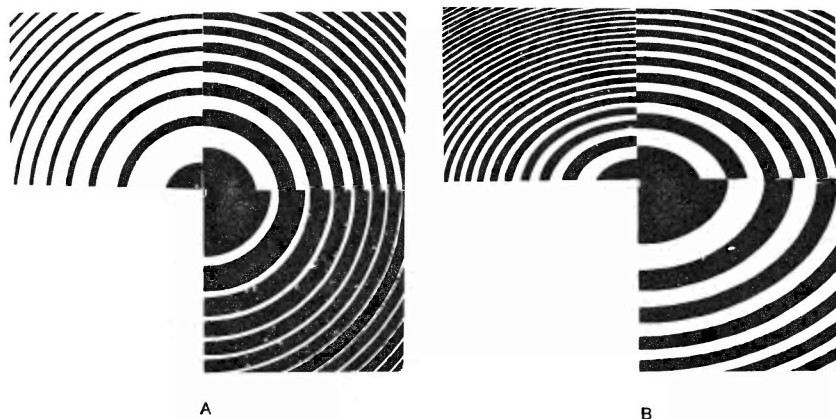
Dla ilustracji obu sposobów przygotowywania masek, na rys. 8 przedstawiono makiety masek dla kinoformowego lustra aplanatycznego zaprojektowanego według obu sposobów [18].



Rys.7. Zasada konstrukcji masek do trawienia kinoformów według podziału : A – równomiernego, B – dychotomicznego

Jakość odwzorowania danego przez taką soczewkę kinoformową zależy od dokładności wykonania "schodkowego" profilu poszczególnych stref. Błędy jakie mogą się tu pojawić wynikają przede wszystkim z niedokładności ustawienia poszczególnych masek. Proces wykonywania kinoformów o schodkowym profilu polega bowiem na tym, że po przekopiowaniu pierwszej maski na podłoże trawi się je na wymaganą głębokość, przygotowuje na nowo podłoże, kopiuje następną maskę, trawi następny "schodek" itd. Za każdym razem trzeba ustawiać kolejne maski precyzyjnie w przewidzianych położeniach. Schemat tego postępowania ilustruje rys. 9.

Dokładniejsza analiza [38-40] pokazuje, że jeśli zażądać, aby wpływ błędów lokalizacji masek nie obniżał zbytnio jakości odwzorowania to względne przesunięcie kolejnych masek nie może przekraczać 0,2 najmniejszej szerokości strefy przy podziale równomiernym. Dla soczewki o otworze względnym $D : f = 1 : 2$ krawcowa strefa ma szerokość około $2,5 \mu\text{m}$ co oznacza konieczność zapewnienia powtarzalności lokalizacji masek z dokładnością nie gorszą niż $\pm 0,4 \mu\text{m}$. Jest to bardzo trudne do osiągnięcia. Przy podziale dychotomicznym wymagania są jeszcze ostrzejsze. Podobne są wymagania dotyczące kształtu strefy. Niedokładność szerokości strefy (prążka) nie może przewyższać 0.2 szerokości najwięz-

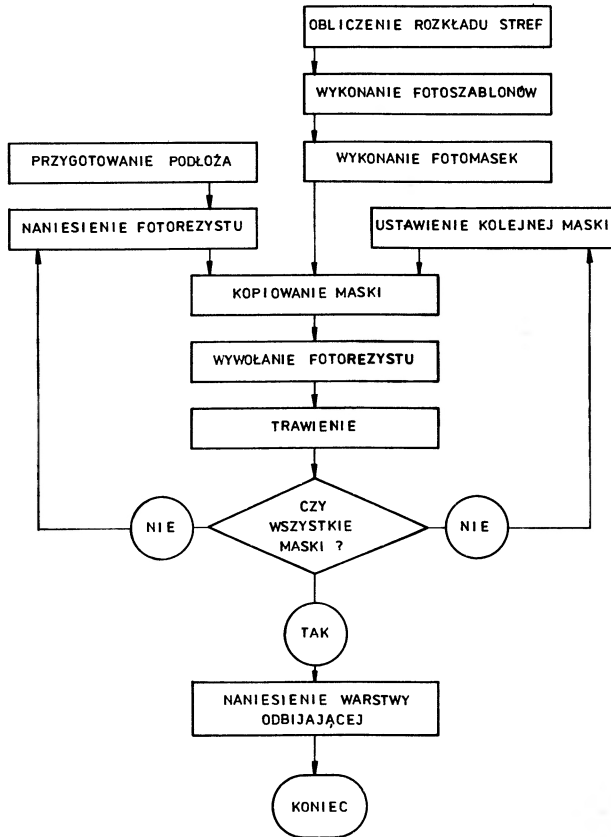


Rys.8. Makiety masek dla kinoformowego lustra aplanatycznego zaprojektowane według podziału równomiernego (A) i dychotomicznego (B) [18]

szej strefy (prążka) na kinoformie, a względny błąd głębokości reliefu nie może być większy niż 20%.

Ostatnio zaproponowano interesującą metodę kopiowania binarnej maski na materiale światłoczułym, umożliwiającą uzyskanie ciągłego, pilozębnego profilu wytrawionego reliefu [41]. Stosowana w tej metodzie maska jest nieco bardziej skomplikowana niż maska stosowana do otrzymywania kinoformu schodkowego. Każda ze stref kinoformu jest bowiem podzielona na dodatkowe 5 – 10 "podstref" składających się z paska przezroczystego i nieprzezroczystego. Względna szerokość przezroczystego paska w każdej podstrefie jest proporcjonalna do średniej wymaganej transmitancji maski w danym podobzdarze strefy. Przypomina to zasadę rastra drukarskiego. Aby przy użyciu takiej binarnej maski uzyskać ciągły rozkład oświetlenia powierzchni fotorezystu należy doprowadzić do "rozmycia" jej obrazu przy rzutowaniu na oświetlaną powierzchnię. W tym celu podczas kopiowania maska jest odsunięta od warstwy fotorezystu o pewną, odpowiednio dobraną odległość a do oświetlenia maski stosuje się światło dyfuzyjnie rozproszone. Ilustruje to rys. 10. Po naświetleniu i obróbce chemicznej uzyskać można w ten sposób relief o profilu dobrze przybliżającym pożądanemu. Taka warstwa fotorezystu służy następnie jako wtórna maska o zmiennej grubości przez którą trawi się jonowo powierzchnię płytki, z jakiej powstanie DOE o ciągłym pilozębnym profilu reliefu. Konieczne jest oczywiście uwzględnienie nieliniowości procesów kopiowania i trawienia na obu etapach wykonywania DOE.

Zależnie od możliwości technologicznych stosowane są w praktyce różne z opisywanych sposobów wykonywania DOE. Technika kilku masek binarnych wydaje się co prawda prostsza niż technika wytwarzania ciągłej zmiany grubości

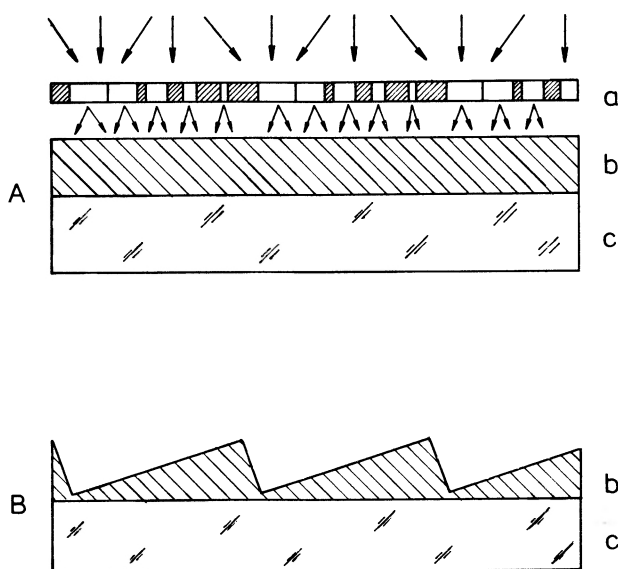


Rys.9 Schemat procesu wykonywania schodkowego kinoformu reliefowego

optycznej np. metodą interferometryczną (mniejsze są bowiem wymagania dotyczące liniowości procesu rejestracji), z drugiej jednak wymaga umiejętności wykonywania fotomasek, których struktura ma dużą częstość przestrzenną oraz możliwości ich bardzo precyzyjnej lokalizacji względem obrabianej powierzchni. Liczba laboratoriów, które dysponują takimi możliwościami jest ograniczona.

Wykonywanie odpowiednio precyzyjnych masek stanowi zresztą oddzielny problem, a umiejętność jego rozwiązania może decydować w dużej mierze o możliwości wykonywania DOE.

Przy niewielkich wymaganiach dotyczących precyzji maski (np. dla prostych soczewek prążkowych o niewielkim otworze względnym) wystarczającą techniką okazuje się rysowanie makiet masek (szablonów) przy pomocy typowych ploterów sterowanych komputerowo [42,43]. Rysunki takie pomniejsza się następnie do wymaganych rozmiarów klasycznymi metodami fotoredukcji. Ze względu na



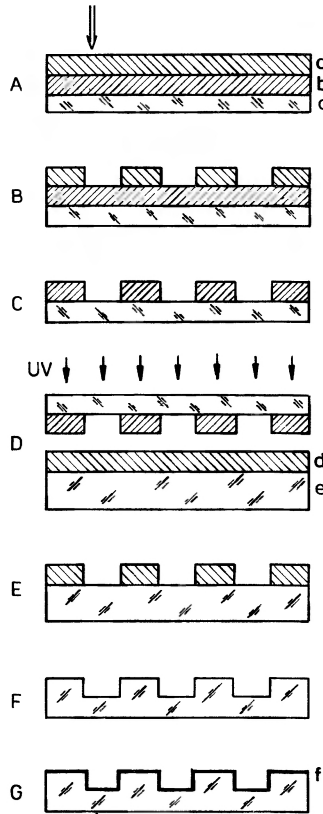
Rys.10. Zasada wytwarzania piłozębnego reliefu przy użyciu pojedynczej maski binarnej [41]: a – maska chromowa, b – warstwa fotorezystu, c – podłoże; A – naświetlanie dyfuzyjnie rozproszoną wiązką światła, B – kształt reliefu po wywołaniu

konieczność zapewnienia trwałości i stabilności wymiarów masek, wykonuje się je zwykle w postaci warstwy metalicznej (np. chromowej) naniesionej na podłoże szklane lub kwarcowe. Po pokryciu warstwy chromu fotorezystem kopiuje się na tak przygotowaną płytę pomniejszony obraz fotoszablonu. Po wywołaniu fotorezystu wytrawia się odsłonięte miejsca warstwy chromowej otrzymując trwałą maskę.

Dla osiągnięcia wyższej precyzji konieczne jest już jednak budowanie specjalnych urządzeń do wykreślenia takich masek. Istnieją metody wytwarzania masek bezpośrednio w skali 1:1 przez naświetlanie fotorezystu pokrywającego warstwę chromu zogniskowaną wiązką promieniowania laserowego w precyzyjnym urządzeniu fotorejestrującym o bardzo wysokiej rozdzielczości. Można także wykorzystać efekt bezpośredniego oddziaływania promieniowania na cienką warstwę chromu bez konieczności nanoszenia dodatkowej warstwy światłoczułej. Metoda ta opisana w [44,45], daje możliwość otrzymywania bardzo precyzyjnych masek chromowych o dużych rozmiarach (kilkunastu cm) i częstości przestrzennej zapisanych prążków do 1000 linii/mm. Wiązka światła laserowego zogniskowana w plamkę o średnicy $0,8 \mu\text{m}$ powoduje lokalne utlenianie naniesionej na podłoże kwarcowe warstwy chromu, która następnie ulega wytrawieniu.

Zamiast wiązki światła stosuje się także wiązkę elektronów. Taka metoda

zwana elektrono-litografią lub litografią elektronowiązkową (electron-beam lithography) polega na wytwarzaniu masek przez naświetlanie fotorezystu elektronoczułego lub bezpośrednio wytrawianie cienkiej warstwy metalu zogniskowaną wiązką elektronów w urządzeniach podobnych do skaningowego mikroskopu elektronowego. Zasadę całego procesu od wykonania maski do gotowego DOE ilustruje rys. 11 [46–48].



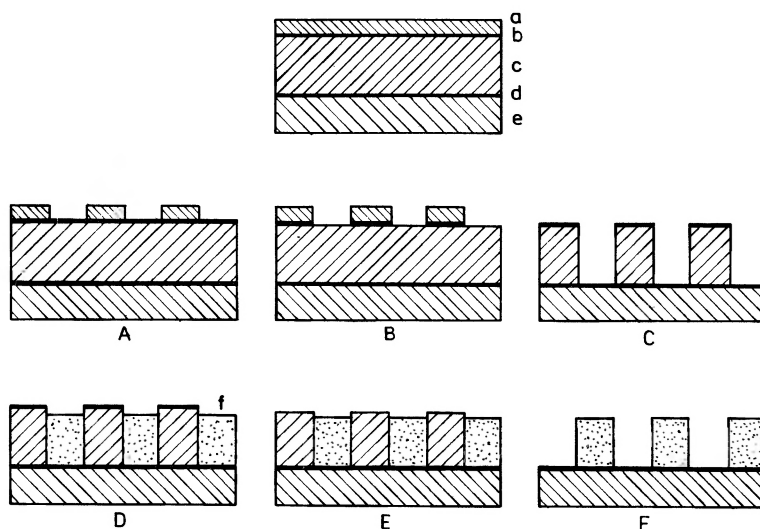
Rys.11. Schemat dwustopniowego procesu wykonywania reliefowego dyfrakcyjnego elementu odzworowującego metodą elektronolitografii [43]: a – fotorezyst elektronoczuły, b – cienka warstwa metalu, c – podłoże maski, d – fotorezyst światłoczuły, e – materiał kinoformu, f – warstwa odbijająca; A – naświetlanie maski, B – trawienie fotorezystu w celu odsłonięcia warstwy metalicznej (Cr), C – trawienie warstwy metalicznej, D – kopowanie, E – trawienie fotorezystu w celu odsłonięcia podłoża, F – trawienie podłoża, G – ewentualne pokrycie warstwą odbijającą

Przy pomocy metody litografii elektronowiązkowej można także wykonywać DOE bezpośrednio, omijając etap wytwarzania maski. Przykładowo w [48] opi-

sano procedurę otrzymywania mikrosoczewek kinoformowych metodą bezpośredniego wytrawiania reliefu w warstwie negatywowego fotorezystu elektronoczułego wiązką elektronów. Po naświetleniu, wywołaniu i utwardzeniu otrzymuje się relief o głębokości maksymalnej ok $1,1 \mu\text{m}$ przy najmniejszej odległości międzyprążkowej ok. 7 mm i liniowo zmiennym profilu prążka.

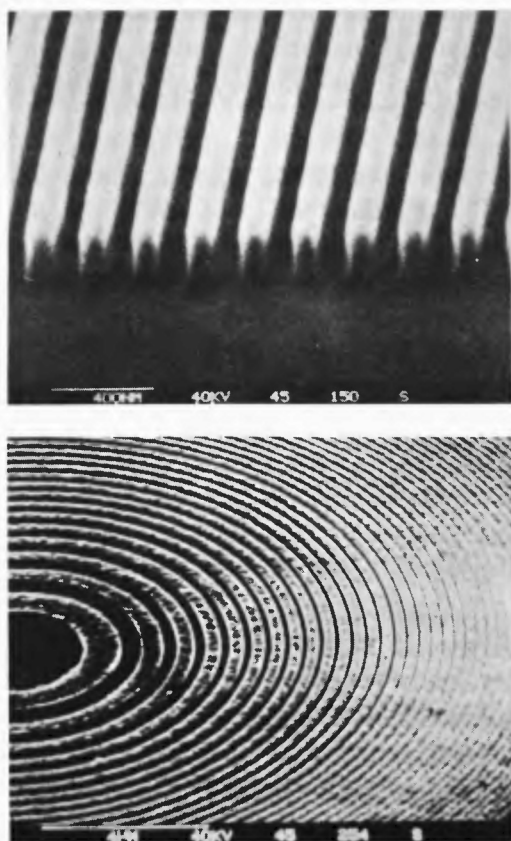
Duże elementy (o wymiarach do $12 \times 12 \text{ cm}$) naświetla się fragmentami, a dla przyspieszenia obliczeń, wiele procedur (głównie generowania figur o określonych kształtach) zapisanych jest w pamięci EPROM komputera sterującego urządzeniem naświetlającym. Pomimo tego naświetlanie całego DOE o takich wymiarach wymaga przekazania od komputera sterującego ogromnej liczby ok. 15 Gbyt informacji i trwa kilka godzin.

Dla zilustrowania stopnia komplikacji rzeczywistego procesu technologicznego przytoczymy schemat procesu wytwarzania soczewek dyfrakcyjnych dla mikroskopu rentgenowskiego wykonanych w postaci prążków ze złota na podłożu z Si_3N_4 [46,47]. Rys. 12 ilustruje kolejne etapy procesu technologicznego: Na



Rys.12. Schemat wielostopniowego procesu wykonywania transmisyjnej soczewki dyfrakcyjnej dla promieniowania rentgenowskiego [45,47]: a – fotorezyst elektronoczuły (PMMA), b – ochronna warstwa Ti (15 nm), c – poliamid (200 nm), d – polepszająca przyczepność warstwa Ni (10 nm), e – podłoże z Si_3N_4 (120 nm), f – Au; A – Naświetlenie wiązką elektronów – niszczenie fotorezystu, B – Trawienie chemiczne warstwy Ti (w BCl_3), C – trawienie jonowe polimeru (w O_2), D – Naniesienie galwaniczne Au, E – trawienie chemiczne pozostałej warstwy Ti (w BCl_3), F – trawienie jonowe pozostałego polimeru (w O_2)

podłoże, pokryte cienką warstwą niklu dla zwiększenia przyczepności kolejnej warstwy, nanosi się grube warstwy polimeru i negatywowego fotorezystu elektroczułego, które przedziela się cienką warstwą ochronną tytanu. Naświetlenie wiązką elektronów powoduje miejscowe zniszczenie fotorezystu. Odslonięte obszary warstwy tytanu trawione są chemicznie w BCl_3 by odkryć polimer, który następnie wytrawia się aż do warstwy niklu metodą reaktywnego trawienia jonowego w plazmie tlenowej. Następny proces to elektrochemiczne naniesienie złota w rowki wytrawione w polimerze. Z kolei usuwa się ochronną warstwę Ti (trawiąc ją BCl_3) i polimeru (przez powtórne reaktywne trawienie jonowe w plazmie tlenowej). Końcowy efekt otrzymanej tym sposobem soczewki przedstawiają fotografie zaczerpnięte z pracy [47] wykonane w mikroskopie elektronowym (rys. 13). Najmniejsza odległość międzyprążkowa wynosi w tym przypadku ok. $50 \mu\text{m}$.



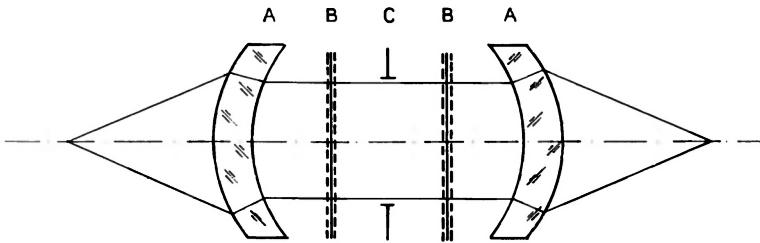
Rys.13. Fotografie z mikroskopu elektronowego fragmentów soczewki dyfrakcyjnej dla promieniowania rentgenowskiego (różne powiększenia) [46,47]

Jak więc widać technologia wykonywania precyzyjnych DOE jest nader zło-

żona i wymaga zastosowania specjalnej aparatury oraz opanowania skomplikowanych procesów chemicznych. Niemniej jednak otrzymywane elementy optyczne mogą być stosowane w najróżniejszych celach nie tylko konkurując z tradycyjnymi układami soczewkowymi, ale nader często wypełniając zadania nie dające się zrealizować w inny sposób.

3. Niektóre możliwości zastosowań odwzorowujących DOE

Odwzorowujący DOE to inaczej mówiąc element spełniający rolę obiektywu. Od takiego zastosowania wypada więc zacząć obecny rozdział. Istotnie, wielu autorów opisuje metody obliczania, wykonywania oraz testowania obiektywów zbudowanych z elementów dyfrakcyjnych czy kinoformowych. Dla uzyskania układów optycznych wysokiej klasy, o dużym otworze względnym i dużym kącie pola widzenia należy mieć możliwość korygowania aberracji łącznie z aberracjami wyższych rzędów (przynajmniej monochromatycznych). Zagadnieniu obliczania aberracji soczewek dyfrakcyjnych i kinoformowych poświęcono wiele prac [49–54], a ich rezultaty pozwoliły na zaprojektowanie dobrej jakości obiektywów pracujących jednak zasadniczo w świetle monochromatycznym [55]. W celu lepszej korekcji aberracji korzystne jest łączenie elementów dyfrakcyjnych z klasycznymi – refrakcyjnymi. DOE może pełnić w takim połączeniu bądź rolę samoistnego elementu ogniskującego, bądź służyć jako korektor aberracji nie posiadający mocy optycznej [56–59]. Dla przykładu na rys. 14 przedstawiono schemat wysokiej klasy monochromatycznego obiektywu projekcyjnego zbudowanego z dwóch soczewek szklanych i dwóch dyfrakcyjnych. Jego ogniskowa wynosi 210 mm, apertura $u = 0,1$, wielkość plamki aberracyjnej nie przekracza $\delta = 2,7 \mu\text{m}$ dla pola widzenia $2y' = 150 \text{ mm}$. Obiektyw ten ma skorygowane wszystkie aberracje monochroma-



Rys.14. Schemat soczewkowo-dyfrakcyjnego obiektywu projekcyjnego złożonego z dwóch jednakowych menisków szklanych (A), dwóch soczewek dyfrakcyjnych (B) i przesłony aperturowej (C) [58]

tyczne 3 i 5 rzędu [58]. Można też zbudować obiektyw wyłącznie z elementów dyfrakcyjnych, przy czym klasyczna soczewka dyfrakcyjna typu płytki Fresnela spełnia rolę elementu ogniskującego, a korekcja aberracji zapewniona jest dzięki

odpowiednim kinoformom (fazowym elementom dyfrakcyjnym) o zerowej mocy optycznej [59].

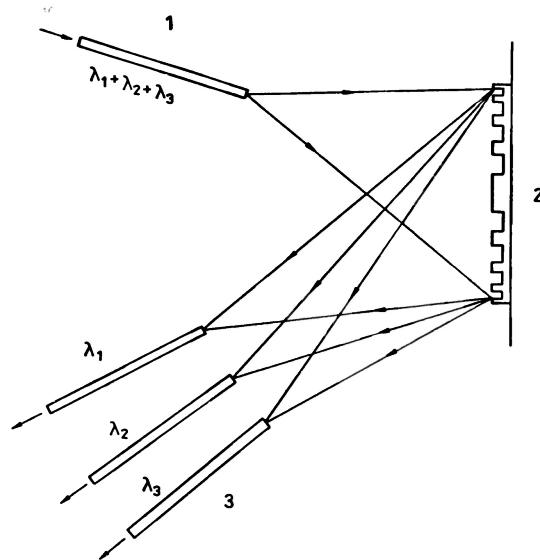
W postaci DOE nietrudno wykonać nie tylko pojedynczy obiektyw, ale i wiele obiektywów tworzących jeden zwarty układ. Taka matryca mikrosoczewek opisana np. w [48] tworzy obiektyw typu "oko muchy" i służy do powielania i kopiowania masek mikroobwodów elektronicznych.

Innymi przykładami interesującej możliwości zastosowania DOE są holograficzne lub kinoformowe lustro odwzorujące [17,18,60], albo też kinoformowy aksikon, czyli element optyczny transformujący falę o płaskim froncie falowym w falę o froncie stożkowym, czyli ogniskujący padającą nań równoległą wiązkę światła w linię ogniskową leżącą wzdłuż osi. Przy jego pomocy można osiągnąć linię ogniskową o długości 50 – 60 m i średnicy nie przewyższającej kilku μm [61]. Praktyczne zastosowanie znajduje taki element w urządzeniach do wytyczania osi, ale jego realizacja w postaci klasycznej soczewki stożkowej jest trudna technologicznie i kosztowna.

Pożyteczną cechą DOE jest możliwość wykonywania ich na powierzchniach o dowolnym kształcie i dużych wymiarach np. wytłaczając odpowiedni relief na arkuszach przezroczystej elastycznej folii z tworzywa sztucznego. Tak właśnie wykonano pokrycia elementów kolektora energii słonecznej dostarczającego energii dla oświetlania i ogrzewania budynku dworca lotniczego Fort Worth w Dallas (USA) [62], każde o powierzchni ok 2,5 m². Cały system kolektora obejmuje ponad 100 takich elementów. Elementy kinoformowe i holograficzne stosowane są powszechnie w podobnych instalacjach [63].

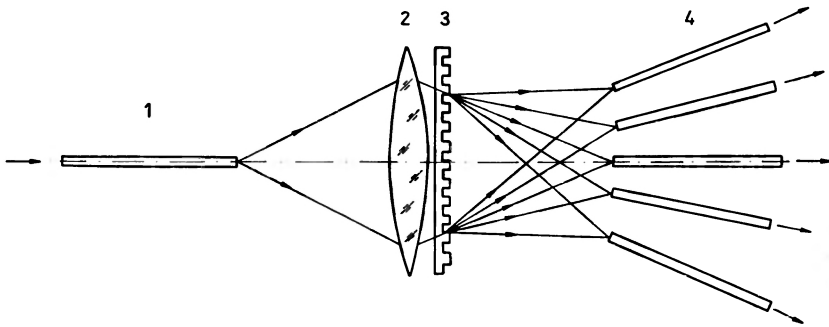
Wiadomo, że DOE charakteryzują się bardzo dużym chromatyzmem, działają przecież na zasadzie dyfrakcji na periodycznej czy quasiperiodycznej strukturze. Z tego względu wszystkie opisywane dotąd dyfrakcyjne i kinoformowe elementy optyczne mogą pracować poprawnie tylko w świetle monochromatycznym. Bardzo duża aberracja chromatyczna zarówno poprzeczna jak i podłużna [10] oznacza, że obraz punktu (lub linii) w świetle białym rozmywa się na wielobarwne widmo o dużej dyspersji. Istnieje więc możliwość wykorzystania DOE w charakterze elementów przyrządów spektralnych [64,65]. Nie jest to zresztą nic zaskakującego, ponieważ bardzo bliskie kinoformom pod względem budowy są profilowane siatki dyfrakcyjne stosowane szeroko w praktyce [21]. Przykład wykorzystania kinoformu odbijającego w mikromonochromatorze światłowodowym pokazuje rys. 15 [21].

Kolejną możliwością wykorzystania DOE jest użycie go jako elementu multiplexera lub demultiplexera światłowodowego. Zasadę działania zilustrujemy na rys.16 przedstawiającym wielokanałowy demultiplexer [21,66]. Zasadniczą jego częścią jest kinoformowy lub dyfrakcyjny element rozszczepiający światło współpracujący z klasyczną soczewką, albo też spełniający obie role: ogniskowania i



Rys.15. Schemat mikromonochromatora światłowodowego [21]: 1 – światłowód wejściowy, 2 – kinoformowe siatka odbijająca, 3 – światłowody wyjściowe

rozszczipiania światła jednocześnie. Zrealizowane na tej zasadzie urządzenie opi-



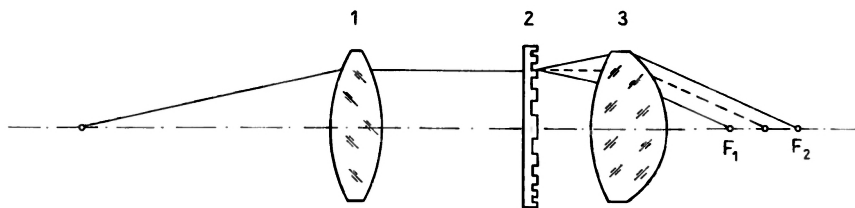
Rys.16. Schemat multi- lub demultipleksera światłowodowego [21]: 1 – światłowód wejściowy, 2 - obiektyw, 3 - siatka kinoformowa, 4 - światłowody wyjściowe

sane w [21] ma cztery kanały wyjściowe i charakteryzuje się szerokością spektralną każdego kanału ok. 12 nm, stratami 5.5 dB i wielkością przesłuchu między kanałami -25 dB.

Dyfrakcyjnemu elementowi optycznemu można nadać taki rozkład transmisji wewnątrz każdej ze stref (prążków), że pojawi się więcej niż jeden obraz.

Wiązki światła ugięte w kolejne rzędy dyfrakcji ogniskują się w różnych punktach. Taka wielogniskowa soczewka pracująca w odwrotnym biegu promieni może służyć jako element światłowodowego sprzęgacza przetwarzającego kilka fal sferycznych wychodzących z kilku światłowodów we wspólną falę sferyczną zbieżną do początku światłowodu wyjściowego.

Można też skonstruować element optyczny o ogniskach rozłożonych wzdłuż osi optycznej [67]. W szczególności połączenie odpowiedniego DOE ze zwykłym



Rys.17. Zasada działania dwuogniskowego mikroskopu z dodatkowym elementem dyfrakcyjnym [68]: 1, 3 – soczewki szklane, 2 – element dyfrakcyjny, F_1 , F_2 – ogniska

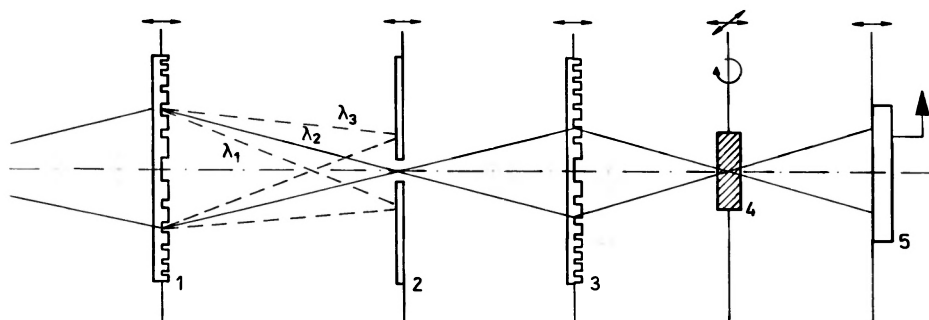
obiektywem mikroskopowym pozwoliło skonstruować mikroskop dwuogniskowy [68], którego schemat przedstawia rys. 17. Umożliwia on jednoczesną obserwację dwóch płaszczyzn odległych od siebie o 10 – 100 μm . Możliwość jednoczesnej obserwacji mikroskopowej dwóch równoległych płaszczyzn niewiele od siebie oddalonych ma duże znaczenie przy kontroli układów mikroelektronicznych.

DOE mogą znajdować zastosowanie praktycznie w całym zakresie widma fal elektromagnetycznych począwszy od fal centymetrowych aż do promieniowania rentgenowskiego. Dla przykładu wymienić można zastosowanie kinoformowego lustra do przekształcania czoła fali wiązki mikrofalowej używanej w eksperymentach nad fuzją magnetyczną [35]. Odbicie od kinoformowego lustra powoduje jednocześnie zmianę stanu polaryzacji wiązki oraz modyfikację rozkładu przestrzennego energii w poprzek jej przekroju. Wiązka mikrofal o długości fali $\lambda = 1$

cm padająca na kinoform ma moc ok. 200 kW. Wymaga to użycia materiału odpornego na duże gęstości promieniowania. Kinoform jest zatem wykonany z płyty stalowej o wymiarach 23×35 cm. Jego mikrostruktura ma postać układu rys nacinanych w specjalnie do tego celu wykonanym urządzeniu.

Z tego samego materiału wykonane jest kinoformowe lustro służące do ogniskowania promieniowania podczerwonego emitowanego przez laser CO_2 [69]. Binarną fotomaskę wykonano przez sfotografowanie rysunku wykreślonego na sterowanym komputerowo ploterze typu CALCOMP. Skopiowano ją następnie na płycie stalowej pokrytej negatywowym fotorezystem używając promieniowania ultrafioletowego. Po wywołaniu fotorezystu odsłonięte miejsca poddano trawieniu metodą elektropolerowania, co dało w rezultacie relief o głębokości ok. 7 μm . Autorzy podają, że udało się uzyskać dokładność wykonania zapewniającą wydajność dyfrakcyjną w centrum zwierciadła wynoszącą około 80%.

Jednocześnie DOE znajdują zastosowanie do transformowania wiązki promieniowania rentgenowskiego, leżącego na przeciwnym krańcu widma fal elektromagnetycznych. Soczewki dyfrakcyjne czy kinoformowe są obecnie szeroko stosowane w budowie mikroskopów rentgenowskich odwzorowujących jak też skaningowych (rys. 18), gdyż praktycznie jako jedyne nadają się do uzyskiwania odwzorowania w tym zakresie widma [70–74]. Mikroskop taki pracuje np. w laboratorium BESSY STORAGE RING w Berlinie [46,47]. Pełniąc rolę obiektywu



Rys.18. Schemat skaningowego mikroskopu rentgenowskiego [46,47]: 1 – soczewka dyfrakcyjna jako monochromator, 2 – przysłona otworkowa do wybierania długości fali, 3 – soczewka dyfrakcyjna jako oświetlacz, 4 – próbka, 5 – detektor

soczewka dyfrakcyjna wykonana jest w postaci prążków ze złota naniesionych na cienką warstwę Si_3N_4 , która jest przezroczystą dla miękkich promieni rentgenowskich. Technologię wykonania tej soczewki opisano już w poprzednim paragrafie (por. rys. 12).

Do elementów odwzorowujących można zaliczyć także skanery wiązki lase-

rowej [21,75]. Ich zadaniem jest przekształcenie rozbieżnej wiązki światła wychodzącej ze źródła w wiązkę zbieżną; w dodatku względny ruch elementu dyfrakcyjnego i padającej nań wiązki powinien powodować przemiatanie wiązką analizowanej powierzchni i to według zadanej krzywej. Znajduje to zastosowanie zarówno w urządzeniach do analizowania obrazu (czytnikach laserowych) jak też laserowych drukarkach. Ze względu na niestacjonarność odwzorowania występują w tym przypadku specyficzne problemy, które wykraczają poza zakres tego przeglądu.

W niniejszym artykule starano się uwzględnić te zastosowania dyfrakcyjnych i kinoformowych elementów optycznych, w których elementy te występują w charakterze układów odwzorowujących w rozumieniu przynajmniej zbliżonym do zdefiniowanego w rozdziale pierwszym. Pominięto więc nie tylko skanery dyfrakcyjne, ale i całą gałąź możliwych zastosowań elementów dyfrakcyjnych związanych np. z takimi zagadnieniami jak interferometria (DOE mogą służyć do generowania wzorcowych frontów falowych o złożonych profilach: paraboloidalnych, stożkowych, śrubowych itp.), czy procesory optyczne [76,77]. Pierwszym zastosowaniem kinoformu zaproponowanym przez jego twórców był właśnie fazowy filtr optyczny [14]. Niezmiernie bliskie dyfrakcyjnym elementom optycznym są również pominięte w tym artykule hologramy syntetyczne [77,78].

Optyka szeroko rozumianych dyfrakcyjnych i kinoformowych elementów optycznych obejmuje zbyt dużą gamę zagadnień by można było pokusić się o choćby pobieżne omówienie ich wszystkich w jednym artykule. Z konieczności zatem przedstawiony przegląd podaje jedynie wybrane zastosowania DOE, w szczególności te, które są związane z odwzorowaniem optycznym w klasycznym sensie tego słowa, a pomija inne, niemniej ważne.

* * *

Przy pisaniu artykułu wykorzystano materiały zebrane w ramach Programu CPBP 01.06. finansowanego przez Ministerstwo Edukacji Narodowej.

Autorzy dziękują drowi R. Ferriere z Laboratoire d'Optique P. M. Duffieux, Université Franche – Comte w Besançon (Francja), drowi M. C. Hutleyowi z National Physics Laboratory w Teddington (Wielka Brytania) i drowi P. Ungerowi z Institut für Halbleitertechnik der RWTH w Akwizgranie (RFN) za uprzejmą zgodę na wykorzystanie fotografii z ich prac.

Literatura

- [1] W. C. Sweatt, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 803 (1977).
- [2] W. C. Sweatt, *J. Opt. Soc. Am.* **69**, 486 (1979).
- [3] J. Nowak, M. Zając, *Optik* **70**, 143 (1980).
- [4] J. Nowak, M. Zając, *Opt. Appl.* **18**, 51 (1988).
- [5] A. M. De Frutos, M. Quintanilla, *Opt. Pura y Appl.* **20**, 21 (1987).

- [6] R. Vila, A. M. De Frutos, S. Mar, *Appl. Opt.* **27**, 3014 (1988).
- [7] H. P. Herzig, *Opt. Commun.* **58**, 144 (1986).
- [8] O. E. Myers Jr., *Am. J. Phys.* **19**, 359 (1951).
- [9] J. M. Young, *J. Opt. Soc. Am.* **62**, 972 (1972).
- [10] O. Hignette, J. Santamaria, J. Bescos, *J. Optics* **10**, 231 (1979).
- [11] K. Miyamoto, *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 17 (1961).
- [12] A. Gadomski, J. Nowak, *Opt. Appl.* **17**, 377 (1987).
- [13] A. Gadomski, M. Zając, J. Nowak, *Opt. Appl.* **19**, 212 (1989).
- [14] L. B. Lesem, P. M. Hirsch, J. A. Jordan, *IBM J. Res. Dev.* **150** (1969);
także *Zarub. Radioelektron.* **12**, 41 (1969).
- [15] J. A. Jordan, P. M. Hirsch, L. B. Lesem, D. L. Van Rooy, *Appl. Opt.* **9**, 1883 (1970).
- [16] D. C. Chu, J. R. Fienup, J. W. Goodman, *Appl. Opt.* **12**, 1386 (1973).
- [17] G. A. Lenkova, *Avtometriya* **6**, 7 (1985).
- [18] B. Dubik, M. Zając, J. Nowak, *Avtometriya*, **2**, 85 (1990).
- [19] M. Zając, J. Nowak, A. Gadomski, *Opt. Appl.* **19**, 222 (1989).
- [20] K. K. Schwartz, *Fizika opticheskoy zapisi v poluprovodnikakh*, Zinatne, Riga, 1986.
- [21] M. Miler, *Fyzika a holografické difrakční struktury*, JČSMF, Praha, 1988.
- [22] J. L. Tribillon, *SPIE Proc.* **600**, 2 (1985).
- [23] A. Handojo, *Some properties of photothermoplastic recording materials*, Delft Univ. Press, Delft 1979.
- [24] R. Srinivasan, V. Mayne-Banton, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 576 (1982).
- [25] K. Matsumoto, T. Kuwayama, M. Matsumoto, N. Taniguchi, *SPIE Proc.* **600**, 9 (1985).
- [26] V. P. Koronkevich, V. G. Remesnik, V. A. Fateev, V. G. Tsukerman, *Avtometriya* **5**, 3 (1976).
- [27] E. Y. B. Pun, A. Yi-Yan, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 673 (1981).
- [28] V. P. Koronkevich, G. A. Lenkova, I. A. Mikhaltsova, *Avtometriya* **5**, 71 (1977).
- [29] V. A. Verevkin, V. V. Doncova, G. A. Lenkova, *Avtometriya* **1**, 72 (1979).
- [30] V. V. Dontsova, G. A. Lenkova, *Avtometrija* **1**, 84 (1979).
- [31] R. Ferrière, P. Andres, C. Illueca, *J. Optics* **15**, 213 (1984).

- [32] M. C. Hutley, R. F. Stevens, S. J. Wilson, *J. Mod. Optics* **35**, 265 (1988).
- [33] V. V. Dontsova, V. P. Koronkevich, G. A. Lenkova, I. A. Mikhalcova, *Avtometrya* **1**, 75 (1979).
- [34] J. J. Cowan, W. D. Slafer, *SPIE Proc.* **600**, 49 (1985).
- [35] N. C. Gallagher Jr., D. W. Sweeney, *SPIE Proc.* **437**, 158 (1983).
- [36] V. P. Koronkevich, G. A. Lenkova, I. A. Michaltsova, I. G. Palchikova, A. G. Poleshchuk, A. G. Sedukhin, E. G. Churin, Yu. I. Yurlov, *Avtometrya* **1**, 4 (1985).
- [37] B. I. Spektor, *Avtometrya* **6**, 34 (1985).
- [38] M. J. Simpson, A. G. Michette, *Optica Acta* **30**, 1455 (1983).
- [39] I. G. Palchikova, A. G. Rjabchun, *Avtometrya* **6**, 38 (1985).
- [40] S. T. Bobrov, *Avtometrya* **5**, 62 (1987).
- [41] S. M. Quinlan, F. S. M. Clube, *GEC J. Res.* **6**, 50 (1988).
- [42] A. J. Lee, D. P. Casasent, *Appl. Opt.* **26**, 136 (1987).
- [43] W. B. Veldkamp, *SPIE Proc.* **437**, 197 (1983).
- [44] V. P. Koronkevich, A. G. Poleshchuk, E. G. Churin, Yu. I. Yurlov, *Kvantovaya Elektron.* **12**, 755 (1985).
- [45] V. P. Koronkevich, V. P. Kiriyanov, F. I. Kokoulin, I. G. Palchikova, A. G. Poleshchuk, Seduchin A. G., E. G. Churin, A. M. Shcherbachenko, Yu. I. Yurlov, *Optik* **67**, 257 (1984).
- [46] P. Unger, V. Bögli, H. Beneking, B. Niemann, P. Guttmann, *Microelectron. Eng.* **6**, 565 (1987).
- [47] P. Unger, V. Bögli, H. Beneking, B. Niemann, P. Guttmann, *J. Vac. Sci. Technol. B.* **6**, 323 (1988).
- [48] Teruhiro Shiono, Kentaro Setsune, Osamu Yamazaki, Kiyotaka Wasa, *Appl. Opt.* **26**, 587 (1987).
- [49] W. C. Sweatt, *Appl. Opt.* **16**, 1390 (1977).
- [50] M. A. Gan, *Opt. Spektrosk.* **47**, 759 (1979).
- [51] S. T. Bobrov, Yu. G. Turkevich *Opt. Spektrosk.*, **46**, 986 (1979).
- [52] G. N. Bujnov, F. A. Sattarov, N. F. Ejken, *Opt. Spektrosk.* **47**, 398 (1979).
- [53] E. Jagoszewski, H. Podbielska, *Optik* **75**, 109 (1987).
- [54] V. V. Vereshchagin, A. I. Lopatin, *Opt. Spektrosk.* **54**, 861 (1983).
- [55] V. P. Petrov, I. S. Soldatenkov, S. I. Soskin, *Avtometrya* **6**, 12 (1985).
- [56] G. I. Grejsuch, *Opt. Spektrosk.* **44**, 168 (1978).

- [57] A. G. Poleshchuk, *Avtometriya* **6**, 27 (1985).
- [58] S. T. Bobrov, *Avtometriya* **6**, 23 (1985).
- [59] S. T. Bobrov, G. I. Grejsukh, *Avtometriya* **6**, 3 (1985).
- [60] I. Weingärtner, *Optik* **65**, 49 (1983).
- [61] I. A. Michaltsova, V. I. Nalivayko, I. S. Soldatenkov, *Optik* **67**, 267 (1984).
- [62] M. J. O'Neill, *ASHRAE Trans.* **94**, 1 (1988).
- [63] C. Bainier, C. Hernandez, D. Courjon, "Solar concentrating systems using holographic lenses", w: *Solar and Wind Technology*, Pergamon Press, New York (1986).
- [64] R. Vila, A. M. deFrutos, S. Mar, *Appl. Opt.* **27**, 3013 (1988).
- [65] M. C. Hutley, *Transducer Tempcon* **1**, 15 (1984).
- [66] F. M. DeSchryver, *SPIE Proc.* **600**, 101 (1985).
- [67] P. R. King, *Proc. Image Science'85 Conf.*, Helsinki, 1985.
- [68] V. P. Koronkevich, V. N. Nagorni, I. G. Palchikova, A. G. Poleshchuk, *Optik* **78**, 64 (1988).
- [69] J. P. Riley, F. N. Birkett, *Opt. Acta* **24**, 999 (1977).
- [70] A. G. Michette, *J. Photogr. Sci.* **32**, 45 (1984).
- [71] W. J. Dallas, R. Linde, *Opt. Acta* **30**, 1561 (1983).
- [72] M. T. Browne, R. E. Burge, P. Charalambous, P. J. Duke, A. Freake, A. McDowell, A. Michette, G. Nave, R. Rosser, M. J. Simpson, W. Smith, *J. de Phys. (France)* **45-C2**, 87 (1984).
- [73] L. M. Cheng, A. G. Michette, *J. de Phys. (France)* **45-C2**, 97 (1984).
- [74] W. B. Yun, M. R. Howells, *J. Opt. Soc. Am.* **A4**, 34 (1987).
- [75] Y. Ishii, K. Murata, *SPIE Proc.* **873**, 426 (1987).
- [76] R. Rallison, *Laser and Appl.* **12**, 61 (1984).
- [77] D. Casasent, *SPIE Proc.* **532**, 101 (1985).
- [78] R. Hauck, O. Bryngdahl, *SPIE Proc.* **437**, 2 (1983).
- [79] H. J. Caulfield, *SPIE Proc.* **532**, 101 (1985).

R Ó Ź N E

Ryszard Gajewski

*Departament Energii Stanów Zjednoczonych
Waszyngton, USA*

Fuzja, nadzieja czy iluzja?¹

Nuclear fusion: hope or illusion?

*Abstract:*² Recent investigations on the problem of obtaining energy by nuclear fusion are reviewed in a rather popular way. Magnetic and inertial confinement fusion as well as muon – catalyzed and cold fusion are discussed.

Witam Państwa na tegorocznym wykładzie im. Mariana Smoluchowskiego. Wykład im. Mariana Smoluchowskiego został ustanowiony przez Polską Akademię Nauk kilkanaście lat temu i jest organizowany corocznie przez Zakład Fizyki Teoretycznej PAN. Gościem naszym w tym roku jest prof. Ryszard Gajewski z Departamentu Energii Stanów Zjednoczonych. Kiedy przed dwoma laty rozpoczęliśmy starania o to, żeby prezes Polskiej Akademii Nauk zaprosił prof. Gajewskiego do wygłoszenia tego wykładu wydawało nam się, że czynimy pewien wyłom, ponieważ prof. Gajewski został zmuszony do emigracji po 1968 r. Jednak w świetle rozwijających się wydarzeń nasza inicjatywa tak zbladła, że trudno w tej chwili nawet o tym wspominać.

Zanim poproszę prof. Gajewskiego o zabranie głosu, chciałbym w kilku słowach nakreślić jego sylwetkę naukową. Studia ukończył na Politechnice Warszawskiej, pracował następnie w Instytucie Badań Jądrowych i na Politechnice Warszawskiej. Szerokiej publiczności był znany ze swoich pięknych wykładów w “Politechnice Telewizyjnej”. Profesor Gajewski zajmował się teorią magnetohydrodynamiki i innymi zagadnieniami z teorii plazmy. Jest wychowankiem Wojciecha Rubinowicza i Leopolda Infelda. Po wyjeździe z Polski jego droga naukowa wiodła przez Instytut

¹Wykład im. Mariana Smoluchowskiego wygłoszony 15 września 1989 roku w Warszawie.

²Streszczenie dodane przez Redakcję (przyp. Red.).

Plazmy w Jutphaas, k. Utrechtu, następnie przez MIT, potem pierwsze kroki na drodze zastosowań nauki stawiał w organizacji zwanej American Science & Engineering. Była to jedna z typowych firm uprawiających wysoką technologię, w której prof. Gajewski kierował działem naukowym. Obecnie prof. Gajewski jest dyrektorem Działu Zaawansowanych Badań nad Energią w Departamencie Energii Stanów Zjednoczonych. Przyglądając się karierze prof. Gajewskiego można by rzec, że był on bardzo uważnym słuchaczem rad profesora Infelda, który zwykł mawiać, że fizyk nie powinien zajmować się administracją przed czterdziestym rokiem życia, natomiast nie ma prawa zajmować się niczym innym poza administracją po ukończeniu czterdziestu lat życia.

Witam Profesora Gajewskiego jako mojego serdecznego przyjaciela, a także przyjaciela wielu z Państwa, którzy są na tej sali.

Iwo Białynicki-Birula

Dziękuję bardzo. Powiedzieć, że jestem wzruszony w tym momencie, po powrocie do mojego rodzinnego kraju, po raz pierwszy od dwudziestu lat mając okazję wygłoszenia wykładu w moim ojczystym języku, byłoby tym co się po angielsku nazywa *understatement*.

Proszę Państwa, przed przystąpieniem do właściwego wykładu chciałbym postawić tezę, że problem, który ludzkość ma z energią, nie jest problemem jej braku. Świat jest skąpany w energii której nigdy ludzkości nie zabraknie. Problem, który ludzkość ma z energią dotyczy kosztów energii. Jest to więc w gruncie rzeczy problem drożyzny energetycznej, a nie problem wyczerpywania się zasobów energii. W tym kontekście będę chciał przedstawić Państwu szczególną rolę, jaką odgrywa synteza (fuzja) w szerokim wachlarzu źródeł energii, z których ludzkość mogłaby korzystać. Aby zilustrować moją tezę, chciałbym bardzo krótko omówić parę dobrze znanych przykładów.

Najbardziej rozpowszechnionym źródłem energii są paliwa kopalne i wszyscy się zgadzają, że ich zasoby są ograniczone. Mamy tu więc jeden przypadek źródeł energii, które kiedyś się wyczerpią. Można prowadzić dyskusje na temat tego kiedy to nastąpi, czy za lat kilkadziesiąt, czy za lat kilkaset, ale nie ma wątpliwości, że się wyczerpią. Jednakże zanim te źródła się wyczerpią, ich użytkowanie, to znaczy zwykle spalanie węgla czy ropy naftowej, grozi światu katastrofalnymi następstwami. Przede wszystkim wiemy o tym, że spalaniu towarzyszy wydzielanie do atmosfery trujących substancji niszczących środowisko naturalne. Poza tym istnieje domniemanie, że towarzyszące spalaniu wydzielanie do atmosfery dwutlenku węgla może przyczyniać się do zmiany klimatu w skali globalnej. Ten problem stał się ostatnio szczególnie aktualny i Departament Energii, który tu

reprezentuję, przywiązuje ogromną wagę do badań nad ustaleniem czy istnieje związek przyczynowy pomiędzy niewątpliwie rosnącym wydzielaniem dwutlenku węgla a również niewątpliwie rosnącą średnią temperaturą globu ziemskiego. Nie jest oczywiste, że taki związek istnieje, ale jest wiele przesłanek, które na to wskazują. Eksploatacja węgla, czy też ogólnie paliw kopalnych, nie prowadząca do wydzielania substancji toksycznych jest oczywiście możliwa przy zastosowaniu specjalnych urządzeń oczyszczających produkty spalania, ale jest kosztowna. Jest to więc pierwszy przykład paliw, których jest na razie pod dostatkiem lecz których eksploatacja, w sposób do przyjęcia dla społeczeństwa, jest kosztowna.

Słowo na temat siłowni jądrowych. Wszyscy wiemy, że przeciw siłowniom jądrowym istnieje opór społeczeństw. Można dyskutować bez końca, czy ten opór jest racjonalny czy nie, czy jest proporcjonalny do zagrożenia jakie te elektrownie stanowią czy nie, ale to nie zmienia faktu, że opór istnieje. Ten opór, zwłaszcza w Stanach Zjednoczonych, wydaje się w ostatnich czasach nabierać charakteru warunkowego, to znaczy zmalałby, gdybyśmy potrafili zapewnić absolutnie niezachwiane warunki bezpieczeństwa. Takie warunki można zapewnić, ale to kosztuje. Mamy więc sytuację, w której zasoby paliw rozszczepialnych, zwłaszcza jeśli uwzględnić możliwość ich produkcji poprzez powielanie (ang. *breeding*), są praktycznie nieograniczone, ale znowu cena którą trzeba zapłacić za ich wykorzystanie jest wysoka.

Jeszcze uwaga na temat energii słonecznej, a także energii wiatru, energii fal morskich, energii związanej z różnicą temperatur w oceanach, energii przyływów, odpływów i temu podobnych. Znowu jest to przykład źródeł, których zasoby są praktycznie nieograniczone i w zasadzie dostępne, lecz których gęstość powierzchniowa lub objętościowa jest bardzo mała. W związku z tym do zbierania tej energii potrzebne jest budowanie ogromnych struktur, np. kolektorów słonecznych lub tam, które są bardzo kosztowne. Ktoś kiedyś zauważył, pewnie półżartem, ale jest w tym trochę prawdy, że gdyby cena materiałów fotoelektrycznych zmalała tak bardzo, że byłaby porównywalna z ceną papieru gazetowego, to nawet wtedy nie byłoby pewne, czy budowa elektrowni słonecznych jest opłacalna, ze względu na wysokie koszty kolektorów, urządzeń do ich sterowania, czyszczenia, mycia, itd. Najlepszym dowodem tego, że energia słoneczna nie jest opłacalna jest fakt, iż tam gdzie panują wilcze prawa kapitalizmu nikt nie jest w stanie zarobić pieniędzy na tych systemach, chyba że jest subwencjonowany przez państwo. Przypominam sobie rozmowę z pewnym zamożnym Amerykaninem, entuzjastą energii słonecznej (często zamożni Amerykanie są entuzjastami energii słonecznej), który opowiadał o tym, jak to założył na dachu swojego domu w rejonie Bostonu kolektory do grzania wody i jak w ten sposób oszczędza na elektryczności. Zapytałem go: dobrze, czy jeśli uwzględnisz inwestycję kapitału włożonego w instalację na dachu to nadal to ci się opłaca? On odpowiedział:

tak, ponieważ dostałem bardzo poważną ulgę podatkową. To że on dostał ulgę podatkową oznacza, że ja musiałem zapłacić większy podatek. Oczywiście, w tych warunkach można być entuzjastą energii słonecznej!

Proszę Państwa, jak działa synteza? Wszyscy albo prawie prawie wszyscy na tej sali wiemy, że syntezie lekkich jąder towarzyszy wydzielanie się ogromnych ilości energii. Jest cała lista takich reakcji syntezy, lecz wystarczy jeśli skupimy uwagę na dwóch z nich. Jedną jest reakcja syntezy jądra deuteru z jądrem trytu, które syntetyzują w ${}^4\text{He}$ z emisją neutronu, zaś drugą jest reakcja deuteru z deuterem, która przebiega dwoma kanałami. Do reakcji deuteru z deuterem wrócę pod koniec wykładu gdy będę mówił o zimnej syntezie, a na razie skupię uwagę na reakcji deuteru z trytem.

Łatwo jest powiedzieć o połączeniu jądra deuteru z jądrem trytu, trudniej takiego połączenia dokonać. Trudność polega na tym, że oba są naładowane dodatnio i wzajemnie się odpychają. Na początek trzeba atomy deuteru i trytu огоłocić z elektronów aby mieć do czynienia z samymi jądrami. Tak utworzoną plazmę trzeba następnie podgrzać, aby jej cząstki zyskały dostatecznie dużo energii na to, by podczas zderzenia zbliżyły się do siebie wystarczająco blisko, aby reakcja syntezy jądrowej stała się możliwa. Sposób, który w ogromnym skrócie opisałem jest brutalnym sposobem przeprowadzania syntezy. (Istnieje również sposób finezyjny, o którym będę mówił za chwilę.) Wiadomo, że brutalne podejście do fuzji działa. Wiadomo to przede wszystkim dlatego, że działają bomby wodorowe, a poza tym czujemy działanie Słońca, którego energia, według wszelkich przypuszczeń, pochodzi właśnie z syntezy jądrowej. Problem jest w tym jak tę energię wyzwolić w kontrolowany sposób w laboratorium czy też w reaktorze. Podstawową trudnością jest utrzymanie gorącej plazmy. Wiadomo, że nie może ona zetknąć się ze ściankami naczynia, gdyż grozi to natychmiastowym ich stopieniem. Problemem jest również podgrzewanie utrzymywanej plazmy.

Istnieją dwa podstawowe sposoby utrzymania plazmy. Jeden korzysta z istnienia oddziaływania plazmy z polem magnetycznym. Mówimy wtedy o magnetycznym utrzymaniu plazmy albo magnetycznym ograniczaniu plazmy. Drugi sposób opiszę za chwilę. Magnetyczne utrzymanie plazmy osiąga się w rozmaitych układach. Wiodącą konfiguracją w tej chwili jest tokamak, wynaleziony w Związku Radzieckim, zaproponowany przez akademika Arcymowicza i realizowany obecnie w największych laboratoriach zarówno w Związku Radzieckim jak i w Stanach Zjednoczonych. Z punktu widzenia praktycznego, widmo elektrowni jądrowej z tokamakiem jako centralnym reaktorem jest zmorą inżyniera. Dlaczego? Okazuje się bowiem, że aby układ był energetycznie opłacalny, tokamaki muszą być bardzo duże. Ze względu na trudności związane z utrzymaniem plazmy w wysokiej temperaturze jej gęstość w tokamaku musi być mała. W związku z tym ta ilość plazmy, która jest potrzebna do otrzymania znaczących ilości energii

musi zajmować wielką objętość. Mówimy zatem o obwarzankach (tokamak ma kształt takiego obwarzanka) o kilku metrach małej średnicy i kilku lub kilkunastu metrach dużej średnicy. Wszystko to jest obudowane magnesami i wszystko po krótkim czasie zaczyna promieniować, gdyż jest bezustannie bombardowane 14-megaelektronowymi neutronami wydzielającymi się podczas reakcji. Wyobrażacie sobie teraz Państwo problemy związane z wymianą jakiegoś elementu w środku takiego tokamaka. Trzeba się przedzierać przez elektromagnesy, wszystko dookoła jest gorące, promieniuje itd. Znamienne jest zatem, że przemysł energetyczny w Stanach Zjednoczonych zupełnie, ale to zupełnie nie interesuje się tą wersją syntezy.

Drugie brutalne podejście do syntezy jest znane jako podejście inercjalne. Polega ono na tym, że "ziarnko" paliwa deuterowo-trytowego naświetla się przez bardzo krótką chwilę intensywną wiązką fotonów albo jonów. Pod wpływem tego naświetlenia wydziela się w tym "ziarnku" ogromna ilość energii i w wyniku mechanizmu, który jest dość złożony, "ziarnko" zostaje ściśnięte. Powstaje materia o gęstości 1000 razy większej od gęstości ciała stałego, wewnątrz której robi się bardzo gorąco, następuje zapłon termojądrowy i "ziarnko" się spala. W praktyce ma to wyglądać tak, że "ziarnko" paliwa spada, buch, uderza w nie wiązka lasera lub jonów, potem spada następne "ziarnko", buch, następne "ziarnko", buch, itd. W tym przypadku komora, w której zachodzi reakcja nie wygląda tak źle jak w przypadku tokamaka. Co prawda niektórzy inżynierowie twierdzą, że materiały nie lubią takich krótkich ale ogromnych naprężeń, ale ta trudność jest podobno do pokonania. Większym problemem jest zbudowanie lasera produkującego dostatecznie dużo energii i jest to problem ciągle otwarty. W przypadku jonów, zarówno lekkich jak i ciężkich, trzeba budować akcelerator o długości kilometrów do przyspieszenia wiązki, która musi być następnie skolimowana na ździebelku o średnicy rzędu milimetrów. Wszystko to stwarza bardzo poważne problemy techniczne i znowu przemysł, chociaż z troszeczkę mniejszą niechęcią, ale bardzo podejrzliwym okiem patrzy na to podejście do fuzji.

Mimo tych zastrzeżeń, badania nad syntezą jądrową są prowadzone bardzo intensywnie w Stanach Zjednoczonych, Japonii, w krajach Europy Zachodniej oraz w Związku Radzieckim. W Stanach Zjednoczonych na badania nad fuzją magnetyczną wydaje się mniej więcej 350 mln dolarów rocznie zaś na badania nad fuzją inercjalną wydaje się mniej więcej 150 mln dolarów rocznie. W tej chwili, tzn. dokładnie w tych tygodniach i miesiącach, Departament Energii przeprowadza bardzo poważną rewizję polityki dotyczącej fuzji. Celem nowej polityki ma być doprowadzenie do zapłonu reakcji zarówno w tokamaku jak i przy syntezie inercjalnej przed końcem bieżącego stulecia. Rzecz w tym, że w proces decydowania o nakładach na badania naukowe w zakresie syntezy termojądrowej w Stanach Zjednoczonych od szeregu lat wkrada się sceptycyzm, co znajduje odbi-

cie w topniejących budżetach. Jest to zupełnie wyraźne zjawisko i doprowadzenie do namacalnego i zrozumiałego dla każdego sukcesu w postaci zapłonu reakcji byłoby bardzo pożyteczne dla zapobieżenia temu trendowi. Stąd między innymi ta nowa polityka.

Teraz czas powiedzieć coś na temat podejść finezyjnych do syntezy termojądrowej. Tej części mojego wykładu dałem podtytuł "Czy przyroda gra w chowanego?". Pierwszym przykładem podejścia finezyjnego jest synteza katalizowana mionami. Pomysł takiej reakcji został zaproponowany w 1947 r. przez angielskiego fizyka Franka, obecnie znanego jako Sir Charles Frank z Uniwersytetu w Bristolu. Proszę teraz tych z Państwa, którzy wiedzą, jak to funkcjonuje o nie ciskanie we mnie pomidorami. Ja też wiem jak to działa, ale chcę to podać w wielkim uproszczeniu.

Otóż w wielkim uproszczeniu sprawa wygląda tak. Wyobraźcie sobie Państwo cząsteczkę wodoru. Cząsteczka taka składa się z dwóch jąder wodoru, dokoła których poruszają się dwa elektrony. Wyobraźmy sobie teraz, że jeden z tych elektronów uda nam się zastąpić mionem. Mion ma ładunek jednego elektronu, ale jest mniej więcej 200 razy od niego cięższy. Poza tym ma jeszcze jedną cechę różniącą go od elektronu, tym razem niedogodną, mianowicie taką, że rozpada się po mniej więcej dwóch mikrosekundach. Ale wróćmy do naszej cząsteczki, w której udało nam się zastąpić jeden elektron mionem. Otóż prawa mechaniki kwantowej są takie, że (w opisie półklasycznym) mion będzie poruszał się po orbicie bohrowskiej, której średnica będzie 200 razy mniejsza od średnicy orbity bohrowskiej elektronu. Oznacza to, że cała cząsteczka się skurczy i dwa jądra znajdą się tak blisko siebie, że dzięki efektowi tunelowemu będą mogły się połączyć. Następuje to szczególnie łatwo wtedy, kiedy jednym jądrem jest deuteron a drugim tryton. Wydziela się wtedy energia, wydzielają się produkty reakcji, to znaczy ${}^4\text{He}$ i neutron, a mion leci dalej i zastępuje elektron w następnej cząsteczce umożliwiając następną reakcję. Stąd pochodzi nazwa katalizy, gdyż mion odgrywa rolę katalizatora. Pierwszą oczywistą trudnością jest krótki czas życia mionu. Druga trudność polega na tym, że od czasu do czasu mion przylepia się do ulatującej cząstki α , tzn. do jądra ${}^4\text{He}$ i zostaje wtedy stracony dla dalszych reakcji. Ta druga trudność, jak się obecnie przypuszcza, jest nawet groźniejsza od pierwszej. Powstaje bowiem pytanie, czy mion zdąży skatalizować dostatecznie dużo reakcji, aby uzyskana energia przewyższyła energię potrzebną do jego wyprodukowania. Produkcja mionu nie jest tania energetycznie i było to początkowo powodem ogromnego pesymizmu.

Wróćmy jeszcze na chwilę do historii. Schemat syntezy jądrowej z katalizą mionową został zaproponowany w 1947 r. Dwa lata później został rozwinięty w Związku Radzieckim przez Andrieja Sacharowa. W 1957 r. Luis Alvarez po raz pierwszy zauważył syntezę skatalizowaną przez mion w komorze pęcherzykowej.

Legenda głosi, że nie wiedząc jak wytłumaczyć fotografię z zarejestrowaną tą właśnie reakcją zwrócił się do Tellera, który od razu wskazał na właściwy mechanizm. (Złośliwi plotkarze twierdzą, że Teller widział tę fotografię dzień wcześniej, tak więc miał 24 godziny na zastanowienie się nad nią.) Po zaproponowaniu tej metody syntezy wykonano rachunki. Jackson, którego wszyscy znamy i kochamy jako autora klasycznego podręcznika elektrodynamiki, a który był wtedy w Princeton, wykonał obliczenia z których wynikało, że jeden mion może skatalizować najwyżej jedną reakcję. To było dalece niewystarczające, wobec tego cały schemat odłożono do lamusa. Alvarez nawiązał do tego w swoim przemówieniu z okazji otrzymania nagrody Nobla. Powiedział, że przez pewien czas wydawało mu się, że rozwiązali problem energetyczny ludzkości na wieki wieków, ale potem przyszło rozczarowanie. Okazało się jednak jeszcze później, ok. 1967 r., że istnieje mechanizm, który może przyspieszyć formowanie się tych mionowych cząsteczek. Ten mechanizm zaproponował fizyk radziecki Wessman opierając się na obserwacjach doświadczalnych innego fizyka radzieckiego Dżelepowa. Następnie rozwinął go jeszcze inny fizyk radziecki Ponomariew. W wyniku tych prac, około 1977 r. powstało przypuszczenie, że rzeczywiście reakcji skatalizowanych przez jeden mion może być więcej. Przez kilka lat nikt jednak tego nie zmierzył.

Jest to temat bliski memu sercu, albowiem w r. 1982 zgłosił się do Departamentu Energii młody fizyk Steven Jones, który pracował wtedy w Idaho National Engineering Laboratory i zaproponował, żeby ten pomiar wykonać. Zaczęto go odsyłać od Annasza do Kajfasza. Departament Energii jest wielką biurokratyczną maszyną, która ma swoje programy i ma swoje pudełeczka. Jest program, który się nazywa "fuzja magnetyczna", ale to nie była fuzja magnetyczna, i jest program który się nazywa "fuzja inercjalna", ale to nie była synteza inercjalna, i jest taki maleńki programik, który ja prowadzę i który zajmuje się, jak to ja powiadam, dziećmi i sierotami, to znaczy takimi pomysłami, które nie pasują gdzie indziej, a które są jednocześnie bardzo obiecujące. Steven Jones trafił więc do mnie i dostał pieniądze na badania. Przy pierwszych pomiarach otrzymał 20 fuzji na mion, przy drugich 80 a ostatnio nawet ponad 150 fuzji katalizowanych przez jeden mion. Jest to strasznie dużo w porównaniu z tą jedną, o której była mowa na początku, ale jednocześnie rozczarowująco mało w stosunku do tego co potrzeba. Kiedy obliczono ile fuzji potrzeba, żeby można było zbudować elektrownię, to okazało się, że około 5000. Mamy teraz jedno doświadczenie, które może dać 250 fuzji, mamy jeden pomysł, który może doprowadzić do 300, ale jak doprowadzić do 5000 to tak naprawdę nie wiemy. Wspomnę jeszcze, że fizyk radziecki Pietrow, zaproponował użycie syntezy katalizowanej mionami jako elementu w układzie hybrydalnym, który nie tylko wykorzystuje ciepło wydzielone w czasie syntezy ale również wykorzystuje towarzyszące jej neutrony do produkcji paliw rozszczepialnych. W Stanach Zjednoczonych pomysły dotyczące produkcji paliw rozszczepialnych nie

są jednak bardzo popularne. Problemem klasycznej energetyki jądrowej nie jest to, że uran jest drogi, czy też że jest go mało. Po cóż więc wydawać miliony czy miliardy dolarów na nowe elektrownie, gdzie uran będzie jeszcze tańszy? W tej chwili wygląda na to, że badania nad syntezą katalizowaną mionami nie będą kontynuowane, z wyjątkiem może pewnych szczytkowych doświadczeń oraz w takim zakresie w jakim będzie to interesujące dla badań podstawowych, to znaczy dla fizyki atomowej, molekularnej czy jądrowej.

Pozostało mi jeszcze parę minut aby powiedzieć o zimnej syntezie. Na początku chcę przypomnieć Państwu, że jedną z możliwych reakcji jest reakcja deuteru z deuterem. Może ona przebiegać dwoma kanałami z mniej więcej jednakowym prawdopodobieństwem. W jednym przypadku wydziela się jądro ^3He i neutron, zaś w drugim jądro trytu i proton. Koncepcja zimnej syntezy zrodziła się z myśli aby wykorzystać szczególne zachowanie się deuteru w sieci krystalicznej metali przejściowych. Do metali takich jak pallad czy tytan można wpompować ogromne ilości wodoru tak, że jego gęstość może być kilkakrotnie większa niż w wodzie. Pomysł polegał na tym, aby doprowadzić do takiego zmniejszenia odległości pomiędzy deutronami w sieci krystalicznej, aby stało się możliwe zajście reakcji syntezy.

Przy dokonywaniu pierwszych doświadczeń kierowano się głównie intuicją, gdyż żadne poważniejsze obliczenia teoretyczne nie były jeszcze przeprowadzone. Doświadczenia, jak się później okazało, były prowadzone przez dwie niezależne grupy na uniwersytetach odległych od siebie o jakieś 30–40 kilometrów. Jedną z nich kierował Steven Jones, który w międzyczasie został profesorem na Uniwersytecie im. Brigham Younga w Provo w stanie Utah. Interesował się on czy można doprowadzić do fuzji ściskając materiał, do którego został uprzednio wprowadzony deuter. W pracy, która ukazała się zupełnie nie zauważona w 1986 r., wprowadził nawet słowo "piezofuzja" na określenie tego procesu. W tej samej pracy wskazał również, że zimna fuzja może tłumaczyć fakt, iż wybuchom wulkanów na Hawajach zdaje się towarzyszyć zwiększone wydzielanie się trytu. Nasuwa to myśl, że gdzieś głęboko panują tak ogromne ciśnienia, że deuter znajdujący się w wodzie morskiej zostaje ściśnięty do gęstości umożliwiających zajście reakcji z wydzielaniem trytu. Aby sprawdzić te hipotezę Jones postanowił wprowadzić ciężką wodę do tytanu. Po pierwszych doświadczeniach okazało się, że neutrony, jeżeli w ogóle są, to są tak nieliczne, że do ich detekcji musiano zbudować nowy licznik. Budowa tego licznika, który umożliwił również pomiar energii neutronów, zajęła dwa lata. Zupełnie niezależnie od Jonesa profesorowie Fleischmann i Pons zastanawiali się, czy wprowadzając ciężką wodę do palladu przy użyciu elektrolizy nie można by doprowadzić do fuzji z wydzielaniem ciepła.

Obie grupy ogłosiły swoje wyniki mniej więcej w tym samym czasie. (Kiedyś zostanie napisany dramat albo farsa na temat okoliczności, które temu towarzy-

są jednak bardzo popularne. Problemem klasycznej energetyki jądrowej nie jest to, że uran jest drogi, czy też że jest go mało. Po cóż więc wydawać miliony czy miliardy dolarów na nowe elektrownie, gdzie uran będzie jeszcze tańszy? W tej chwili wygląda na to, że badania nad syntezą katalizowaną mionami nie będą kontynuowane, z wyjątkiem może pewnych szczytkowych doświadczeń oraz w takim zakresie w jakim będzie to interesujące dla badań podstawowych, to znaczy dla fizyki atomowej, molekularnej czy jądrowej.

Pozostało mi jeszcze parę minut aby powiedzieć o zimnej syntezie. Na początku chcę przypomnieć Państwu, że jedną z możliwych reakcji jest reakcja deuteru z deuterem. Może ona przebiegać dwoma kanałami z mniej więcej jednakowym prawdopodobieństwem. W jednym przypadku wydziela się jądro ^3He i neutron, zaś w drugim jądro trytu i proton. Koncepcja zimnej syntezy zrodziła się z myśli aby wykorzystać szczególne zachowanie się deuteru w sieci krystalicznej metali przejściowych. Do metali takich jak pallad czy tytan można wpompować ogromne ilości wodoru tak, że jego gęstość może być kilkakrotnie większa niż w wodzie. Pomysł polegał na tym, aby doprowadzić do takiego zmniejszenia odległości pomiędzy deutronami w sieci krystalicznej, aby stało się możliwe zajście reakcji syntezy.

Przy dokonywaniu pierwszych doświadczeń kierowano się głównie intuicją, gdyż żadne poważniejsze obliczenia teoretyczne nie były jeszcze przeprowadzone. Doświadczenia, jak się później okazało, były prowadzone przez dwie niezależne grupy na uniwersytetach odległych od siebie o jakieś 30–40 kilometrów. Jedną z nich kierował Steven Jones, który w międzyczasie został profesorem na Uniwersytecie im. Brigham Younga w Provo w stanie Utah. Interesował się on czy można doprowadzić do fuzji ściskając materiał, do którego został uprzednio wprowadzony deuter. W pracy, która ukazała się zupełnie nie zauważona w 1986 r., wprowadził nawet słowo "piezofuzja" na określenie tego procesu. W tej samej pracy wskazał również, że zimna fuzja może tłumaczyć fakt, iż wybuchom wulkanów na Hawajach zdaje się towarzyszyć zwiększone wydzielanie się trytu. Nasuwa to myśl, że gdzieś głęboko panują tak ogromne ciśnienia, że deuter znajdujący się w wodzie morskiej zostaje ściśnięty do gęstości umożliwiających zajście reakcji z wydzielaniem trytu. Aby sprawdzić te hipotezę Jones postanowił wprowadzić ciężką wodę do tytanu. Po pierwszych doświadczeniach okazało się, że neutrony, jeżeli w ogóle są, to są tak nieliczne, że do ich detekcji musiano zbudować nowy licznik. Budowa tego licznika, który umożliwił również pomiar energii neutronów, zajęła dwa lata. Zupełnie niezależnie od Jonesa profesorowie Fleischmann i Pons zastanawiali się, czy wprowadzając ciężką wodę do palladu przy użyciu elektrolizy nie można by doprowadzić do fuzji z wydzielaniem ciepła.

Obie grupy ogłosiły swoje wyniki mniej więcej w tym samym czasie. (Kiedyś zostanie napisany dramat albo farsa na temat okoliczności, które temu towarzy-

szły i jeśli w przyszłości będę pisał pamiętniki to będę miał dużo do napisania na ten temat.) Grupa profesora Jonesa zaobserwowała ledwie dostrzegalne, ale mierzalne ilości neutronów o energii odpowiadającej reakcji deuteru z deuterem. Grupa profesorów Fleischmanna i Ponsa zaobserwowała wydzielanie się ciepła w makroskopowych ilościach. Po ogłoszeniu tych wyników w świecie wybuchło pandemonium. Uznaliśmy wtedy w Departamencie Energii, że ponieważ eksperymenty są tak proste (zwłaszcza te z wydzielaniem ciepła), sprawa powinna się wyjaśnić w ciągu dwóch miesięcy. Konferencja prasowa Fleischmanna i Ponsa odbyła się 23 marca, w związku z tym ustaliliśmy, że 23 maja zorganizujemy sympozjum w Santa Fe, na którym problem istnienia czy też nie istnienia zjawiska zimnej syntezy zostanie ostatecznie rozwiązany.

Sympozjum w Santa Fe się odbyło. Przyjechało na nie ok. 600 naukowców, przedstawiono bardzo ciekawe prace, ale sprawa się nie wyjaśniła. W wyniku licznych zapytań i nacisków, Sekretarz Energii admirał Watkins powołał specjalną komisję do zbadania sprawy zimnej syntezy. Komisja ta składa się z 20 osób wśród których są znakomici fizycy i chemicy. Wstępne sprawozdanie zostało przedłożone pod koniec lipca a ostateczne będzie przedstawione w połowie listopada. Na temat prawie każdego słowa, które teraz mówię można by napisać cały rozdział, proszę mi więc wybaczyć, że będę opowiadał wszystko w telegraficznym skrócie.

Stan obecny wiedzy o zimnej syntezie jądrowej przedstawia się następująco. Obserwowane są właściwie trzy zjawiska, choć nigdy nie udało się zaobserwować wszystkich trzech jednocześnie. Pierwszym z nich jest emisja neutronów o energiach charakterystycznych dla fuzji zaobserwowana pierwotnie przez Jonesa przy użyciu tytanu oraz palladu. Jego doświadczenie zostało potwierdzone przez grupę włoską pracującą pod kierunkiem Bertina i Vitale w tunelu pod masywem Gran Sasso we Włoszech, gdzie było odpowiednio niskie tło promieniowania neutronowego. Doświadczenia te są w większości przypadków niepowtarzalne, tzn. raz obserwuje się neutrony a raz nie. Najbardziej przekonujące doświadczenie polegało na wprowadzeniu deuteru do tytanu pod ciśnieniem i następnym podnoszeniu i obniżaniu temperatury próbki. Pierwsze takie doświadczenie wykonał Scaramuzzi we Frascati, jednakże nigdy nie udało mu się otrzymać ogromnych impulsów neutronowych, które uzyskał za pierwszym razem. Dopiero później grupa Menlove'a z Los Alamos oraz Jones, który z nimi współpracował, uzyskali sygnały emisji kilkuset neutronów w ciągu czasu ok. 100 mikrosekund. Zaobserwowana emisja neutronów z tytanu następowała impulsami, choć obserwowano też stałą w czasie składową o niskim natężeniu. Istnieje zupełny brak zrozumienia teoretycznego tego co się dzieje w tym doświadczeniu. Jedna z hipotez mówi, iż w czasie chłodzenia i grzania następują mikropęknięcia w materiale, w wyniku których powstają duże różnice potencjału elektrycznego powodujące wyładowania. Mielibyśmy w tym wypadku do czynienia z reakcją termojądrową w skali mikroskopowej. Ist-

nieją jednak bardzo poważne zastrzeżenia teoretyczne przeciwko tej hipotezie.

Drugim efektem obserwowanym w doświadczeniach jest nadwyżka ciepła wydzielanego podczas elektrolizy ciężkiej wody. Wydawać by się mogło (zwłaszcza nam - naiwnym fizykom), że pomiar ciepła jest rzeczą prostą. Otóż nie jest to takie proste, zwłaszcza wtedy, gdy mamy do czynienia z zachodzącą elektrolizą i trzeba uwzględnić ciepło związane z energią wewnętrzną produktów tej elektrolizy. Komisja Departamentu Energii, o której mówiłem wcześniej, jeździła do laboratoriów i bardzo uważnie przyglądała się wszystkim eksperymentom. Jedyne w przypadku doświadczeń prowadzonych w Stanford przez profesora Hugginsa, członkowie Komisji nie potrafili wytłumaczyć wyników. W pozostałych przypadkach Komisja przypuszcza, że otrzymywane nadwyżki ciepła są związane z niedokładną kalorymetrią. W każdym razie nadwyżki te nie są wystarczająco duże, aby było natychmiast oczywiste, że mamy do czynienia z fuzją, jak to się wydawało na początku. Zagadką tych doświadczeń jest również fakt, że brak jest jakichkolwiek produktów reakcji jądrowej, to znaczy nie stwierdzono obecności ani neutronów, ani protonów, ani helu, ani trytu.

Trzecim spośród zjawisk, które obserwowano jest właśnie wydzielanie się trytu. Wiodącą grupą w tych doświadczeniach jest grupa na uniwersytecie zwanym Texas A&M. Tamtejsi fizycy twierdzą, że po przepuszczeniu prądu przez komórkę elektrolityczną przy użyciu katody z palladu, anody z niklu i elektrolitu z ciężką wodą znajdują w elektrolicie tryt i to w kolosalnych ilościach. Obecność trytu w elektrolicie jest bezsporna, gdyż została potwierdzona bardzo precyzyjną analizą przeprowadzoną w Los Alamos. Powstaje oczywiście pytanie skąd się tryt tam wziął. Rozważane są najrozmaitsze możliwości, które są następnie kolejno eliminowane. Jak dotychczas, o ile wiem, nie znalazł się ani jeden teoretyk, który potrafiłby wytłumaczyć w jaki sposób możliwe jest znajdowanie trytu w elektrolicie bez obserwacji emisji neutronów. Znaczyłoby to, że równowaga pomiędzy dwoma kanałami reakcji uległa całkowitemu zachwianiu, że jednym kanałem reakcja przebiega a drugim nie. Wiele dyskusji toczy się na ten temat i być może konieczna będzie rewizja obowiązujących praw fizyki, a to jest zawsze ryzykowne. Prace doświadczalne i teoretyczne są nadal prowadzone, lecz już nie tak gorączkowo jak w marcu czy kwietniu. Gorączka opadła.

Przy okazji chciałem się podzielić z Państwem informacją z ostatniej chwili. Nie wiem czy prasa warszawska to podała, ale *New York Times* umieścił to na pierwszej stronie kilka dni temu. Fizycy w Brookhaven ogłosili wyniki bardzo ciekawego, eleganckiego i powtarzalnego doświadczenia. Tworzą oni grona zawierające do tysiąca cząsteczek ciężkiej wody i przyspieszają je w akceleratorze Cockrofta-Waltona bombardując nimi deuteryzowany tytan. Otóż po każdym takim zderzeniu wydzielają się protony o energii 3 MeV, czyli tak jak według książki powinno być podczas reakcji deuteru z deuterem. Zaobserwowali również

tryt oraz hel. Nie posiadali niestety licznika do detekcji neutronów. Otrzymane wyniki schematycznie są tłumaczone tym, że podczas zderzenia następuje sprężenie materiału i zbliżenie cząstek deuteru na tak małą odległość, że zajście reakcji syntezy staje się możliwe. Do tej interpretacji również istnieją poważne zastrzeżenia.

Czas kończyć. Ludzie często zastanawiają się czy cały ten epizod z zimną fuzją był pożyteczny czy szkodliwy. Spotkałem się ze zdaniem, że był bardzo szkodliwy ponieważ odwrócił uwagę skądinąd twórczych i zajętych ludzi od tego czym się rzeczywiście powinni zajmować, a zwrócił ich do pogoni za chimera. Jest to zapewne prawda. Ilość pieniędzy, które zostały wydane na te badania, jest ogromna. Nikt tego nie policzył, ale wszystko to poszło z kieszeni podatnika. Mimo to wydaje mi się (nie wypowiadam tu zdania oficjalnego Departamentu Energii), że epizod ten był pożyteczny, albowiem rozbudził wyobraźnię fizyków w kierunku poszukiwania nowych sposobów uzyskania syntezy jądrowej, takich o których jeszcze dotychczas nie myślano. Nie często się też zdarza, aby ludzie, jak to w tym okresie bywało, pracowali dosłownie dniami i nocami przy urywających się telefonach i szalejących faksach. Wydaje mi się, że nawet jeżeli zimna fuzja była iluzją, to w ostatecznym rachunku była piękną iluzją i pożyteczną w tym sensie, że rozbudziła wyobraźnię i inicjatywę do poszukiwania innych rozwiązań, a bez wyobraźni, jestem o tym głęboko przekonany, nie będzie żadnej fuzji, ani ciepłej, ani zimnej.

Jeszcze słowo w nawiązaniu do patrona dzisiejszego wykładu - Mariana Smoluchowskiego. Będzie to słowo żartobliwe, wybaczcie to Państwo. Przeglądając jego biografię zauważyłem przede wszystkim, że pracował z Lordem Kelvinem nad jonizacją gazów za pomocą promieni Röntgena, co w pewnym sensie jest jednym ze sposobów tworzenia plazmy. Druga rzecz, która zwróciła moją uwagę, to fakt, że funkcjonował w środowisku wyczulonym na kwestię priorytetu, która w epizodzie zimnej fuzji stanęła w ogromnej ostrości. W książce biograficznej A. Teskego o Marianie Smoluchowskim znalazłem taki ustęp z jego listu do rodziców. Pisał to gdy miał 26 lat. *“Dzisiaj napisaliśmy krótkie résumé części naszych eksperymentów, które Kelvin pod nazwiskiem nas trzech będzie czytał na posiedzeniu Royal Society w Edynburgu. Wprawdzie jeszcze długo nie możemy mieć rezultatów definitywnych, ale służy to jako “warung der Priorität” [dziś byśmy powiedzieli “zaklepanie priorytetu”]. Naturalnie, że wolałbym publikować coś wyłącznie pod moim nazwiskiem.”*

Okazuje się, że wstępne ogłaszanie niepełnych wyników celem zaklepania priorytetu nie zaczęło się od zimnej fuzji.

Dziękuję Państwu.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Aktualne Problemy Fizyki Plazmy

W ośrodku konferencyjnym Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Bad Honnef (RFN) odbyła się w dniach od 28 sierpnia do 1 września 1989 r. pierwsza szkoła wakacyjna pod hasłem "Aktualne Problemy Fizyki Plazmy" ("Moderne Probleme der Plasmaphysik", MPP). Najważniejszym jej zadaniem było przybliżenie problematyki fizyki plazmy młodszej generacji fizyków – doktorantom, dyplomantom (magistrantom), a także studentom wyższych lat studiów – w celu zainteresowania ich tą ciekawą dziedziną fizyki i ewentualnie skłonienia ich do podjęcia pracy zawodowej z nią związanej. Toteż głównie pod tym kątem zestawiono część merytoryczną programu szkoły. Sądząc po licznych uczestnictwie 'młodzieży' i żywym jej udziale we wszystkich formach pracy szkoły można spodziewać się, że zadanie jakie sobie postawiono zostało pomyślnie spełnione.

Plazmę zwykło się określać jako czwarty stan materii. Charakteryzuje się bowiem zadziwiającym zespołem właściwości fizycznych odróżniających ją zdecydowanie od trzech pozostałych stanów (co jest związane z faktem, iż mikroskopowe składniki plazmy – elektrony i jony są naładowane elektrycznie). I tak np. pod niektórymi względami przypomina ciała stałe. Posiada przewodność elektryczną podobną do metali. Powierzchnia uformowanego plazmoidu posiada cechy charakterystyczne dla cieczy. Wreszcie jest ściśliwa jak gazy – to tylko niektóre jej niecodzienne właściwości. Jednocześnie te różne własności, różni się istotnie od pozostałych stanów materii. Z punktu widzenia termodynamiki, plazma jest jednak gazem: jej ściśliwość opisują znane prawa gazowe, a procesowi jonizacji (przebiegającemu od gazu neutralnego do plazmy) nie towarzyszy skokowa zmiana wielkości termodynamicznych (w przeciwieństwie np. do przejścia fazowego cieczy w parę.)

Za początek fizyki plazmy, jako samodzielnej dyscypliny naukowej, uważa się zwykle badania Langmuira i Tonka z lat 20-tych naszego wieku, poświęcone wyładowaniom elektrycznym w gazach. Po raz pierwszy opisano wówczas typowe dla plazmy drgania i ekranowania ładunku elektrycznego. Pierwsze prace eksperymentalne przypisuje się jednak F. Hawsbee'emu, który w r. 1750 wykonywał doświadczenia z wyładowaniem jarzeniowym. W drugiej połowie lat czterdziestych bieżącego stulecia zapoczątkowano szeroko zakrojone badania (prowadzone intensywnie w dalszym ciągu) nad możliwością kontrolowanej syntezy termojądrowej w plazmie wysokotemperaturowej. Ogromny materiał badawczy jaki przy tym zgromadzono umożliwił dość gruntowne poznanie tego zjawiska. Dało to z kolei asumpt do budowy licznych modeli teoretycznych dobrze opisujących różne jego fizyczne aspekty. Z drugiej strony eksploracja otaczającej przestrzeni kosmicznej, rozwój astrofizyki i kosmologii, a wreszcie i liczne laboratoryjne prace eksperymentalne przyczyniły się do lepszego zrozumienia podstawowych mechanizmów występujących i w innych odmianach plazmy. Toteż dzięki stosunkowo dobremu poznaniu właściwości

różnych rodzajów plazmy znajduje ona coraz częstsze zastosowanie, jak np. w laserach, plazmotronach, konwerterach MHD, lampach oświetleniowych itp.

W badaniu plazmy stosuje się z powodzeniem metody sprawdzone w innych działach fizyki – w mechanice nieliniowej, termodynamice, fizyce statystycznej itd., chociaż specyfika plazmy (związana przede wszystkim z długim zasięgiem oddziaływania kulombowskiego) wymaga z reguły modyfikacji tych metod. Powszechne zastosowanie znajduje również symulacja różnych procesów w plazmie za pomocą metod numerycznych, choć i tu konieczne modyfikacje (związane z tym, że w procesach plazmowych uczestniczą kolektywnie wielkie grupy cząstek) sprawiły, że metody te rozwinęły się dużo później od podobnych symulacji dla gazów neutralnych. Na odwrót, istnieje wyraźne sprzężenie zwrotne: metody oraz idee wypracowane w badaniu plazmy dają się często twórczo przenieść do innych działów fizyki, kosmologii, czy matematyki stosowanej. Te wielorakie korzyści naukowe, jak i coraz powszechniejsze zastosowania plazmy w technice powodują dalszy rozwój badań naukowych nad tym ciekawym obiektem fizycznym.

Z wielkości problemów kojarzących się z hasłem tytułowym szkoły organizatorzy jej wyodrębnili w programie merytorycznym trzy grupy zagadnień. Pierwsza, stanowiąca swego rodzaju wprowadzenie do problematyki (przewidziano tu 8 godzin zajęć) poświęcona była przeglądowi podstawowych pojęć, omówieniu elementarnych własności plazmy, pokazaniu możliwości zastosowania plazmy w technice i produkcji. Szczególniejszą jednak uwagę poświęcono tutaj zagadnieniu syntezy jądrowej w plazmie wysokotemperaturowej oraz problemowi energetyki termojądrowej. Niestety, perspektywy realizacji tej ostatniej wydają się nadal dość odległe, a w opinii prof. G. Eckera (Uniwersytet w Bochum) nie nastąpi to w najbliższym pięćdziesięcioleciu! Drugą grupę zagadnień (obejmującą również 8 godzin zajęć) poświęcono problemowi oddziaływań plazmy z materią, w szczególności ze ścianką naczynia. Omówiono tu teorię warstwową plazmy i oddziaływania plazmy z otoczeniem. Trzecią grupę zagadnień, najobszerniejszą (15 godzin zajęć), przeznaczono dla wybranych metod diagnostyki plazmy. Omówiono metody korzystające ze spektroskopii emisyjnej, fluorescencji i rozpraszania światła, a ponadto metodę refraktometryczną i metodę sond elektrycznych. Poziom wykładów i innych zajęć z natury rzeczy nieznacznie przekraczał zakres jaki obejmują wykłady monograficzne dla studentów starszych lat fizyki.

W programie merytorycznym szkoły przewidziano również wycieczkę naukową do KFA Jülich (KFA: Kernforschungsanlage, Ośrodek Badań Jądrowych) w celu zwiedzenia urządzenia pod nazwą TEXTOR, w rodzaju TOKAMAK-a. W związku z tą wycieczką podam kilka informacji dotyczących KFA Jülich. Jest to jeden z dwunastu wielkich ośrodków badawczych działających na terenie RFN. Utworzono go w okresie wielkiej koniunktury dla problematyki jądrowej, z odpowiednim rozmachem – zajmuje powierzchnię 220 ha! Jest też odpowiednio wyposażony w "wielki" sprzęt badawczy – znajduje się tu m.in. reaktor jądrowy, kilka dużych cyklotronów, kilka komputerów wielkiej mocy obliczeniowej itd. W ośrodku zatrudnionych jest ponad 4500 osób, w tym ok. 900 naukowców. Przewija się tu rocznie ponad 400 zagranicznych naukowców przybywających z całego świata. Niezależnie od bardzo obszernego programu badań naukowych prowadzi się w tym ośrodku szeroko zakrojone kształcenie i szkolenie. Jest tu prawie 200 doktorantów, a ponad 400 osób zdobywa kwalifikacje zawodowe w 24 zawodach. Corocznie publikuje się tu ponad 130 sprawozdań z badań naukowych (*Jülicher Forschungsberichte*) i powstaje ok. 3000 publikacji naukowych. Ośrodek jest w części udostępniony szerszej publiczności

i rocznie zwiedza go ponad 18 tys. osób! Imponujący jest budżet tego ośrodka, który kształtuje się na poziomie 500 milionów marek rocznie, z czego 90% pokrywa rząd RFN, a 10% rząd Nadrenii–Westfalii.

Tegoroczną szkołę MPP można ocenić ze wszech miar pozytywnie. Organizacja jej była wzorowa, dobór treści programowych właściwy, a realizacja poprawna. Cieszyła się sporym zainteresowaniem. Obowiązującym językiem był język niemiecki, przewidziane to jest i w przyszłości. Uczestniczyło w niej ponad 70 osób z Austrii, Francji, Holandii, Polski i RFN.

Dyrektorem szkoły był dr J. Winter z KFA Jülich, organizatorami szkoły były "Grupa Robocza Fizyki Plazmy" ("Arbeitsgemeinschaft Plasmaphysik"), w której skład wchodzi odpowiednio instytuty uniwersytetów w Bochum, Düsseldorfie i Essen oraz KFA Jülich. Przewiduje się wydanie drukiem kompletu materiałów merytorycznych szkoły, a także organizowanie jej (najprawdopodobniej w cyklu dwuletnim) w przyszłości.

Henryk Z. Wrembel

Katedra Fizyki

Wyższa Szkoła Pedagogiczna

Słupsk

Pierwsza Konferencja PATT w Polsce

Kolejna (piąta już) konferencja PATT dotycząca nauczania techniki w szkole odbyła się, po raz pierwszy w Polsce, w zamku w Łagowie Lubuskim w dniach 19–24 kwietnia 1990 r. Przypomnijmy, że PATT jest skrótem słów "Pupils Attitude Towards Technology" (postawa uczniów wobec techniki) i obecnie nazwa konferencji nie jest już adekwatna do przedmiotu zainteresowań uczestników, a obrazuje tylko historię, która rozpoczęła się od międzynarodowych badań postaw uczniów wobec techniki [1]. Przedmiot zainteresowań konferencji szybko rozszerzył się na całokształt zagadnień związanych z kształceniem w zakresie techniki. Badania postaw są nadal prowadzone, ale stanowią bardzo mały wycinek zainteresowań uczestników konferencji.

Była to pierwsza konferencja PATT poza granicami Holandii. Brało w niej udział ok. 60 osób, w tym 2/3 gości zagranicznych z następujących krajów: Belgia, Chiny, Czechosłowacja, Francja, Holandia, Kanada, NRD, Polska, RFN, Włochy i USA. Obecni byli także: pani Sheila Haggis – Dyrektor UNESCO do spraw oświaty, Ilja Mottier – delegat ministerstwa oświaty Holandii, Robert Harwey – przedstawiciel Europejskiego Towarzystwa Kształcenia Technicznego, Joseph Depireux – przedstawiciel GIREP (organizacja międzynarodowa zajmująca się badaniami w dziedzinie dydaktyki fizyki). W uroczystości otwarcia Konferencji udział wzięli: prof. Kazimierz Bartkiewicz – rektor WSP w Zielonej Górze, prof. Jerzy Strzelczyk, prorektor UAM w Poznaniu, doc. Wojciech Nawrocik – dyrektor Instytutu Fizyki UAM w Poznaniu. Niestety nie było przedstawiciela Ministerstwa

Edukacji Narodowej.

Gospodarzem Konferencji był Instytut Techniki Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Zielonej Górze, a organizacją kierował doc. Roman Stryjski. Kierownictwo naukowe sprawował doc. Henryk Szydłowski, który od początku uczestniczył w badaniach PATT [2] i we wszystkich dotychczasowych konferencjach organizowanych w Eindhoven. Wśród uczestników zagranicznych, których chciałbym wymienić, były następujące osoby: Jan H. Raat – niekwestionowany "ojciec" konferencji PATT i organizator holenderskiego ruchu na rzecz kształcenia w zakresie techniki; Catharine Warren z Kanady i Jeffrey L. Moore z Wielkiej Brytanii: obydwójce od początku organizują badania PATT w swoich krajach i systematycznie uczestniczą we wszystkich konferencjach PATT; Michael Harrison z "Open University". Ponadto wymienić należy takie nazwiska jak: prof. Michael J. Dyrenfurth z USA, Horst Arp z RFN, Georg Groth z Berlina Zachodniego, Dietrich Blandow z NRD, Cheng Donghong Chin i wielu innych.

Tradycyjnie zasadniczymi tematami konferencji były: badania postaw wobec techniki, nauczanie techniki, kształcenie nauczycieli techniki, relacje między techniką i społeczeństwem. Nowością było włączenie problemów relacji między nauczaniem techniki a nauczaniem przedmiotów przyrodniczych oraz ochrony środowiska i ergonomii. Tę ostatnią problematykę reprezentowały badania kierowane przez doc. Witolda Rybarczyka – dziekana wydziału Matematyki, Fizyki i Techniki WSP w Zielonej Górze. Na konferencji dość szeroko przedstawiono problematykę kształcenia informatycznego i wykorzystania komputerów w nauczaniu fizyki i techniki. W tej dziedzinie duży był wkład uczestników z Polski, a szczególnie doc. Romana Stryjskiego z WSP w Zielonej Górze, dr Józefiny Turło z UMK w Toruniu i dra Jerzego Ogara z WSP w Krakowie. Na samej konferencji nowością było wprowadzenie podsumowań poszczególnych tematów dokonywane przez uczestników konferencji.

Konferencja była pomyślana jako forum wymiany myśli naukowej, stąd podstawową formą pracy były komunikaty z badań własnych oraz dyskusje. Obrady trwały codziennie od 8.30 do 21.30 z krótkimi przerwami na posiłki oraz kawę. Te ostatnie przerwy były skrzętnie wykorzystywane przez uczestników do kontynuowania wymiany informacji naukowych. Do programu Konferencji włączono również wycieczkę do Zielonej Góry, w czasie której uczestnicy zwiedzali Instytut Techniki WSP oraz Zespół Szkół Mechanicznych w Zielonej Górze. Po Konferencji zorganizowano wycieczkę przez Częstochowę do Krakowa i Wieliczki, gdzie uczestnicy zwiedzili kopalnię soli, oraz do Warszawy, gdzie mieli okazję zapoznać się z Muzeum Techniki.

Przed Konferencją Komitet przygotował książeczkę przedkonferencyjną zawierającą podstawowe informacje o konferencji, streszczenia nadesłanych prac oraz wykaz uczestników. Po zakończeniu konferencji zostanie wydana książka zawierająca teksty referatów oraz podsumowania tematów. Oczywiście obrady konferencji odbywały się w języku angielskim (wyjątkowo dopuszczono język niemiecki) i w tym języku będą opublikowane wszystkie materiały. Postaramy się również przygotować krótkie omówienie publikacji z poszczególnych tematów dla czytelników czasopisma *Wychowanie Techniczne w Szkole*. Materiały konferencyjne otrzymają wszyscy uczestnicy bezpłatnie, a ponadto pewna liczba egzemplarzy zostanie rozprowadzona odpłatnie zarówno w kraju jak i poza jego granicami. (Zamówienia prosimy kierować do doc. Romana Stryjskiego, WSP, Al. Wojska Polskiego 69, 65-625 Zielona Góra).

W czasie trwania konferencji podjęto wstępne rozmowy dotyczące włączenia Pol-

ski do zachodnioeuropejskiego systemu wymiany informacji i doświadczeń dotyczących kształcenia w zakresie techniki. Zawiązał się Komitet Organizacyjny Polskiej Sekcji Europejskiego Towarzystwa Edukacji Technicznej w składzie: dr Władysław Dembecka z Politechniki Poznańskiej, doc. Roman Stryjski z WSP Zielona Góra (kierownik komitetu), doc. Henryk Szydłowski z Uniwersytetu A. Mickiewicza w Poznaniu. Prosimy o zgłaszanie propozycji członkostwa w tej organizacji, dzięki której można będzie uzyskiwać informacje z innych krajów dotyczące nauczania techniki.

Literatura

- [1.] G. Dudziak, H. Szydłowski, "Pojęcie o technice i postawy wobec techniki uczniów 13–14 letnich", *Wychowanie Techniczne w Szkole* 29 (256), 330 (1989).
- [2.] H. Szydłowski, "Międzynarodowe seminarium PATT", *Wychowanie Techniczne w Szkole* 27 (246), 566 (1987).

Henryk Szydłowski
Instytut Fizyki UAM
Poznań

30 lat Konferencji Sanibel

W styczniu 1961 r. na wyspie Sanibel u wschodnich wybrzeży Florydy, odbyła się pierwsza konferencja poświęcona kwantowej teorii materii, a dokładniej fizyce ciała stałego, fizyce molekularnej i chemii kwantowej oraz biologii molekularnej. Konferencja ta miała od początku międzynarodowy charakter, jej pierwszymi organizatorami była grupa Szwedów z Uniwersytetu w Uppsali, przede wszystkim zaś Per-Olov Löwdin, w dalszym ciągu (choć już na emeryturze) jej aktywny organizator. Trudności z transportem spowodowały, że jeden z największych autorytetów w tej dziedzinie, John Slater, odmówił przyjazdu na pierwsze dwie konferencje. Kiedy jednak przyjechał na trzecią z nich wyspa Sanibel tak mu się spodobała, że zbudował na niej dom, w którym zmarł w 1976 r. Do 1967 roku sprawozdania z konferencji publikowane były w *Reviews of Modern Physics* i *Journal of Chemical Physics*. W 1960 r. organizatorzy konferencji Sanibel utworzyli na Uniwersytecie Florydy w Gainesville istniejącą do dziś grupę (pod hasłem "Quantum Theory Project"), złożoną w połowie z profesorów fizyki a w połowie z chemików-teoretyków. Grupa ta od 1967 r. wydaje własne pismo *International Journal of Quantum Chemistry*, w którym publikowane są (jako osobne tomy) sprawozdania z konferencji Sanibel.

Chociaż konferencja zachowała swoją nazwę, od 1977 r. nie odbywa się ona już niestety na wyspie Sanibel, która ze spokojnego i cichego miejsca przekształciła się w

typowy amerykański ośrodek plażowy. Od kilku lat ta największa doroczna konferencja "na temat teorii atomów, cząsteczek i ciała stałego, metod obliczeniowych i zastosowań teorii do problemów biologicznych i farmakologicznych", jak brzmi jej oficjalna nazwa, odbywa się w najstarszym miasteczku Ameryki, założonym w 1565 r. St. Augustine. W ciągu ośmiu dni marca 1990 r. odbyło się 17 sesji plenarnych i 14 sesji plakatowych, każda z sesji plakatowych poprzedzona krótką prezentacją zachęcającą uczestników do obejrzenia plakatu. Trudno jest w krótkim sprawozdaniu oddać bogactwo tematów poruszanych w czasie konferencji. Pierwsze dwa dni, oprócz sesji poświęconej 30-leciu konferencji (B. Pullman, M. Kasha i J. Pople mówili głównie o swoich obecnych zainteresowaniach, niewiele czasu poświęcając historii), poświęcone były teoretycznym aspektom biologii molekularnej. Oddzielne sesje poświęcono projektowaniu cząsteczek (trudno się oprzeć urokowi obrazków ewolucji wielkich cząsteczek otrzymanych przy pomocy grafiki molekularnej w połączeniu z dynamiką molekularną, nawet jeśli się wie, na jak prostych modelach teoretycznych się to wszystko opiera), sieciom neuropodobnym i teorii pamięci (J. Anderson i J. Hopfield przedstawili ogólny obraz tej niezwykle ostatnio popularnej dziedziny), oraz strukturze i aktywności białek i kwasów nukleinowych. Następnego dnia odbyła się sesja dotycząca dynamiki biomolekuł oraz sesja poświęcona oddziaływaniom międzycząsteczkowym. Zagadnienia biomolekularne, ze względu na możliwości zastosowań wyników obliczeń w praktyce, przyciągają nie tylko przedstawicieli środowisk akademickich, lecz również przedstawicieli firm farmaceutycznych, przemysłu chemicznego oraz firm stosujących najnowocześniejsze technologie.

Przez wiele lat teoria kwantowego chaosu pozostawała na poziomie zagadnień modelowych dla dwuwymiarowych hamiltonianów. Na sesji "porządek i chaos w widmach molekularnych" przedstawiono jej zastosowania w spektroskopii. Nawet w pozornie zupełnie chaotycznych widmach rotacyjno-wibracyjnych dają się dostrzec przy niskiej zdolności rozdzielczej regularności związane z ruchami kwaziperiodycznymi. Bardziej tradycyjnym metodom obliczania widm cząsteczek poświęcono osobną sesję. Kilka sesji poświęcono zastosowaniom oraz samym metodom obliczania struktury elektronowej cząsteczek i zagadnieniom korelacji elektronowej w ciałach stałych. Wyróżniono przy tym trzy grupy metod, którym poświęcono osobne sesje: teorii i zastosowań funkcjonałów gęstości (nadprzewodnictwo, teoria ciała stałego i struktura cząsteczek), metod propagatorów w fizyce molekularnej i odrodzonej ostatnio metody wiązań walencyjnych. Kwantowej dynamice molekularnej poświęcona była nie tylko jedna z sesji, lecz również dyskusja "okrągłego stołu".

Każda sesja plenarna składała się z trzech wykładów. Jeśli dodać do tego ponad 200 plakatów otrzymamy obraz bardzo pracowitego tygodnia, w którym pierwsza sesja rozpoczynała się o 8:30 rano a ostatnia kończyła o północy. Pomimo tego znalazło się miejsce na kilka bankietów (z doskonałym referatem I. Klotza "Jak zostać sławnym nie mając racji w nauce" w czasie jednego z nich). Warto też odnotować duże zainteresowanie firm komputerowych konferencją: FPS, Stardent i Silicon Graphics nie tylko reklamowały i przedstawiały swój najnowszy sprzęt, lecz również organizowały życie nocne fundując drinki. ...Stosowana mechanika kwantowa stała się znaczącym konsumentem komputerowych mocy i często dostęp do superkomputera jest koniecznym (lecz nie wystarczającym) warunkiem uzyskania interesujących rezultatów. Od wielu już lat postęp w tej dziedzinie jest raczej ewolucyjny niż rewolucyjny, dokonuje się dzięki ulepszaniu metod obliczeniowych, doskonaleniu programów komputerowych (duże systemy programów zawierają

setki tysięcy wierszy) oraz rozwojowi samych komputerów. Pojawia się coraz więcej bardzo ambitnych zastosowań obliczeń kwantowomechanicznych w fizyce ciała stałego, fizyce powierzchni i fizyce oraz biologii molekularnej. Nietrudno jest przewidzieć wzrastające znaczenie metod fizyki i chemii komputerowej, gdyż są one nie tylko istotnym, często bardzo obniżającym koszty, uzupełnieniem i pomocą w interpretacji wyników doświadczeń, ale w wielu przypadkach są jedynym źródłem informacji o mikroświecie.

W 30-tej konferencji Sanibel wzięło udział ok. 350 osób, w tym 10 uczestników z Polski, w większości przebywających na długoterminowych stażach w USA.

Włodzimierz Duch

Instytut Fizyki UMK

Toruń

R E C E N Z J E

Michał Heller, *Teoretyczne podstawy kosmologii*, PWN, Warszawa 1988, str. 196, nakład 1.700 egz., cena zł. 360.-

Myszę, że każdy autor tekstu naukowego lub popularnonaukowego przed przystąpieniem do pracy nad swoim dziełem powinien odpowiedzieć sobie na następujące dwa pytania: 1. Jakiego poziomu wiedzy oczekuje od przyszłego czytelnika? 2. Z jakim poziomem wiedzy zamierza pozostawić czytelnika, który pracę przeczyta?

Nie potrafię zgadnąć, jak sobie na te pytania odpowiedział prof. Heller. Książka jest za trudna na to, aby mogła służyć jako podręcznik geometrii różniczkowej i teorii grawitacji komuś kto tych dyscyplin nie zna, nawet jeśli posiada wymagane przygotowanie wstępne z analizy matematycznej oraz teorii grup i algebr Liego. Z kolei czytelnik, który zna geometrię różniczkową i teorię grawitacji w miarę biegle, po przeczytaniu książki pozostanie na poziomie wiedzy zbliżonym do tego, który posiadał przedtem. Książka ta jest bowiem streszczeniem wiedzy zebranej z ważniejszych prac oryginalnych i podręczników i nie oferuje syntetycznego nowego spojrzenia na całość materiału ani nowego ujęcia szczegółów. Wypowiadam tę nieprzychylną opinię z wielką przykrością, ponieważ bardzo szanuję tę część dotychczasowego dorobku naukowego i popularnonaukowego prof. Hellera, z którą zdołałem się zapoznać (imponująco obszerną i ciągle rosnącą całość mam nadzieje poznać w przyszłości) i zawsze podziwiałem jego talent dydaktyczny. Autor z pewnością poradziłby sobie i z tym tematem, ale musiałby zdecydować się na dzieło o znacznie większej objętości.

Kosmologia rozumiana jest przez Autora bardzo szeroko. Zalicza on do kosmologii wszelkie teorie fizyczne i matematyczne, które wypowiadają twierdzenia o czasoprzestrzeni. Kolejne rozdziały omawiają geometrię różniczkową, geometrię różniczkową z metryką, geometrię wiązek włóknistych (z zastosowaniem do teorii pól cechowania), ogólną teorię względności w języku wiązki reperów nad czasoprzestrzenią, podstawy filozoficzne kosmologii relatywistycznej oraz ogólne własności geometryczne i fizyczne standardowego modelu Wszechświata. W osobnym dodatku przedyskutowane są, z punktu widzenia teorii wiązek włóknistych, modele czasoprzestrzeni "obowiązujące" w różnych epokach historycznych – od Arystotelesa przez Newtona do Einsteina.

Główną przyczyną trudności, jakie tekst prof. Hellera prawdopodobnie sprawi nowicjusom, jest posługiwanie się bardzo zaawansowanymi pojęciami matematycznymi, których znajomość Autor albo zakłada u czytelnika, albo też definiuje je bardzo zwięźle i przechodzi do dalszych konstrukcji, zakładając jakby, że sama definicja wytworzy u czytelnika całą wiedzę, jaką studenci tradycyjnych kursów zdobywają po rozważeniu szeregu przykładów i wykonaniu serii ćwiczeń. Autor ostrzega uczciwie, że do opanowania geometrii różniczkowej potrzebne będą dalsze lektury. Wydaje mi się jednak, że skondensowanie

wiedzy jest tu zbyt wielkie, aby mogło być strawne dla kogoś, kto próbuje przyswoić ją sobie po raz pierwszy.

Innym skutkiem nadmiernego, moim zdaniem, nacisku położonego na małą objętość tekstu są skrótowe myślowe prowadzące do niejasności czy przejęczyżeń. Zaawansowany czytelnik przeskoczy przez nie bez kłopotu, lecz mniej zaawansowany może zostać wprowadzony w błąd. Dlatego dobrze byłoby poprawić je przed ewentualnym następnym wydaniem. Poniższa lista pomija (nieliczne) oczywiście pomyłki i błędy drukarskie:

s. 13 – "Własności wyrażone w definicji przestrzeni Banacha zapewniają, że (...) jest ona obiektem (...) eliminującym sytuacje patologiczne (...)". Definicja ta selekcjonuje po prostu pewne aspekty możliwych geometrii w celu zbadania ich konsekwencji. Nie ma podstaw do stwierdzenia, że przestrzenie nie posiadające własności przestrzeni Banacha są patologiczne. Są nimi n.p. przestrzeń Minkowskiego oraz wszystkie rozmaitości rozważane w ogólnej teorii względności.

s. 22 – "Whitney (1936) udowodnił również, że każda n -wymiarowa rozmaitość jest dyfeomorficzna z pewnym podzbiorem przestrzeni \mathcal{R}^m , przy czym $n \leq 2m + 1$ ". Wspomniane tu twierdzenie Whitneya mówi, że każda rozmaitość klasy C^r o wymiarze m jest homeomorficzna klasy C^r z analityczną rozmaitością w przestrzeni euklidesowej o wymiarze $2m+1$. Obie rozmaitości są oczywiście tego samego wymiaru. Sformułowanie "z pewnym podzbiorem przestrzeni \mathcal{R}^m " pomija istotną część informacji i może być mylące.

s. 38 – definicja normy na rozmaitości pseudoriemannowskiej nie uwzględnia przypadku, gdy $g_x(v, v) < 0$.

s. 41 – Mylące jest stwierdzenie, że dla rozmaitości nieprzedłużalnej przedłużenie nie istnieje. Według podanej w poprzedzającym zdaniu definicji, rozmaitość M jest nieprzedłużalna, gdy dla każdego jej włożenia izometrycznego $f : M \rightarrow M'$ zachodzi $f(M) = M'$ (mówiąc w uproszczeniu, rozmaitość nieprzedłużalna jest identyczna z każdym swoim przedłużeniem). Dokładnie tak objaśnia to pojęcie cytowany w tym miejscu podręcznik Hawkinga i Ellisa.

s. 44 – W ostatnim zdaniu powinno być: odległość ta (...) może być równa zeru (nie "różna od zera").

s. 46 – poprawna forma podanego tam wzoru:

$$G_x(v, v) = g_x(v, v) - 2(g_x(v, u))^2.$$

s. 49 – komentarz o odległości lorentzowskiej gubi istotne informacje wskutek nadmiernej lakoniczności. Podstawowa różnica między metryką riemannowską i metryką lorentzowską polega na tym, że w tej pierwszej, jeśli punkty p i q można połączyć łukiem krzywej o zerowej długości, to $p = q$, natomiast w tej drugiej, jeśli q leży w przyczynowej przyszłości p i $q \neq p$, to istnieje nietrywialny łuk krzywej o zerowej długości łączący p z q . Dlatego w metryce lorentzowskiej kres dolny długości łuków krzywych czasowych łączących p z q (jeśli takie istnieją) wynosi zawsze zero. Jako odległość można natomiast zdefiniować kres górny takich łuków. W niektórych patologicznych przypadkach prowadzi to do konieczności przyjęcia, że odległość od p do q jest istotnie równa nieskończoności, mimo że istnieją łuki krzywych czasowych o skończonej długości łączące p z q . Zachodzi to np. wtedy, gdy w czasoprzestrzeni istnieją zamknięte krzywe czasowe, a p i q leżą na tej samej zamkniętej krzywej czasowej. (Występuje wtedy zresztą jeszcze kilka interesujących patologii, nie wspomnianych w książce.) W czasoprzestrzeniach wolnych od patologii (np. globalnie hiperbolicznych), jeśli istnieje łuk krzywej czasowej z p do q o

skończonej długości, to $d_L(p, q) < \infty$. Symbol $[0, \infty]$ dla zbioru wartości funkcji d_L został w gruncie rzeczy zdefiniowany przez Beema i Ehrlicha za pomocą powyższego rozumowania, w tradycyjnej teorii liczb rzeczywistych byłby on bezsensowny. Przeciwwstawienie odległości riemannowskiej $d_R: X \times X \rightarrow [0, \infty)$ odległości lorentzowskiej, dla której Autor pisze "... $d_L: X \times X \rightarrow [0, \infty]$ – a więc przyjmującą niekoniecznie skończone wartości... ", bez dodatkowego komentarza wytworzy zamęt w głowie czytelnika.

s. 51 – 52 - Przestrzeń płaska z nieokreśloną formą metryczną nie może być nazywana przestrzenią Euklidesa.

s. 59 – Notacja i objaśnienia w przykładzie 2.2 są niedopracowane. Nie może zachodzić związek $e_i = a_i^j e_j$ między wektorami tej samej bazy. Zapis $F(X^n) = (F(X^n), X^n, \pi, GL(\mathcal{R}^n))$ jest mylący, symbol dla wiązki głównej nie powinien być identyczny z symbolem dla przestrzeni wiązki. Nie jest prawdziwa równość $GL(\mathcal{R}^n) = \mathcal{R}^{n^2}$. Istnieją wprawdzie wzajemnie jednoznaczne odwzorowania zbioru macierzy $n \times n$ na przestrzeń \mathcal{R}^{n^2} , ale niektórym elementom \mathcal{R}^{n^2} odpowiadają przy tym macierze osobliwe, które do $GL(\mathcal{R}^n)$ nie należą. Oznaczenia dla wiązki włóknistej są niekonsekwentne: na s. 59 grupa strukturalna G jest czwartym elementem zbioru, włókno typowe F – piątym, na str. 60 i 61 jest odwrotnie.

s. 65 – Spiętrzenie pojęć niezdefiniowanych w książce uczyni definicję 3.1c i komentarze do niej nieczytelnymi dla większości czytelników.

s. 68 – $d\theta$ jest 2-formą, nie pochodną 2-formy.

s. 72 – 73 – Bez przytoczenia przykładów równań pola wraz z interpretacją fizyczną użytych wielkości, rozważania o zastosowaniu teorii wiązek włóknistych do teorii cechowania są nieprzejrzyste.

s. 76 – 77 – Izomorfizm przestrzeni wektorowych $\rho_x: \mathcal{R}^n \rightarrow T_x(X^n)$ definiuje bazę w $T_x(X^n)$, jeśli została przedtem zdefiniowana baza w \mathcal{R}^n . Autor pisze zaś: "... bazę w punkcie $x \in X^n$ można także zdefiniować jako odwzorowanie $\rho_x: \mathcal{R}^n \rightarrow T_x(X^n)$ przyporządkowujące każdemu n liczbom rzeczywistym $\rho_x(\mathcal{R}^n)$ pewien wektor $u \in T_x(X^n)$; liczby $\rho_x(\mathcal{R}^n)$ nazywa się składowymi wektora u w bazie ρ_x ." Stwierdzenie to jest niejasne i zawiera nieścisłości terminologiczne, np. symbol $\rho_x(\mathcal{R}^n)$ zostanie prawdopodobnie odruchowo zrozumiany przez czytelnika jako obraz całej przestrzeni \mathcal{R}^n przy odwzorowaniu ρ_x . Niejasny i nieścisły sposób wyrażania się jest kontynuowany w następującej dalej definicji 1.1 i w komentarzach do niej. Na przykład: 1. Co to znaczy $\rho_x = (e_i)$? (ρ_x jest odwzorowaniem przestrzeni wektorowych, (e_i) jest zbiorem wektorów bazy); 2. Co to znaczy " $\phi_P(u) = \theta^i(u)$, $u \in T_x(X^n)$, przy czym (θ^i) jest bazą dualną do (e_i) "? (czy odwzorowanie ϕ_P przyporządkowuje wektorowi u jego obraz pod działaniem i -tej formy bazowej?) 3. Jaka jest definicja macierzy a we wzorze $(\theta_P(v))^\gamma = (a^{-1})^\gamma_\beta dx^\beta(\pi^*v)$?

s. 102 – Twierdzenie Fishera i Marsdena (o związku stabilności linearyzacyjnej z symetriami) zostało udowodnione tylko dla rozwiązań próżniowych.

s. 107 – Co to jest pokrycie jedno-wieloznaczne?

s. 118 – Stwierdzenie 2.8 (wzory na składowe tensora energii-pędu cieczy doskonałej) jest prawdziwe tylko w tej bazie, w której przeprowadzono dowód. Tekst sugeruje natomiast, że stwierdzenie jest prawdziwe ogólnie, zaś bazę zdefiniowano jedynie dla przeprowadzenia dowodu. Nie jest prawdą, że "W przypadku pola promieniowania krzywe całkowite pola wektorowego U są zerowymi geodetykami." Takie "pole promieniowania", o jakim tu jest mowa, jest charakteryzowane czasopodobnym polem prędkości i znikają-

cym śladem tensora energii-pędu. Jest to dość grube przybliżenie, autorzy dbali o ścisłość nazywając taką materię cząstkami relatywistycznymi. Prawdziwe promieniowanie, poruszające się po geodezyjnych zerowych (nazywane czasem "płynem Vaidyi"), ma tensor energii-pędu postaci $T_{\alpha\beta} = \rho k_\alpha k_\beta$, gdzie k_α jest wektorem zerowym.

s. 131 – Galaktyki grupują się w dwuwymiarowe powierzchnie, które można nazwać błonami. Słowo "włókna" sugeruje raczej struktury jednowymiarowe.

s. 138 – Istnienie różnorodności nakrywających wiąże się z grupami symetrii. W różnorodności z metryką \tilde{M} można identyfikować punkty P_1 i P_2 tylko wtedy, gdy istnieje izometria $\phi: \tilde{M} \rightarrow \tilde{M}$ o własności $\phi(P_1) = P_2$. Teoria przestrzeni nakrywających jest opracowana jedynie dla przypadku, gdy przestrzeń nakrywająca ma dyskretną grupę symetrii. Wielość dozwolonych identyfikacji w różnorodnościach Robertsona-Walkera wynika z ich wysokiej symetrii. W ogólności, dowolna czasoprzestrzeń M nie ma żadnych symetrii. Znane są duże klasy jawnych ścisłych rozwiązań równań pola grawitacyjnego bez symetrii, wśród nich także takie, które zawierają czasoprzestrzeń Robertsona-Walkera jako przypadki graniczne. W tych rozwiązaniach różnorodność nakrywająca jest po prostu identyczna z różnorodnością wyjściową; identyfikacje są tam niewykonalne.

Podręcznik geometrii różniczkowej i teorii grawitacji o takim zakresie treści, jak w omawianej książce, byłby na polskim rynku bardzo przydatny. Szczególnie cenną jego częścią byłby wykład teorii wiązek włóknistych. Istnieje tylko niewiele takich podręczników w literaturze światowej. W Polsce, z ogólnie znanych powodów, są one dostępne tylko w bibliotekach i to niewielu. Wielu fizyków i zapewne matematyków chętnie zakupiłoby dzieło, które w ich prywatnych zbiorach mogłoby pełnić rolę podręcznej encyklopedii przedmiotu. Encyklopedią taką mogłyby stać się następne wydania książki prof. Hellera, pod warunkiem jednak znacznego rozszerzenia treści (głównie o przykłady i ćwiczenia) i staranniejszego dopracowania szczegółów – tak, aby materiał stał się przyswajalny dla nowicjuszy. W obecnej formie książka opiera się na założeniu, że czytelnik sięgnie po szczegóły do innych tekstów – w większości trudno dostępnych. Podejrzewam, że trudności te mogą wielu czytelników raczej zniechęcić niż zachęcić do dalszych studiów.

Andrzej Krasieński

Centrum Astronomiczne
im. Mikołaja Kopernika
Polska Akademia Nauk
Warszawa

O fizyce i filozofii czyli kilka uwag na marginesie krytyki
(odpowiedź na recenzję książki *Teoretyczne podstawy kosmologii*)

W związku z recenzją mojej książki *Teoretyczne podstawy kosmologii* (PWN, War-

szawa 1988), napisaną przez Pana Andrzeja Krasieńskiego, nasunęło mi się kilka uwag, którymi – być może – powinienem podzielić się z Czytelnikami. Uwagi te będą tylko w części odpowiedzią na recenzję. Książka, która nie potrafi obronić się sama, jest złą książką. Ale chcę "bronić" nieco mojego stylu uprawiania nauki, a mojej książki – najwyżej pośrednio.

Istnieją naukowcy (fizycy, astronomowie, biolodzy i inni) oraz filozofowie nauki, a pomiędzy nimi zieje przepaść. Naukowcy budują skomplikowane aparaty, mierzą subtelności, które trudno przełożyć na język potoczny, rozwiązują równania różniczkowe, grzebią w strukturach matematycznych, wszystko to czynią w nadziei, że uda im się znaleźć lepszy niż dotychczas model jakiegoś fragmentu rzeczywistości. Filozofowie nauki zastanawiają się nad tym, co to jest prawo przyrody, jaka jest struktura naukowej teorii, roztrząsają pytanie, czy nauka rozwija się gwałtownymi rewolucjami, czy stopniową akumulacją wyników. Jeśli sięgają przy tym do jakichś przykładów, to najczęściej są one czerpane z fizyki klasycznej i to nierzadko (by nie powiedzieć – z reguły) ich źródłem są półpopularne książki lub relacje innych filozofów. Rzecz zastanawiająca, nawet na najlepszych uniwersytetach świata wydziały fizyki i wydziały filozofii prawie zawsze pozostają względem siebie w szczelnej izolacji, choć znajdują się na przeciwległych krańcach tego samego trawnika. Moją ambicją zawsze było i jest być kimś pośrodku.

Od wczesnych lat studenckich pasjonowały mnie zagadnienia ogólniejsze, o posmaku filozoficznym, ale zdawałem sobie sprawę z tego, że filozofia nauki bez zejścia do technicznych szczegółów, do konkretów badawczej codzienności, słowem – bez czynnego uprawiania samej nauki, będzie zawieszona w próżni, nietrafiająca w sedno, jałowa. Zacząłem uprawiać fizykę, by być odpowiedzialnie filozofem.

I tu zaczęły się kłopoty. Filozofowie często mówili: przecież tu nie ma żadnej filozofii, to są czysto techniczne szczegóły. Fizycy niejednokrotnie kręcili głowami: przecież tu nie ma nic istotnie nowego, to czysta filozofia. Z czasem nauczyłem się pisać tak, by fizycy myśleli, że praca jest czysto fizyczna (wtedy w ogóle zrezygnowałem z czytelników) lub tak, by rozumieli ją filozofowie (*a priori* godząc się z tym, że fizycy potraktują ją jako popularno – naukową). Raz postanowiłem napisać książkę, w której mógłbym treści o filozoficznym znaczeniu wyczytywać bezpośrednio z matematycznych struktur a nie za pośrednictwem popularno-naukowych sztuczek. Nie jest to tylko kwestią literackiej strategii. Posługując się popularyzacją, można uprawiać jedynie mniej lub bardziej udaną propagandę na rzecz takiej czy innej interpretacji. Logiczną spójność interpretacji daje się pokazać wyłącznie przez odwołanie się do matematycznych struktur, które tej interpretacji podlegają. Książkę taką napisałem. Przeczytał ją fizyk (dobry fizyk!) i ... nastąpiło to, czego na podstawie poprzedniego doświadczenia powinienem oczekiwać.

Rodzi się zatem pytanie: czy warto pisać, jeśli nie ma odbiorcy, w pustkę? Rzecz jednak w tym, że właśnie pustkę trzeba wypełnić. Jeśli nie ma odbiorcy, to należy go stworzyć. Postęp w filozofii polega na tym, że ktoś dostrzega ziemię niczyją i zaczyna ją uprawiać. *Teoretyczne podstawy kosmologii* były zamierzone jako eksperyment i być może będzie to eksperyment tylko częściowo udany.

Nie jest jednak aż tak źle jakby powyższe wywody mogły sugerować. Zdarzają się czytelnicy, którzy są właściwymi adresatami. Recenzent z *Nowych Książek* (luty 1989, s. 20) – filozof, ale interesujący się kosmologią – i recenzent z *W Drodze* (nr. 3, 1989, s. 102–105) – fizyk, ale o zacięciu filozoficznym – wyczytali w *Teoretycznych podstawach kosmologii* sporo z tego, co tam napisałem. A jakie są główne tezy tej książki, tezy, których

znikąd nie zapożyczyłem, ale które – jak sądzę – udokumentowałem przez analizę rzeczy skądinąd dobrze znanych każdemu specjalście? Tego oczywiście tu nie powiem, to *jest napisane* w mojej książce.

Pan Krasiński sporządził listę błędów i usterek, jakie znalazł w *Teoretycznych podstawach kosmologii*. Nie będę z nimi polemizował; wiele z nich jest słusznych. Na szczęście są one łatwe do usunięcia i nie mają znaczenia dla zasadniczego ciągu argumentacji. Mam egzemplarz książki, na którym nanoszę wszystkie dostrzeżone błędy. Niektóre spośród wytkniętych mi przez Pana Krasińskiego już są tam zaznaczone, niestety jest tam także sporo innych a te których jeszcze nie ma z pewnością naniosę. Jestem Panu Krasińskiemu wdzięczny za rzeczową krytykę.

Mój krytyk sugeruje mi, żeby w następnych wydaniach przerobić książkę na "podręczną encyklopedię przedmiotu". Oczywiście nie zrobię tego. Jeśli będą następne wydania, miałbym obowiązek poprawienia wszystkich dostrzeżonych błędów i pomyłek, chętnie rozszerzyłbym także niektóre moje "filozoficzne komentarze" i może niektóre inne partie, ale przerobienie książki na jeszcze jeden podręcznik, choćby miał on być pierwszym tego rodzaju podręcznikiem w języku polskim, byłoby zdradą mojej ideologii. Przyznam się, że – owszem – niekiedy nawiedza mnie pomysł "podręcznika współczesnej geometrii różniczkowej dla fizyków-relatywistów", ale logika takiego podręcznika musiałaby być całkiem inna. I nie sądzę, żebym w najbliższej przyszłości mógł wygospodarować aż tyle czasu ile potrzeba na przyjemność, jaką daje zonglowanie geometrycznymi strukturami na użytek dydaktyki.

Michał Heller

Wydział Filozofii

Papieska Akademia Teologiczna

Kraków

LIST DO REDAKCJI

O nazwach niektórych cząstek

Po przeczytaniu dwóch bardzo ciekawych artykułów zamieszczonych w jednym zeszycie *Postępów Fizyki*: J.M. Schwarza "Superstruny" w przekładzie L.M. Sokołowskiego oraz J. Kalinowskiego "Sektor Higgsa ..." (*PF* 40, no. 4 (1989)), uświadomiłem sobie, że czasopismo to jest bardzo ważną instancją w ustalaniu polskiej terminologii fizycznej. Bowiem w *Postęпах Fizyki* pojawiają się po raz pierwszy w języku polskim pewne terminy znane już po angielsku. Należy więc głęboko zastanowić się nad tym w trakcie prac redakcyjnych.

Chodzi mi tym razem o nazwy cząstek – hipotetycznych i potwierdzonych doświadczalnie. Bozony W i Z mają swoje odpowiedniki supersymetryczne zwane po angielsku *wino* oraz *zino*. Pierwsza z tych nazw ma homonim w języku polskim, który znaczy to samo, co po łacinie *vinu*. Trzeba by tę odmiennosc znaczeń jakoś zaznaczyć. Panowie Sokołowski i Kalinowski rozwiązali ten problem różnie. Leszek M. Sokołowski utworzył słowo *wuino* przez dodanie końcówki -ino do litery polskiego alfabetu wymawianej "wu". Jan Kalinowski napisał *Wino* z pierwszą literą wydrukowaną inaczej, bo kursywą. To drugie rozwiązanie wydaje mi się gorsze, gdyż po pierwsze, dlaczego niektóre z nazw cząstek mają być pisane z dużej litery, po drugie kursywa i tak będzie zgubiona przy pisaniu na tablicy czy na zwykłej maszynie do pisania, po trzecie: co zrobić gdy to słowo pojawi się we fragmencie pisany kursywą, a po czwarte w mowie dużych liter nie widać. Tak więc wersję *wuino* uważam za lepszą.

Przy sposobności chciałbym zaproponować nazwę drugiej cząstki, którą Kalinowski nazywa *Zino* (znowu duże Z napisane kursywą), a Schwarza wcale nie wspomina. Otóż powtarzając poprzednią – moim zdaniem udaną – konstrukcję: polska litera alfabetu plus-ino, proponuję *zetino*. Można też utworzyć nazwy jednorazowe dla bozonów W i Z w pełnej analogii do reguły: neutron – neutrino, foton – fotino, gluon – gluino, jako *wuon* i *zeton*, bo wtedy końcówka -on jest tylko zamieniana na -ino i na odwrót. Jeśli ktoś powie, że w języku angielskim jeszcze nie ma jednowyrazowych terminów dla bozonów W i Z, to odpowiem: a dlaczego mamy czekać na kogoś innego aż to zrobi po angielsku, my mamy prawo uczynić to po polsku!

Bernard Jancewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Wrocław

Od Redakcji

W związku z zakończeniem wydawania *Postępów Fizyki* przez Oddział Krakowski PWN, pragnę bardzo gorąco podziękować Dyrektorowi tego Oddziału, Panu Władysławowi Negreyowi oraz wszystkim pracownikom zaangażowanym w wydawanie naszego pisma za wieloletnią, bardzo dobrą i bardzo owocną współpracę. Szczególne słowa wdzięczności i uznania kieruję do Pani Redaktor Wandy Lohman, która przez wszystkie te lata bezpośrednio czuwała nad całością prac wydawniczych prowadzonych nad *Postępami Fizyki* w Oddziale Krakowskim.

Adam Sobiczewski
Redaktor Naczelny

K R O N I K A

Nominacje profesorskie

Prezydent RP na wniosek prezesa Rady Ministrów nadał tytuły naukowe profesora. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymali: Tomasz Dietl (IF PAN, Warszawa), Andrzej Eskreys (IFJ, Kraków), Mikołaj Jerzykiewicz (Uniw. Wrocławski), Józef Stanisław Kwiatkowski (UMK, Toruń), Leszek Łukaszuk (IPJ, Świerk), Rufin Makarewicz (UAM, Poznań), Andrzej Marcinkowski (IPJ, Świerk), Jacek Migdałek (WSP, Kraków), Andrzej Mycielski (IF PAN, Warszawa), Ryszard Tarnaś (UAM, Poznań), Jerzy Tołwiński (Centrum Onkologii – Inst. Marii Skłodowskiej-Curie, Warszawa), Krzysztof Wódkiewicz (Uniw. Warszawski), Andrzej Zieliński (Inst. Oceanologii PAN, Sopot), Wiktor Zippert i Marek Zralek (Uniw. Śląski, Katowice).

Nominacje zostały wręczone 9 października, 26 października i 22 listopada 1990.

Zebranie Ogólne IUPAP

W dniach od 24 do 28 września 1990 odbyło się w Dreźnie 20 Zebranie Ogólne Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (International Union of Pure and Applied Physics). W skład polskiej delegacji wchodził: J. Werle – przewodniczący Komitetu Narodowego ds. IUPAP, A. Kujawski – sekretarz Komitetu Narodowego ds. IUPAP, J. Wdowczyk – sekretarz Komisji Promieni Kosmicznych IUPAP.

W czasie Zebrania odbyło się kilka sesji naukowych oraz kilka sesji poświęconych sprawom organizacyjnym i wyborom nowych władz IUPAP i członków komisji

naukowych. Po przedyskutowaniu złożonej propozycji, Zebranie Ogólne Unii zdecydowało powołać nową komisję naukową pod nazwą Komisja Fizyki Biologicznej. Jak podkreślano w dyskusji, biofizyka to stosowanie fizyki w biologii, natomiast nowa komisja ma się zajmować fizyką inspirowaną przez biologię (np. określenie i wykorzystanie parametrów uporządkowania w układach biologicznych). Obecnie liczba komisji naukowych wynosi 19.

Nowym prezydentem Unii został Yu.A. Ossipyan z ZSRR. Jeśli chodzi o udział polskich fizyków we władzach Unii to: J. Werle został wybrany jednym z wiceprezydentów Unii, J. Wdowczyk – przewodniczącym Komisji Promieni Kosmicznych, M. Grynberg – sekretarzem Komisji Fizyki Półprzewodników. Członkami komisji naukowych wybrano: J. Łopuszańskiego (Komisja Fizyki Matematycznej), F. Kaczmarka (Komisja Nauczania Fizyki).

Na pierwszym posiedzeniu Rady Wykonawczej Unii zapadła decyzja o dofinansowaniu konferencji poświęconej nauczaniu fizyki, która odbędzie się w Toruniu w 1991 r. (GIREP '91).

Adam Kujawski

Medal Królewski dla Berry'ego

Michael Berry (Uniw. w Bristolu) otrzymał w 1990 r. Medal Królewski w uznaniu za swoje głębokie i wnoszące wiele nowego badania fizyki klasycznej i kwantowej, a w szczególności za odkrycie "fazy Berry'ego" (O tym odkryciu pisała w *Postęпах Fizyki* Zofia Białynicka-Birula (*PF* 39, 157 (1988))).

Medal Królewski przyznaje królowa brytyjska na wniosek Towarzystwa Królewskiego w Londynie.

Phys. World 3, No 9 (1990) B. W.

Polskie Towarzystwo Zastosowań Elektromagnetyzmu

Dnia 28 września 1990 odbyło się zebranie założycielskie Polskiego Towarzystwa Zastosowań Elektromagnetyzmu. Towarzystwo skupia specjalistów zajmujących się fizyką plazmy, nadprzewodnictwem wysokotemperaturowym, generacją silnych pól elektromagnetycznych oraz opisem efektów elektromagnetycznych w ciałach odkształconych.

Na prezesa Towarzystwa wybrano prof. Eryka Infelda (IPJ); kontrkandydatem był prof. Dominik Rogula (IPPT PAN). Zastępcami prezesa zostali doc. Andrzej Krawczyk (Inst. Elektrotechniki, Międzylesie) i dr Jerzy Paweł Nowacki (IPPT PAN).

Jerzy Paweł Nowacki

XXXIX OLIMPIADA FIZYCZNA

W zawodach XXXIX Olimpiady Fizycznej w roku szkolnym 1989/90 wzięło udział w stopniu: wstępnym – 1029 uczniów (w tym 127 dziewcząt) z 204 szkół, pierwszym – 1195 uczniów (w tym 131 dziewcząt) z 330 szkół, drugim (części teoretycznej) – 861 uczniów (w tym 71 dziewcząt) z 236 szkół, drugim (części doświadczalnej) – 221 uczniów (w tym 9 dziewcząt) ze 104 szkół, trzecim – 71 uczniów (w tym 3 dziewczęta).

Porównanie z ubiegłym rokiem, zarówno liczby uczestników biorących udział w stopniach wstępnych (ok. 2000 uczestników

do ok. 1200) jak i liczby szkół (ok. 550 do ok. 330) wskazuje na duży spadek zainteresowania uczniów tą formą współzawodnictwa. Wiązać to należy m.in. z ogólnym spadkiem zainteresowania wykształceniem. Nie bez wpływu, jak dowodzą lata ubiegłe, jest ogólna sytuacja polityczna w kraju odciągająca uwagę od tak w końcu marginalnego zdarzenia, jakim jest Olimpiada Fizyczna.

Do zawodów finałowych dopuszczono 71 uczestników. Spośród nich wyłoniono 28 laureatów. W tegorocznej Olimpiadzie laureatem zostawało się zdobywając więcej niż 42 punkty na 100 możliwych.

Najlepszy zawodnik, Tomasz Motylewski uzyskał 83 punkty. Laureatką jest jedna uczennica, co należy podkreślić, gdyż jest to zjawiskiem bardzo rzadkim. Wśród laureatów jest 6 uczniów klas drugich, co cieszy szczególnie, 8 uczniów z klas trzecich, 13 uczniów z klasy czwartej i jeden z klasy piątej. Dwóch spośród laureatów, Tomasz Motylewski i Cezary Śliwa to weterani – laureatami zostali po raz trzeci. Podkreślić należy sukces Łodzian – siedmiu laureatów, w tym czterech z jednej szkoły, I LO im. Mikołaja Kopernika. Cezary Śliwa został ponadto wyróżniony za rozwiązanie zadania doświadczalnego i zadania pierwszego. Oprócz niego wyróżniono także Krzysztofa Giaro za zadanie pierwsze i Dariusza Plewczyńskiego za zadanie trzecie. Pierwszych ośmiu laureatów to:

1. Tomasz Motylewski z XXVI LO w Łodzi, uczeń mgr Agnieszki Bienieckiej.
2. Michał Rams z XII LO w Krakowie, uczeń mgra Tomasza Turka.
3. Kacper Sokołowski z I LO im. M. Kopernika w Łodzi, uczeń mgr Stefanii Łakomickiej.
4. Krzysztof Bobrowski z I LO w Stargardzie Szcz., uczeń mgr Aliny Jabłońskiej.
5. Cezary Śliwa z XL LO im. W. Górskiego w Warszawie, uczeń mgr Teresy Lipnickiej.
6. Romuald Janik z V LO im. A. Witkow-

skiego w Krakowie, uczeń dra Sławomira Brzezowskiego.

7. Konrad Banaszek z LO im.M.Kopernika w Gdańsku, uczeń mgr Krystyny Sadłowskiej.

8. Leszek Motyka z V LO im.A.Witkowskiego w Krakowie, uczeń mgra Marka Cygana.

Po bardzo kiepskich wynikach zawodów drugiego stopnia, w czym udział decydujący miało zadanie doświadczalne (pomiar oporności właściwej cieczy za pomocą czterech sond), Komitet Główny przedstawił uczestnikom zawodów finałowych zestaw zadań, w którym, jak przypuszczano, przynajmniej dwa zadania powinna zrobić większość finalistów. Okazało się, nie po raz pierwszy, jak złudne są takie kalkulacje i, o ile zadanie trzecie z kinematyki relatywistycznej istotnie rozwiązało sporo uczniów (nawiazywało ono tematycznie do jednego z zadań zawodów drugiego stopnia), to zadanie drugie (z termodynamiki) – zaledwie kilku. Zadanie z mechaniki i doświadczalne wyznaczanie grubości płytki szklanej, gdzie wykorzystano napięcie powierzchniowe cieczy, wypadły słabo. Wieloletnie doświadczenie wskazuje, że zadania z termodynamiki z reguły wypadają bardzo źle. W dużym stopniu dotyczy to też zadań doświadczalnych, co wskazuje na systematyczne braki w nauczaniu szkolnym.

Zdecydowanie wyróżnić trzeba pracę trzech nauczycielek, Pań Magister Hanny Szyburskiej i Stefanii Łakomickiej z I LO im.M. Kopernika w Łodzi oraz Krystyny Sadłowskiej z I LO im M. Kopernika z Gdańska, które wychowały po dwóch laureatów.

Pięciu laureatów, zdobywców miejsc od drugiego do szóstego (zdobywca pierwszego miejsca wybrał start w Międzynarodowej Olimpiadzie Chemicznej) reprezentowało nas na 21 Olimpiadzie Międzynarodowej w Holandii.

Dnia 28 maja 1990 r. odbyło się uroczyste rozdanie nagród i dyplomów laureatom i ich nauczycielom w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW, w trakcie którego prof. Kazimierz Rzążewski wygłosił wykład "Paradoksy mechaniki kwantowej". Warto podkreślić stałą życzliwość i opiekę jaką jesteśmy otaczani ze strony Kierownictw Instytutu Fizyki PAN i Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW oraz Dziekanatu Wydziału Fizyki UW, bez których w tak trudnych czasach Olimpiada nie mogłaby w żaden sposób się odbywać.

W roku szkolnym 1990/91 planujemy przeprowadzić zawody jubileuszowej, bo czterdziestej już Olimpiady Fizycznej, w następujących terminach: zawody II stopnia – część teoretyczna – 13.01.1991 r., zawody II stopnia – część doświadczalna – 17.02 1991 r., zawody finałowe – 2-3 kwietnia 1991 r., uroczyste wręczenie dyplomów i nagród – 27 maja 1991 r.

Miroslaw Hamera

XXI MIĘDZYNARODOWA OLIMPIADA FIZYCZNA

Zawody XXI Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej odbyły się w Groningen (Holandia) w dniach 5 – 13 lipca 1990. Wzięły w nich udział 32 państwa: Australia, Austria, Belgia, Bułgaria, Chiny, Cypr, Czechosłowacja, Finlandia, Hiszpania, Holandia, Iran, Islandia, Jugosławia, Kanada, Kolumbia, Kuba, Kuwejt, Norwegia, NRD, Polska, RFN, Rumunia, Singapur, Stany Zjednoczone, Szwecja, Tajlandia, Turcja, Węgry, Wielka Brytania, Wietnam, Włochy i Związek Radziecki. Ponadto dwa kraje (Litwa i Surinam) były reprezentowane przez swoich obserwatorów. Obecny był również obserwator z Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (Lars Gilsen, Szwecja).

Zgodnie z regulaminem, każdy kraj uczestniczący w zawodach mógł przysłać pięciu zawodników (zawodniczek) oraz dwóch opiekunów. Polskę reprezentowali zwycięzcy XXXIX Olimpiady Fizycznej, którzy w zawodach krajowych zajęli miejsca od II do VI: 1. Michał Rams (Kraków) klasa III, 2. Kacper Sokołowski (Łódź) klasa II, 3. Krzysztof Bobrowski (Starogard Szczeckiński), klasa II 4. Cezary Śliwa (Warszawa) klasa III, 5. Romuald Janik (Kraków) klasa IV.

Zawodnik, który zajął u nas pierwsze miejsce, Tomasz Motylewski z Łodzi, bardziej zainteresowany chemią niż fizyką, zdecydował się wziąć udział w Międzynarodowej Olimpiadzie Chemicznej. Warto zwrócić uwagę na młody, znacznie młodszy niż zwykle, wiek zawodników: tylko jeden z ostatniej klasy, a aż dwóch z klasy drugiej!

Opiekunami naszej delegacji byli wieloletni członkowie Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej: Waldemar Gorzkowski (sekretarz Międzynarodowych Olimpiad Fizycznych) – kierownik delegacji oraz Andrzej Nadolny – opiekun pedagogiczny, obaj z Instytutu Fizyki PAN.

Wyjazd do Holandii był jak zwykle poprzedzony 10-dniowym obozem treningowym, w którym wzięli udział wszyscy członkowie drużyny oraz zawodnik rezerwowy, którym był Konrad Banaszek z Gdyni, laureat VII miejsca Olimpiady Fizycznej. Obóz został zorganizowany w Warszawie przez Komitet Główny Olimpiady Fizycznej, we współpracy z I Pracownią Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Odbył się on na ponad miesiąc przed zawodami, dzięki czemu zawodnicy mogli uzupełnić braki zauważone w czasie jego trwania.

W czasie zawodów uczniowie otrzymali do rozwiązania trzy zadania teoretyczne (jednego dnia) oraz dwa zadania doświadczalne (dwa dni później). Zadania teore-

tyczne, choć ciekawe, były słabsze niż u nas w czasie ubiegłorocznej Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej w Warszawie. Były też znacznie mniej starannie przygotowane. Dość powiedzieć, że dyskusja nad zadaniami teoretycznymi rozpoczęła się o trzeciej po południu, a ostateczny tekst angielski tematów zadań otrzymaliśmy około pierwszej w nocy (zadania trzeba było jeszcze przetłumaczyć na różne języki, co zajęło czas prawie do rana).

Natomiast zadania doświadczalne były ciekawsze niż zadanie dane u nas. Poza tym były one znacznie lepiej przygotowane niż zadania teoretyczne. Na szczególnie podkreślenie zasługuje staranne wykonanie przez organizatorów wszystkich zestawów doświadczalnych. Tak starannych zestawów dawno się nie widziało. Niewątpliwie było to zasługą Hansa Jordensa, jednego z organizatorów, wieloletniego opiekuna delegacji holenderskiej, człowieka o dużym doświadczeniu olimpijskim.

Zgodnie ze statutem każdego dnia na rozwiązanie zadań uczniowie mieli po pięć godzin, z tym, że w dniu doświadczalnym czas ten był podzielony na dwie części (po 2,5 godziny na każde z zadań doświadczalnych).

Rozwiązania były jak zwykle sprawdzane przez organizatorów zawodów z pomocą własnych tłumaczy. Praca ta została wykonana bardzo dobrze. Reklamacji było mało. Wiązały się one przede wszystkim z różnego rodzaju subtelnosciami językowymi i zostały bez trudu powyjaśniane podczas omawiania rozwiązań uczniowskich z opiekunami poszczególnych delegacji.

Najlepszy wynik (45.7 punktu na 50 możliwych) osiągnął Alexander H. Barnett z Wielkiej Brytanii. Zgodnie z regulaminem przyznawano w tym roku 6 pierwszych nagród, 12 drugich nagród, 25 trzecich nagród i 24 wyróżnienia. Ponadto nagrody specjalne za najlepsze rozwiązanie poszcze-

gólnych zadań.

Wyniki uzyskane przez naszą drużynę zasługują na pochwałę. Mimo niewiedzia udziału w zawodach przez laureata I miejsca krajowej Olimpiady Fizycznej i mimo pewnej niedyspozycji zdrowotnej Kacpra Sokołowskiego zdobyliśmy jedną pierwszą nagrodę (Cezary Śliwa), dwie trzecie nagrody (Michał Rams i Krzysztof Bobrowski), jedno wyróżnienie (Romuald Janik) oraz jedną nagrodę specjalną (Cezary Śliwa, za wzorowe rozwiązanie zadania nr. 2). Warto dodać, że Kacprowi Sokołowskiemu do zdobycia wyróżnienia zabrakło jedynie 0,5 punktu. Klasyfikacji drużynowej nie prowadzi się, gdyż statut nie określa sposobu obliczania wyniku drużyny jako całości. Niemniej jednak w rozmaitego rodzaju nieoficjalnych klasyfikacjach drużynowych na czele tabeli znajdują się Chiny i Związek Radziecki, my zaś znajdujemy się w pierwszej szóstce. Osiągnięcia naszej drużyny są szczególnie wartościowe ze względu na młody wiek naszych zawodników. Aż czterech z nich może jeszcze zakwalifikować się do udziału w zawodach w roku przyszłym (o ile, oczywiście, nie spoczną na laurach i o ile pomyślnie przejdą przez nasze "sito" olimpijskie).

Odbywająca się w Groningen XXI Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna zbiegła się z uroczystościami 950-lecia tego miasta, co nadało imprezie szczególnie uroczysty charakter. Warunki pobytu były wyśmienite. Warto przy tym wspomnieć o bardzo interesujących wycieczkach, np. o wycieczce do walcowni, kilkugodzinnej wycieczce żaglowcami połączonej z późniejszą wycieczką rowerową itp.

Jak zazwyczaj, przy okazji zawodów Komisja Międzynarodowa rozpatrywała szereg spraw organizacyjnych. Zgodnie z ubiegłoroczną decyzją, w tym roku miała się odbyć dyskusja na temat dokumentu zawierającego zakres materiału. Podstawą

dyskusji miały być propozycje nadesłane wcześniej do Sekretariatu MOF. Niestety, tylko jeden kraj przedstawił odnośne propozycje, w związku z czym przedłużono okres zbierania propozycji zmian do 31 grudnia 1990 r. i zobowiązano Sekretarza MOF (tj. niżej podpisanego) do przedstawienia nowej wersji zakresu materiału w czasie następnej MOF.

Sporo czasu poświęcono na rozpatrzenie proponowanej poprawki do statutu, zgodnie z którą uczniowie mogliby korzystać z kalkulatorów programowalnych. W sytuacji, gdy uczniowie czasami dostają na zawodach do swej dyspozycji komputery (tak było np. w Jugosławii, gdzie komputer był częścią wyposażenia jednego z zadań doświadczalnych, a także w Wielkiej Brytanii, gdzie komputer służył do modelowania ruchu cząsteczek), wydawało się, że poprawka taka zostanie bez żadnych trudności przyjęta. Argumenty przeciwko tej poprawce miały różny charakter. Wydaje się jednak, że najważniejszą okazała się obawa, iż dopuszczenie kalkulatorów programowalnych mogłoby doprowadzić do zasadniczych zmian w charakterze zadań olimpijskich, a konkretnie, iż mogłoby w krótkim czasie dojść do przewagi różnych sztuczek numerycznych nad treścią fizyczną. Z obawą tą trudno się nie zgodzić, zwłaszcza, gdy się widzi, co się dzieje w niektórych szkołach dysponujących techniką numeryczną (nie tylko w Polsce). Technika ta na lekcjach fizyki jest często wykorzystywana do błahych celów i nierzadko powoduje poważne zaniedbania w nauczaniu treści fizycznych. Proponowana poprawka została odrzucona zdecydowaną większością głosów. Natomiast prawie jednomyślnie przyjęto poprawkę o wyrażaniu uznania nauczycielom zwycięzców MOF. Od tej pory każda drużyna wraz z nazwiskiem każdego zawodnika ma prawo zgłosić nazwisko jego nauczyciela. W razie zwycięstwa ucznia, dostanie on dyplom

”swój” oraz dyplom dla swego nauczyciela.

Komisja Międzynarodowa miała rozpatrzyć w tym roku ewentualny oficjalny udział Litwy w zawodach. Przed dyskusją każdy z członków Komisji otrzymał kopię listu Ministra Oświaty i Kultury Litwy, adresowany do Komisji Międzynarodowej. Do podjęcia definitywnej decyzji w tej delikatnej sprawie nie doszło. Po niedługiej dyskusji przełożono podjęcie decyzji o rok.

wane poprawki muszą być przedstawione w formie pisemnej wszystkim delegacjom na co najmniej trzy miesiące przed zawodami.)

Sekretariat MOF przedstawił Komisji Międzynarodowej stan negocjacji dotyczących przyszłych olimpiad. Obrazuje go wyżej zamieszczona tabelka.

Waldemar Gorzkowski

1991	Hawana (Kuba)	(odbędzie się w dniach 1 –11 lipca 1991; wstępne materiały dotyczące zawodów zostały rozdane przez delegatów z Kuby)
1992	Helsinki (Finlandia)	(zobowiązanie potwierdzone, odbędzie się w dniach 5 – 13 lipca 1992)
1993	? (USA)	(zobowiązanie potwierdzone; miejsce zawodów będzie podane później)
1994	Pekin (Chiny)	(zobowiązanie potwierdzone)
1995	? (Australia)	(zobowiązanie nie potwierdzone)
1996	? (Norwegia)	(zobowiązanie potwierdzone; miejsce zawodów będzie podane później)
1997	?	
1998	? (Islandia)	(zobowiązanie potwierdzone; rok może jeszcze ulec zmianie)
1999	?	
2000	? (Wielka Brytania)	(zobowiązanie potwierdzone; miejsce zawodów będzie podane później)

W celu podniesienia poziomu zadań olimpijskich w przyszłości, delegacja tu-recka zaproponowała zmianę w statucie, zgodnie z którą organizatorzy powinni przygotować nie trzy zadania teoretyczne, lecz pięć. Komisja Międzynarodowa wybierałaby na zawody trzy z nich. Możliwość wyboru zadań przez Komisję pozwalałaby na eliminację zadań słabszych lub niedopracowanych. Odpowiednie pisemne sformułowanie tej poprawki zostanie przygotowane przez Sekretarza MOF i rozesłane do wszystkich delegacji w celu przemyślenia przed przyszłoroczną dyskusją. (Warto tu wspomnieć, że zgodnie z obecnie obowiązującym statutem wszystkie propono-

Lederman dokszałca nauczycieli

Kiepskie przygotowanie nauczycieli przedmiotów ścisłych w szkołach podstawowych i średnich oraz nieodpowiednie programy szkolne, i spowodowane tym złe wyniki nauczania oraz brak zainteresowania uczniów tymi przedmiotami, są teraz problemem w wielu chyba krajach. Sytuacja szczególnie ostro zarysowała się w USA w okręgu Chicago, gdzie odpada ze szkół ok. 40% uczniów.

Z inicjatywy Ministerstwa Energii USA, wybitny fizyk Leon Lederman (laureat Nagrody Nobla 1988 i do niedawna dyrektor Laboratorium Fermiego) przygotował, przy współpracy zwołanej przez siebie komisji, program działań, których celem jest poprawa tej sytuacji. Postanowiono utworzyć "akademię szkolenia nauczycieli przedmiotów ścisłych". Chodzi tu o zamierzenie na wielką skalę – 15000 nauczycieli w 600 szkołach obsługuje obecnie ok. 400000 uczniów.

Nauczyciele chicagowscy mają w ciągu najbliższych 7 – 8 lat przejść w akademii szkolenie zarówno merytoryczne jak i metodyczne. W okresach dziesięciodniowych szkolić się będzie intensywnie po 500 nauczycieli (rocznie ma przez taki kurs przejść 2000). Należy przypuszczać (choć nie jest to w informacji wyraźnie powiedziane), że w tym okresie nauczyciele będą zwolnieni ze swoich zajęć szkolnych. Po tym intensywnym kursie wrócą do swoich uczniów i będą nadal, choć już w wolniejszym tempie, przeszkalani. Około 40 osób jest obecnie zaangażowanych jako nauczyciele nauczycieli.

Działanie akademii rozpoczęło się jesienią 1990. Politechnika Stanu Illinois udzieliła na ten cel jednego ze swoich budynków. Akcja jest finansowana przez urzędy federalne, w tym przez Ministerstwo Energii, przez organizacje miejskie i firmy prywatne. Budżet roczny wynosi 25 mln dolarów.

Lederman przypuszcza, że po pewnym czasie uda mu się przenieść ten rodzaj działalności również do innych ośrodków amerykańskich.

Sci. Am. 263, No 4 (1990)

B. W.

Przedszkole Fizyki Teoretycznej

Zgodnie z wieloletnią tradycją, studenci Uniwersytetu Wrocławskiego działa-

jący w Kole Naukowym Fizyki Teoretycznej zorganizowali przy Zimowej Szkole Fizyki Teoretycznej w Karpaczu w dniach 19 lutego – 1 marca 1990 "XXIV Przedszkole Fizyki Teoretycznej" (sprawozdanie ze Szkoły p. Kronika 5/90).

Oprócz dość licznej grupy studentów z Wrocławia, w Przedszkolu wzięli udział koledzy z Poznania, Lublina, Łodzi i Warszawy. Większość uczestników przedstawiła samodzielnie przygotowane referaty, dotyczące głównie fizyki fazy skondensowanej. Szczególnie starannie przygotowane były referaty z Poznania i z Lublina.

Wszyscy "przedszkolacy" mieli możliwość słuchać wykładów prowadzonych przez fizyków z różnych krajów. Niektórzy z tych fizyków profesorowie: R. Combescot (Paryż), Ch. P. Enz (Genewa), D. A. Huckaby (Forth Worth, USA), R. Vaia (Florencja), P. Grassberger (Niemcy) wygłosili wykłady przygotowane specjalnie dla Przedszkola. Cieszyły się one olbrzymią popularnością. Profesorowie w sposób ogólnie zrozumiały przedstawili kilka zagadnień związanych ze współczesną fizyką ciała stałego, zwykle uważanych za trudne. Po wykładach znajdowali czas na rozmowy i spotkania z "przedszkolakami".

Wykłady profesorów, prelekcje kolegów i rozmowy na tematy związane z przedmiotem studiów nie wypełniały całego czasu, którym dysponowali "przedszkolacy". Koledzy mieszkający w innych regionach Polski mieli okazję poznać piękno Sudetów, wszyscy zaś zawarliśmy nowe, interesujące przyjaźnie. Żałujemy tylko, że wysokie ceny i trudności w uzyskaniu odpowiedniego funduszu zniechęciły niektórych studentów do udziału w Przedszkolu. Tym razem nie przyjechali także goście z zagranicy.

Pomimo tego uczestnicy wyjechali zadowoleni, obiecując, że w przyszłym roku przyjadą wraz ze swoimi kolegami. Uważamy, że idea Przedszkola powinna zostać

szeroko rozpropagowana i mamy nadzieję, że w 1991 spotkamy się w Karpaczu w znacznie liczniejszym gronie.

Pragniemy wyrazić gorące podziękowanie drowi Zygmuntowi Petru z Uniwersytetu Wrocławskiego za wszechstronną pomoc organizacyjną, a także wszystkim tym, którzy swoim doświadczeniem i radą pomagali przewycięzać trudności i przyczynili się do uatrakcyjnienia imprezy.

Irena Mróz

200 lat *Annalen der Physik*

W 1990 r. minęło 200 lat od kiedy zaczęło ukazywać się pierwsze niemieckie czasopismo fizyczne *Journal der Physik*. W zbliżonym czasie zaczęły wychodzić w Europie dwa inne czasopisma: francuskie *Annales de Chimie et de Physique* (w 1789) i angielskie *Philosophical Magazine* (w 1798).

Journal der Physik zmieniał kolejno nazwę na: *Neues Journal der Physik*, *Annalen der Physik*, *Annalen der Physik und Chemie* i znowu (od 1900) *Annalen der Physik*. Od 1877 czasopismo jest pod opieką Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego.

Początkowo, w czasach kiedy fizyka nie była dobrze rozwinięta w Niemczech, czasopismo zawierało głównie sprawozdania z publikacji w innych źródłach oraz listy od czytelników, przedstawiających swoje, często mało sensowne rozważania teoretyczne bądź wyniki swoich doświadczeń.

Od 1830 r. zaczęto na uniwersytetach niemieckich wprowadzać dobrze postawione nauczanie przyrodoznawstwa i nauk ścisłych (przykładem dla uczelni niemieckich była tu francuska Ecole Polytechnique). Wynikiem tych zmian była zmiana charakteru *Annalen der Physik*. Stały się

one typowym czasopismem naukowym publikującym prace oryginalne. Były też jedynym niemieckim czasopismem fizycznym aż do przełomu XIX i XX wieku. W 1990 r. zostało założone *Physikalische Zeitschrift*, a w 1920 *Zeitschrift für Physik*.

Mimo że redakcja *Annalen* w tym okresie nie była bardzo sprawna, Einstein był zdania, że nie należy powiększać liczby czasopism i tak pisał do Sommerfelda (18 grudnia 1919): "Nie uważam tego za szczęśliwe, że obok *Annalen* potrzebujemy jeszcze innego czasopisma do publikowania naszych prac. Jednak niezadowolenie z redakcji i wydawcy *Annalen* jest ogólne. *Annalen* są drukowane powoli, nie robi się prawie żadnego wyboru, zostawiając niepotrzebne dłużyzny." *Annalen* utrzymały się jednak aż do 1944 r., a po wojnie, w 1947 r., zostały wznowione i wychodzą w Lipsku.

Udział prac autorów spoza NRD, który początkowo wynosił 30%, stale spadał i w ostatnich latach stanowił zaledwie parę procent. Czas wydawania jest długi. Początkowo liczba prenumeratorów rosła – od 1600 w latach czterdziestych do 1900 w latach sześćdziesiątych, obecnie jednak szybko spada, w 1989 r. wynosiła 1200.

Towarzystwa fizyczne w obu państwach niemieckich były od pewnego czasu zaniepokojone tą sytuacją, chciałyby uratować najstarsze niemieckie czasopismo, wychodzące od 200 lat. Zarządy obu Towarzystw dobrze zdają sobie sprawę, że przy obecnej specjalizacji czasopism trzeba będzie dobrze przemyśleć jakie zadania miałyby spełniać *Annalen* i wobec tego jaki powinny mieć charakter.

Phys. Bl. 46, No 6 (1990)

B. W.

Historia CERN-u, cd.

Ukazał się, wydany przez firmę North-Holland, drugi tom historii CERN-u: *History of CERN*, vol II:

Building and Running the Laboratory.

Pierwszy tom, opublikowany w 1987 r., przedstawiał tworzenie się Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych w latach 1949–54. Tom drugi obrazuje rozwój w latach następnych, aż do połowy lat sześćdziesiątych. Przedstawione są wyniki badań i osiągnięcia techniczne, związki z fizyką europejską, problemy zarządzania wielkim międzynarodowym ośrodkiem naukowym. Autorami tego tomu są: A. Hermann, J. Krige, U. Mersits i D. Pestre. Cena tej 900-stronicowej książki nie jest niska – 140 dolarów.

CERN Courier 30, No 7 (1990) B. W.

Fizyka powierzchni

Ukazał się tom I (1990) o objętości 119 str. wydawnictwa *Acta Physicae Superficierum* pod redakcją Henryka Puzkarskiego (Poznań) i Leszka Wojtczaka (Łódź), nakładem Wydawnictwa Naukowego Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu. Jako wydawcy na okładce figuruje ten właśnie Uniwersytet oraz Uniwersytet Łódzki.

Niestety uderza przede wszystkim brak jakiegokolwiek informacji, czy jest to wydawnictwo periodyczne (czasopismo) czy aperiodyczne i jaki ma mieć ono charakter. W zeszytach są zarówno prace oryginalne jak i przeglądowe, choć nie jest to nigdzie wyraźnie zaznaczone.

Należy się cieszyć, że ten dział fizyki, tak dobrze w Polsce rozwijany, ma teraz własne wydawnictwo. Szkoda jednak, że zupełnie nie wiadomo, kiedy ukażą się następne tomy czy zeszyty, gdzie można je będzie zamawiać i kupować. Brakuje też informacji dla autorów. Może Redakcja uważa ją za niepotrzebną – czyżby wszyscy "powierzchniowcy" w Polsce się znali?

B. W.

**L. Van Hove
(1924–1990)**

Dnia 2 września 1990 r. zmarł w Genewie wybitny belgijski fizyk teoretyk Léon Van Hove. Van Hove urodził się 10 lutego 1924 r. w Brukseli. W 1946 r. uzyskał stopień doktora filozofii w zakresie nauk matematycznych na Wolnym Uniwersytecie Brukselskim i w 1945 r. rozpoczął tam pracę naukową. W 1954 r. został profesorem uniwersytetu w Utrechcie (Holandia) i od 1960 r. rozpoczął pracę w CERN-ie w Genewie. W latach 1961–70 był dyrektorem Wydziału Fizyki Teoretycznej CERN-u. Od 1971 do 1974 r. kierował pracą Instytutu Fizyki i Astrofizyki im. Maxa Plancka w Monachium. W latach 1976–80 był dyrektorem generalnym CERN-u do spraw badań. Przyczynił się ogromnie do rozwoju CERN-u jako międzynarodowego ośrodka fizyki wielkich energii i wyboru przezeń właściwego programu badań. Był człowiekiem o wielkiej kulturze, szerokich zainteresowaniach w dziedzinie nauki, literatury i sztuki, mówił płynnie po francusku, flamandzku, holendersku, niemiecku i angielsku. Był członkiem Belgijskiej Akademii Nauk i licznych towarzystw naukowych oraz otrzymał wiele wyróżnień.

Działalność naukową rozpoczął od prac matematycznych. Następnie zajmował się podstawami mechaniki statystycznej, kwantową teorią pola i fizyką statystyczną. Wykazał, że równanie stanu w zespole kanonicznym jest takie samo jak w wielkim zespole kanonicznym (1949). Uogólnił Boltzmann'a twierdzenie H, wyprowadził w teorii kwantowej równania transportu (1955) i zajmował się kwantową teorią procesów nieodwracalnych. Jako pierwszy wprowadził dwucząstkowe funkcje korelacji (funkcje Greena) do fizyki ciała stałego, był autorem teorii rozpraszania neutronów na magnonach. Ostatnie 30

lat poświęcił głównie fizyce cząstek elementarnych. Zajmował się analizą rozpraszania pion-pion przy małych energiach. Przedstawił model rozpraszania elastycznego w obszarze wielkich energii wykorzystujący nieelastyczną funkcję przekrywania. Główne jego zainteresowania skoncentrowały się jednak na procesach produkcji wielu cząstek. Znaczny rozgłos zyskały prace, w których jako pierwszy zwrócił uwagę na istotną rolę struktury kwarkowo-gluonowej hadronów w miękkich ich zderzeniach. Naturalną kontynuacją tej tematyki były badania nad plazmą

kwarkowo-gluonową, którymi zajmował się w ostatnich latach.

Van Hove zasłużył się bardzo dla rozwoju fizyki teoretycznej wielkich energii w Polsce. Wielu polskich fizyków teoretyków odbyło staż naukowy w CERN-ie a kilku z nich bezpośrednio z nim współpracowało. Brał on także udział w międzynarodowych konferencjach naukowych organizowanych w Polsce (w Warszawie, Zakopanem, Kazimierzu). W styczniu 1975 r. otrzymał tytuł doktora *honoris causa* Uniwersytetu Warszawskiego.

Zygmunt Ajduk, Stefan Pokorski

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 przeglądu i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczególnie wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* 24, 701 (1973); 33, 299 (1982).

2. 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 pochyłonych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w 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 teoriyu 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=a₁,... /z=z₁, /x=x₁, /A=A₁, 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, ze 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.

0001253
 WYDZIAŁ FIZYKI
 ul. Marii Curie-Skłodowskiej
 20-031 Lublin, tel. 37-82-85

SPIS TREŚCI

Zygmunt Ajduk, Stefan Pokorski – Ewolucja fizyki cząstek elementarnych . . .	5
Wojciech Gawlik – Elektrodynamika atomu we wnęce rezonansowej	33
Marek Zając, Jerzy Nowak – Dyfrakcyjne i kinoformowe optyczne elementy odwzorowujące	53
RÓŻNE	
Ryszard Gajewski – Fuzja, nadzieja czy iluzja?	85
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	97
RECENZJE	105
LIST DO REDAKCJI	111
OD REDAKCJI	113
KRONIKA	115

CONTENTS

Zygmunt Ajduk, Stefan Pokorski – Evolution of elementary particle physics . . .	5
Wojciech Gawlik – Cavity quantum electrodynamics	33
Marek Zając, Jerzy Nowak – Diffractive and kinoform optical imaging elements	53
MISCELLANEA	
Ryszard Gajewski – Nuclear fusion: hope or illusion?	85
MEETINGS AND CONFERENCES	97
REVIEWS	105
LETTER TO THE EDITOR	111
EDITORIAL	113
CHRONICLE	115