
PTF

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

TOM 39
ZESZYT 3
1988

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA
Doc. dr JERZY DEMBZYŃSKI
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Doc. dr STANISŁAW 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 hab. JAN KALINOWSKI — *Delta*
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)	Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)
Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)	Doc. dr MIECZYSLAW PIERÓG (Opole)
Dr MARTA DUŚ-SITEK (Częstochowa)	Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)	Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)
Doc. dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)	Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Doc. dr SŁAWOMIR CHOJNACKI (Kielce)	Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (Toruń)
Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)	Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Doc. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

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

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 39, ZESZYT 3

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1988

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)
doc. 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)

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

Nakład 2020+90 egz. Ark. wyd. 8,25. Ark. druk. 6. Papier druk. kl. III, 70 g.
Oddano do składania w lutym 1988. Podpisano do druku w czerwcu 1988. Druk
ukończono w czerwcu 1988.

Zam. 113/88

Cena zł 150.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Donald H. Davis

University College London
Londyn, Wielka Brytania

Jerzy Pniewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Własności hiperjąderek w stanie podstawowym * Basic Features of Hypernuclei in Their Ground States

Abstract: A review of the following subjects is presented: production of hypernuclei, hypernucleus binding energies and the Λ -nuclear potential well depth, general remarks on the B_{Λ} measurement technique double hypernuclei, spins of hypernuclei and final state interactions, ΛN interaction, non-mesonic decays, other decay modes, lifetimes.

1. Wstęp

Korzystając z techniki fotograficznej emulsji jądrowej można było identyfikować pojedynczo obserwowane przypadki hiperjąderek. Metody tej identyfikacji zostały szczegółowo przedstawione w poprzednim artykule tego cyklu [2], gdzie pokazano jakie trudności trzeba pokonać, by identyfikację można było uznać za jednoznaczną. Wszelkie dane liczbowe, charakteryzujące własności hiperjąderek tak identyfikowanych, gromadzone były przez duże współpracujące ze sobą zespoły fizyków i pomocniczego personelu technicznego, gwarantujące uzyskanie danych spójnych i mających odpowiednią wagę statystyczną. Główną rolę odegrała tu Europejska Współpraca K^{-} , zainicjowana przez E. Burhopa, w skład której wchodziły laboratoria z Belgradu, Berlina, Brukseli, Dublina, Londynu i Warszawy.

2. Produkcja hiperjąderek

Każde oddziaływanie zdolne wyprodukować hiperon Λ w jądrze atomowym może doprowadzić do powstania hiperjądra, o ile hiperon zostaje uwięziony w tym jądrze lub jego fragmencie. W początkowym okresie badań hiperjądrowych korzystano w tym celu

* Z tego cyklu ukazały się w *Postęпах Fizyki* dwa artykuły: „Początki fizyki hiperjąderek” w 1979 r. [1] oraz „Identyfikacja hiperjąderek” w 1986 r. [2]. Niezależnie, w 1986 r. w *Contemporary Physics* ukazał się artykuł obecnych autorów pt. „Hypernuclei” [3], którego pierwsza część stanowi podstawę niniejszego artykułu.

z promieni kosmicznych, a następnie z wysokoenergetycznych wiązek protonów czy mezonów π , wytwarzanych w akceleratorach. W takich oddziaływaniach hiperon Λ o dziwności ujemnej mógł powstać jedynie wraz z cząstką o dziwności dodatniej, zwykle z mezonem K^+ czy K^0 . Musiano zatem stosować wiązki protonów czy pionów o energiach rzędu gigaelektronowoltów. W przypadku fotograficznej emulsji jądrowej wydajność takiej produkcji była rzędu 0,1% wszystkich oddziaływań. Poczynając od 1956 r. zaczęto korzystać z wiązek mezonów K^- , które w procesie oddziaływania same wносиły potrzebną dziwność. Mezony te chwymane w spoczynku produkowały hiperjądra z wydajnością blisko dwa rzędy wielkości większą.

W szczególności, np. sam ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ był produkowany w emulsji fotograficznej z wydajnością 2,6%. Poczynając, praktycznie, od hiperlitu wszystkie cięższe hiperjądra pochodziły wyłącznie z oddziaływań mezonów K^- z lekkimi jądrami emulsji — węgla, azotu i tlenu. Hiperon Λ wyprodukowany w ciężkim jądrze emulsji, jeśli nie opuścił go jako cząstka swobodna, czy jako składnik bardzo lekkiego hiperjądra, mógł być zatrzymany jedynie w ciężkim rezydium. Tory rezydualnych hiperfragmentów, produkowanych z bromu czy srebra były w ogromnej większości zbyt krótkie, by mogły być zauważone, a emisja hiperjąder o masach pośrednich była hamowana przez barierę kulombowską. Ciężkie hiperfragmenty, o niewidocznych torach, nazwano kryptofragmentami. W latach sześćdziesiątych zaczęto stosować wiązki mezonów K^- o pędach 800 MeV/c, a następnie wyższych, uwidaczniając w ten sposób tory tych rezydualnych hiperjąder [4]. Żadne z hiperjąder ciężkich, zaobserwowanych w emulsji fotograficznej, nie zostało jednoznacznie zidentyfikowane, mimo to mogły być one uznane za ciężkie ze względu na ich krótkie zasięgi, zdecydowanie dominujący rozpad niemezonowy, a w przypadku rozpadu mezonowego, bardzo małą energią mezonów π .

3. Energia wiązania hiperonu Λ (B_{Λ})

W rozdziale tym wszystkie masy wyrażane będą w jednostkach energii (MeV). Za energię wiązania hiperonu Λ uważa się różnicę między łączną masą rdzenia i swobodnej cząstki Λ , a masą hiperjądra

$$B_{\Lambda} = m_{rdz} + m_{\Lambda} - m_{HF}. \quad (1)$$

Wielkość B_{Λ} reprezentuje właściwie energię separacji hiperonu Λ , tak że na jej wartość mają wpływ również wszelkie zmiany w strukturze i energii wiązania samego rdzenia wywołane obecnością cząstki Λ .

Gdy rdzeń hiperjądra nie jest jądrem trwałym, a jego poziom podstawowy posiada pewną szerokość energetyczną Γ , wówczas przy wyznaczaniu energii B_{Λ} za masę rdzenia przyjmuje się wartość centralną jego masy¹.

Masa hiperjądra może być wyznaczona z bilansu energetycznego jego rozpadu. Jest

¹ Np. rdzeniem hiperjądra ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ jest ${}^6\text{He}$, którego poziom podstawowy ma szerokość $\Gamma = (0,60 \pm 0,02)$ MeV. Wartość centralna masy ${}^6\text{He}$ została ok. 1970 r. skorygowana o $\Delta E = -0,064$ MeV i konsekwentnie o tę wartość należało zmniejszyć uprzednio wyznaczoną energię B_{Λ} hiperhelu 6.

ona równa sumie mas wszystkich cząstek, na które rozpada się hiperjądro, i ich energii kinetycznych

$$m_{\text{HF}} = \Sigma m_i + \Sigma T_i. \quad (2)$$

Równania (1) i (2) umożliwiają wyznaczenie wartości B_A , o ile udaje się zidentyfikować wszystkie cząstki powstałe w rozpadzie hiperjądra oraz wyznaczyć ich energie kinetyczne. Po wprowadzeniu odpowiednich oznaczeń: $Q_0 = m_{\text{rdz}} + m_A - \Sigma m_i$ oraz $Q = \Sigma T_i$, energia

$$B_A = Q_0 - Q. \quad (3)$$

Decydujący wpływ na poprawność wyznaczanej wartości B_A ma odpowiednio wykonana standaryzacja emulsji. Przede wszystkim konieczna jest znajomość gęstości emulsji w momencie jej ekspozycji, następnie znajomość poprawnej zależności zasięgu od energii dla różnych cząstek, w szczególności dla mezonów π w różnych przedziałach energii. Innym ważnym czynnikiem jest dobra znajomość masy hiperonu Λ , lub energii Q_A wydzielanej w procesie spontanicznego rozpadu swobodnego hiperonu: $Q_A = m_A - m_p - m_\pi$. W przypadku bardzo dużych zasięgów mezonów π , przenikających wiele warstw emulsji, mogą pojawić się duże błędy systematyczne wynikające z niekontrolowanego skracania ich torów, czy to w wyniku operacji czyszczenia powierzchni emulsji, czy częściowego „prostowania” niektórych odcinków toru przy wykonywaniu pomiarów. Przyjęto uważać emulsję fotograficzną o odpowiednim składzie atomowym i gęstości $d = 3,815 \text{ g/cm}^3$ za standardową. Skład ten jest reprezentowany przez emulsje Ilford G5 i K5 znajdujące się w atmosferze o wilgotności 60% (Barkas [5]). Eksperymentalnie wyznaczona zależność zasięgu protonu od jego energii dla tych emulsji dostarczyła danych wyjściowych dla analogicznej zależności dla innych cząstek oraz dla emulsji o innej gęstości [6, 7]. Główne różnice w gęstościach emulsji związane są z różną zawartością w niej wody. Porównanie średniego zasięgu protonów powstających w rozpadzie hiperonu Σ^+ ($\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$) z zasięgiem znanym dla emulsji standardowej umożliwia standaryzację użytej emulsji. Obok niedokładności w ocenie gęstości emulsji osobnym źródłem systematycznego błędu może być niewłaściwa ocena współczynnika skurczu, związanego z procesem wywoływania i wysychania emulsji, co narzuca konieczność stałej jego kontroli w czasie prowadzenia pomiarów.

W ponad dwudziestoletnim okresie badań hiperjądrowych wykonywanych techniką emulsyjną masy wszystkich cząstek elementarnych były niejednokrotnie korygowane (p. przykłady podane w tab. 1). Jednak błędy systematyczne związane z niedokładną znajomością mas protonu, pionu, czy poszczególnych nuklidów w zasadzie redukują się w bilansie energetycznym prowadzącym do wyznaczenia energii B_A . Właściwie istotną rolę odgrywa tu błąd wartości Q_A . Zasadniczy wpływ na błąd systematyczny Q_A i B_A ma niezbyt dobra znajomość zależności zasięgu pionu od energii w różnych jej przedziałach. Istnieje szansa zmniejszenia błędu systematycznego B_A , gdy możliwe jest jednoczesne wyznaczanie B_A i Q_A w tym samym bloku emulsji. Należy w tym celu tak dobrać odpowiednio obfitą próbkę swobodnych hiperonów Λ , rozpadających się w locie, by powstające z nich piony oraz piony z rozpadu badanego hiperjądra miały zbliżone zasięgi. Na tej drodze można wyraźnie zredukować błąd systematyczny uzyskiwanej wartości B_A , co staje się istotne przy małym błędzie statystycznym dostatecznie obfitej próbki hiper-

Tabela 1. Wartości podstawowych stałych ustalone w różnych latach

	1954	1959	1986	Δ
m_P	938,23	938,21 \pm 0,01	938,280 \pm 0,003	+ 0,05
m_π	139,24	139,63 \pm 0,06	139,567 \pm 0,001	+ 0,33
m_A	1114,39	1115,42 \pm 0,18	1115,60 \pm 0,05	+ 1,21
Q_A	36,92 \pm 0,22	37,58 \pm 0,18	37,75 \pm 0,05	+ 0,83

Wszystkie wielkości podano w MeV.

Δ — korekta wartości stałych podstawowych w latach 1954—86

jąder. Trud ten został podjęty przez Europejską Współpracę K^- w końcu lat sześćdziesiątych dając w rezultacie zmniejszenie systematycznego błędu do $(0,04 \pm 0,02)$ MeV [8-10].

W bilansie energetycznym rozpadu hiperjądra główną rolę odgrywa energia mezonu π . Istnieje pewien naturalny rozrzut zasięgów mezonów o tej samej energii, będący odbiciem statystycznego charakteru procesu hamowania naładowanej cząstki przez materiał emulsji. Podobny rozrzut dla innych cząstek, mających z reguły znacznie krótsze zasięgi, gra już rolę drugorzędną. Rozrzut zasięgów pionu ma ostatecznie największy wpływ na błąd wyznaczonej energii B_A pojedynczego przypadku hiperjądra. Ten błąd statystyczny może być jednak uczyniony dowolnie małym dla odpowiednio dużej próbki jednakowych hiperjąder.

Tabela 2. Rozrzut statystyczny zasięgów mezonów π

R_π (mm)	ΔR_π (mm)	E_π (MeV)	ΔE_π (MeV)
5	0,16	15,5	0,28
10	0,30	23,2	0,40
15	0,44	19,4	0,51
20	0,57	34,9	0,60
30	0,84	44,7	0,76
40	1,10	53,4	0,91

ΔR_π — standardowe odchylenie zasięgów R_π od wartości średniej odpowiadającej energii E_π ; ΔE_π — standardowy błąd statystyczny energii mezonu π dla danego zasięgu R_π .

Tablica 2 przedstawia przykładowo standardowe odchylenia zasięgów od ich wartości średnich dla różnych energii pionu. Podano w niej również statystyczny błąd energii wyznaczonej dla danego zasięgu. Rola tego błędu w pojedynczym przypadku wyraźnie maleje wraz z energią mezonu π , co szczególnie łatwo daje się zauważyć w rozpadach wielociałowych.

4. Ogólne uwagi na temat identyfikacji hiperjader i pomiaru B_A

Przebieg procesu identyfikacji hiperjadera, jak również wyznaczanie jego energii wiązania w dużym stopniu zależą od typu analizowanego rozpadu. Łatwo dostrzec wiele cech wspólnych w tej procedurze nawet dla różnych hiperjader, jeśli ich rozpady są podobne.

4.1. Rozpady dwuciałowe typu $\pi^- + r$

W stanie końcowym proton pochodzący z rozpadu hiperonu Λ zostaje związany z rdzeniem hiperjadera tworząc fragment r , stanowiący w stosunku do wyemitowanego mezonu π tzw. jądro odrzutu. Jego liczba masowa A równa jest liczbie A hiperjadera, a liczba atomowa Z jest o 1 większa: ${}^A_Z\text{HF} \rightarrow \pi^- + {}_{Z+1}^A r$. W rozpadach dwuciałowych energia $Q_0 = Q_A + B_p$, gdzie B_p jest energią wiązania protonu powstającego z rozpadu hiperonu. Jeśli ten proton wiąże się ze rdzeniem hiperjadrowym silniej od cząstki Λ , wtedy wydzielona energia $Q = Q_A + B_p - B_A$ może nawet znacznie przewyższać energię rozpadu swobodnego hiperonu. Tablica 3 przedstawia wydzielane energie Q oraz E_π — energie mezonów π — dla szeregu rozpadów dwuciałowych. Ze wzrostem masy hiperjadera rośnie energia wiązania B_A , co ostatecznie prowadzi do wartości $Q < Q_A$. W przypadku lekkiego hiperjadera ${}^4\text{H} \rightarrow \pi^- + \alpha$, związanie protonu w cząstce α powoduje wydzielenie się bardzo znacznej energii $Q = 55,5$ MeV, z której mezon π zabiera energię $E_\pi = 53,2$ MeV. Błąd wynikający ze statystycznego rozrzutu zasięgów mezonu jest bliski

Tabela 3. Energie Q i E_π w dwuciałowych rozpadach hiperjader (Q , E_π i E_β^{\max} dla głównego kanału rozpadu β podano w MeV)

	Q	E_π	E_β^{\max}
${}^4\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He}$	55,5	53,2	
${}^6\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^6\text{Be}$	46,1	45,2	
${}^8\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Li}(\beta^-)$	43,5	42,6*	13,1
${}^{10}\text{B} \rightarrow \pi^- + {}^{10}\text{C}$	42,3	41,7	
${}^8\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{He}$	43,1	40,8	
${}^6\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^6\text{Li}$	38,2	37,1*	
${}^7\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^7\text{Be}$	37,8	36,9*	
${}^{11}\text{B} \rightarrow \pi^- + {}^{11}\text{C}(\beta^+)$	36,0	35,7*	1,0
${}^{10}\text{Be} \rightarrow \pi^- + {}^{10}\text{B}$	35,2	34,6*	
${}^{14}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{14}\text{N}$	33,1	32,7*	
${}^{10}\text{B} \rightarrow \pi^- + {}^{10}\text{C}(\beta^+)$	32,9	32,3*	1,9
${}^{15}\text{N} \rightarrow \pi^- + {}^{15}\text{O}(\beta^+)$	31,4	31,1*	1,7
${}^8\text{Be} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{B}(\beta^+)$	31,0	30,4	14,0
${}^{13}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{13}\text{N}(\beta^+)$	28,0	27,7	1,2
${}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{12}\text{N}(\beta^+)$	27,5	27,2	16,3
$\Lambda \rightarrow \pi^- + p$	37,75	32,39	(swobodne Λ w spoczynku)

Rozpady oznaczone „*” mogą prowadzić do niewykrywalnego wzbudzenia jądra odrzutu i zmniejszenia energii E_π , podanej tu dla stanu podstawowego.

0,9 MeV. Szczególnie duża częstość produkcji hiperwodoru 4 i wysoka częstość jego rozpadu w kanale dwuciałowym umożliwiają zebranie bardzo dużej próbki tak rozpadających się hiperjąderek. Uzyskana w ten sposób średnia wartość B_A (${}^4\text{H}$) jest już obciążona bardzo małym błędem statystycznym, mimo to jednak pojawia się tu bardzo duży błąd systematyczny, związany z wyjątkowo długimi zasięgami pionów (ok. 4 cm). Zasięgi tych pionów są w niekontrolowalny sposób skracane w czasie wykonywania pomiarów, co przyczynia się do zawyżenia wartości wyznaczanej energii B_A o ponad 0,2 MeV, czyniąc ten kanał rozpadu zupełnie nieprzydatnym do pomiaru B_A .

Jeżeli w rozpadzie dwuciałowym jądro odrzutu r pojawia się w stanie wzbudzonym, we wzbudzeniu tym zostaje ukryta część wyzwolanej energii, a obserwator, nie rejestrujący przejść γ , uzyskuje pozornie zwiększoną wartość energii B_A . Fakt ten dość istotnie ogranicza możliwości wykorzystania tej kategorii rozpadów do wyznaczania energii wiązania hiperonu Λ w cięższych hiperjadrach, a nawet często uniemożliwia ich identyfikację. W rozpadzie ${}^8\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Li}$, mimo bardzo dobrej identyfikacji toru ${}^8\text{Li}$, o charakterystycznym kształcie toru „młotkowego”, trudno ustalić czy jądro ${}^8\text{Li}$ powstaje w stanie podstawowym, czy wzbudzonym o 0,98 MeV [11].

Jak to wynika z tab. 3, energie mezonów π w dwuciałowych rozpadach wielu cięższych hiperjąderek niezbyt różnią się od siebie, a ewentualne wzbudzenie jądra odrzutu r dodatkowo miesza te wartości między sobą, na ogół uniemożliwiając użycie zasięgu pionu do identyfikacji hiperjądra. Krótki zasięg fragmentu r również nie może przyczynić się do rozwiązania problemu. Pewną informację może ewentualnie stanowić obecność toru cząstki β , wskazującej na rozpad promieniotwórczy jądra odrzutu r .

4.2. Rozpady trzyciałowe typu $\pi^- + p + r$

W rozpadach tych związany hiperon rozpada się podobnie do hiperonu swobodnego, natomiast fragment r pokrywa się wówczas ze rdzeniem hiperjądra, występującym tu jak gdyby w roli „obserwatora”. W rozpadach tego typu $Q_0 = Q_A$, zaś $B_A = Q_A - Q$. W razie dokonania jednoznacznej identyfikacji ten kanał rozpadu staje się bardzo wygodny do wyznaczenia energii B_A . Był on użyty do poprawnego wyliczenia różnicy w energii wiązania dwóch hiperjąderek zwierniadlanych ${}^4\text{H}$ i ${}^4\text{He}$ [7] oraz do ustalenia górnej granicy energii wiązania ciężkich hiperjąderek, po zaobserwowaniu rozpadów w tym właśnie kanale.

4.3. Rozpady wielociałowe

W rozpadach tych obok mezonu π występują przynajmniej trzy fragmenty rozpadającego się hiperjądra. Energia mezonu π w takich rozpadach jest z reguły niewysoka i obciążona znacznie mniejszym błędem statystycznym. Typowym przykładem rozpadu wielociałowego jest pięciociałowy rozpad hiperberylu 7: ${}^7\text{Be} \rightarrow \pi^- + p + p + p + \alpha$ [12]. Gdy w rozpadzie wielociałowym występuje cięższy fragment, może on pojawić się w stanie wzbudzonym, przyczyniając się do powstania podobnych trudności jak w przypadku rozpadu typu $\pi + r$. Taką sytuację obserwujemy przy rozpadzie hiperberylu 10: ${}^{10}\text{Be} \rightarrow \pi^- + p + p + {}^8\text{Li}^*$. Możliwość wzbudzenia fragmentu litowego w istotny sposób utrudnia właściwą ocenę energii B_A .

Obserwuje się również rozpady trzy- czy czterociałowe typu $\pi^- + 2(3)$, w których

tory towarzyszące mezonowi są bardzo krótkie ($R < 3\mu$), przypominając kształtem „kikuty”. Reprezentują one wtórną konfigurację rozpadu, będącego w początkowej fazie rozpadem dwuciałowym typu $\pi^- + r$, w którym jądro odrzutu, tworzone w nietrwałym stanie podstawowym, czy nisko położonym stanie wzbudzonym, ulega szybkiemu spontanicznemu rozpadowi. Analiza takich rozpadów w powiązaniu z analizą procesu produkcji może doprowadzić do jednoznacznej identyfikacji hiperjądra, mimo że zasięgi obserwowanych torów są bardzo krótkie. Typowym przykładem jest rozpad hiperberylu $9: {}^9_4\text{Be} \rightarrow \pi^- + {}^9\text{B}$, ${}^9\text{B} \rightarrow p + 2\alpha$, lub hiperlitu $8: {}^8_3\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Be}$, ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$. W drugim przypadku znacznie częściej jednak rozpad zachodzi poprzez stan wzbudzony ${}^8\text{Be}^*$ (2,94), w związku z czym tory towarzyszące mezonowi wydłużają swe zasięgi do $5 \mu\text{m}$ lub znacznie więcej wobec rozmoczenia stanu (2,94).

Istnieje wiele przypadków trzy- czy wielociałowych rozpadów hiperjąder, stanowiących wtórną konfigurację rozpadów, zachodzących poprzez różne, czasem wysoko wzbudzone, stany przejściowe jakiegoś jądra. Tory towarzyszące mezonowi mają wtedy odpowiednio dłuższe zasięgi. Badanie tych przypadków stanowi osobny dział fizyki hiperjąder znany pod nazwą oddziaływania cząstek wtórnych w końcowym stanie rozpadu hiperjądra.

4.4. Izomeria hiperjądrowa

Pojawienie się w rozpadzie hiperjądra fragmentu wzbudzonego, wysyłającego nie zauważany foton γ sprawia, że wyznaczana energia wiązania hiperonu B_A zostaje zawyżona. W pewnym sensie z odwrotną sytuacją stykamy się w przypadku, gdy rozpadające się hiperjądro samo znajduje się w izomerycznym stanie wzbudzenia, o długim czasie życia, tak że rozpad A staje się konkurencyjny dla emisji fotonu γ . Energia wzbudzenia hiperjądra wydzielana dodatkowo w takim rozpadzie zostaje bezwiednie przypisana jego stanowi podstawowemu, przyczyniając się do zaniżenia wyznaczonej energii B_A . Szeroko dyskutowanym przykładem tego typu jest hiperjądro helu 7 [13].

Gdyby udało się wykonać precyzyjną analizę kinematyczną procesu produkcji hiperjądra, można by stąd również uzyskać wartość energii B_A . W rzeczywistości taką nadzieję można wiązać jedynie z pracami wykonywanymi techniką licznikową, co wydaje się szczególnie obiecujące w przypadku ciężkich hiperjąder, o ile mamy podstawy sądzić, że w grę wchodzi istotnie stan podstawowy hiperjądra. Wstępne wyniki, na razie dla niektórych lekkich hiperjąder, zostały już w ten sposób otrzymane.

5. Uzyskane wartości energii B_A

Pierwsza ocena energii B_A była dokonana przez Bonettiego i wsp. dla hipertrytu na początku 1954 r. [14]. Wynosiła ona $(1 \pm 1) \text{ MeV}$ i mimo małej precyzji była to cenna informacja, stanowiąca pierwszy krok na drodze do poznania wiązania cząstki A w strukturze hiperjądrowej.

Ostateczne wyniki pomiarów energii B_A , prowadzonych w okresie ponad dwudziestu lat, są zebrane w tab. 4. Stanowią one podsumowanie rezultatów uzyskiwanych głównie przez Europejską Współpracę K^- na podstawie analizy paru tysięcy hiperjąder, wybranych spośród ogólnej liczby trzydziestu paru tysięcy zaobserwowanych przypadków

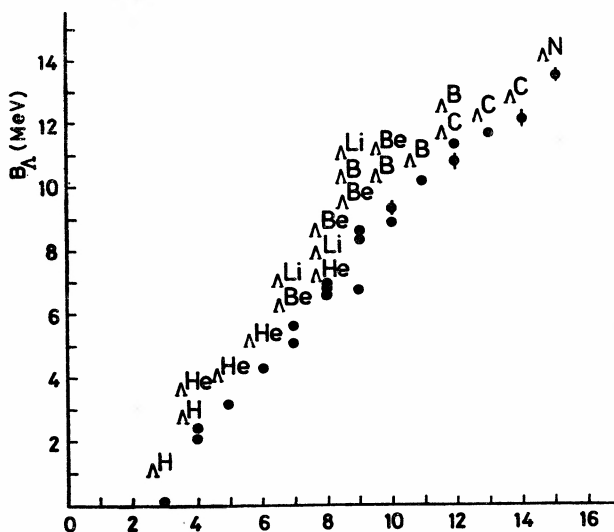
mezonowych rozpadów hiperjąderek. Wartości B_A dla różnych hiperjąderek, niezależnie od uwidoczniionych tam błędów statystycznych, obarczone są błędem systematycznym, ocenianym na $(0,04 \pm 0,02)$ MeV [10]. Błąd ten charakteryzuje granice dokładności techniki jądrowej emulsji fotograficznej. Jest on w zasadzie wspólny dla wszystkich pomiarów B_A prowadzonych w tym samym bloku emulsji, jednak w pewnych szczególnych przypadkach

Tabela 4. Wartości B_A dla zidentyfikowanych hiperjąderek. Podano jedynie błędy statystyczne. Jednocześnie pomiar B_A i Q_A redukuje błąd systematyczny do $(0,04 \pm 0,02)$ MeV [8—10, 15, 16]

	B_A (MeV)	1. przyp.		B_A (MeV)	1. przyp.
$\Lambda^3\text{H}$	$0,13 \pm 0,05$	204	$\Lambda^8\text{Be}$	$6,84 \pm 0,05$	68
$\Lambda^4\text{H}$	$2,04 \pm 0,04$	155	$\Lambda^9\text{Be}$	$6,71 \pm 0,04$	222
$\Lambda^4\text{He}$	$2,39 \pm 0,03$	279	$\Lambda^{10}\text{Be}$	$9,11 \pm 0,22$	3*
$\Lambda^5\text{He}$	$3,12 \pm 0,02$	1784	$\Lambda^9\text{B}$	$8,29 \pm 0,18$	3
$\Lambda^6\text{He}$	$4,18 \pm 0,10$	31	$\Lambda^{10}\text{B}$	$8,89 \pm 0,12$	10
$\Lambda^7\text{He}$	(?)	16*	$\Lambda^{11}\text{B}$	$10,24 \pm 0,05$	73
$\Lambda^8\text{He}$	$6,70 \pm 0,30$	6*	$\Lambda^{12}\text{B}$	$11,37 \pm 0,06$	87
$\Lambda^7\text{Li}$	$5,58 \pm 0,03$	226	$\Lambda^{12}\text{C}$	$10,80 \pm 0,18$	6
$\Lambda^8\text{Li}$	$6,80 \pm 0,03$	787	$\Lambda^{13}\text{C}$	$11,69 \pm 0,12$	6
$\Lambda^9\text{Li}$	$8,50 \pm 0,12$	13	$\Lambda^{14}\text{C}$	$12,17 \pm 0,33$	3
$\Lambda^7\text{Be}$	$5,16 \pm 0,08$	35	$\Lambda^{15}\text{N}$	$13,59 \pm 0,15$	14

* — patrz tekst.

może dość znacznie wzrosnąć, jak np. w nie branym tu pod uwagę dwuciałowym rozpadzie hiperwodoru 4. Ogólną tendencję wzrostu energii B_A wraz ze wzrostem liczby masowej A hiperjądra przedstawia rys. 1. Dla lekkich hiperjąderek wzrost ten wynosi średnio 1 MeV na jednostkę liczby masowej, bez widocznych dużych fluktuacji, jak to ma miejsce w przy-



Rys. 1. Zależność energii wiązania hiperjąderek od liczby A

padku zwykłych jąder atomowych. Należało tego oczekiwać dla cząstki Λ , nie ograniczanej zakazem Pauliego do lokowania się w stanie podstawowym hiperjądra zawsze na poziomie 1 s.

Brak jakichkolwiek informacji o istnieniu hiperjąder o liczbie masowej $A = 2$ — mimo łatwości ich ewentualnego wykrycia — wskazuje, że układy Λn i Λp nie tworzą związanych struktur hiperjądrowych. Oddziaływanie ΛN nie jest wystarczająco silne, by doprowadzić do tego wiązania.

Hipertryt ${}^3_\Lambda\text{H}$ jest najlżejszą, bardzo słabo związaną strukturą hiperjądrową. W tym przypadku, przy bardzo niskiej wartości $B_\Lambda = (0,13 \pm 0,05)$ MeV, należy szczególnie mieć na uwadze istnienie błędu systematycznego $B_\Lambda = (0,04 \pm 0,02)$ MeV.

Brak jakichkolwiek informacji na temat istnienia ${}^3_\Lambda n$ i ${}^3_\Lambda\text{He}$ wskazuje, że ${}^3_\Lambda\text{H}$ jest singletem izospinowym.

Na szczególną uwagę zasługuje wykryta przez Raymunda w roku 1964 [17] różnica w energii wiązania pary hiperjąder zwierciadlanych ${}^4_\Lambda\text{H}$ i ${}^4_\Lambda\text{He}$, stanowiących dublet izospinowy:

$$B_\Lambda = B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{He}) - B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{H}) = (0,35 \pm 0,05) \text{ MeV.} \quad [8]$$

Obie energie B_Λ zostały wyznaczone dla analogicznych kanałów rozpadu $\pi p r$, co eliminowało ewentualny udział błędu systematycznego. Biorąc pod uwagę ścięśnianie się hiperjądrowego rdzenia wywołane obecnością cząstki Λ , należałoby oczekiwać, że spośród tych dwóch hiperjąder oddziaływanie kulombowskie winno osłabiać energię wiązania ${}^4_\Lambda\text{He}$, a nie ${}^4_\Lambda\text{H}$. Jeśli jest inaczej, to musi istnieć inna przyczyna odpowiedzialna za różnicę B_Λ większą od obserwowanej i mającą znak przeciwny do poprawki kulombowskiej. W latach sześćdziesiątych problem ten był szeroko dyskutowany przez Dalitza, von Hippela i Downsa [18, 19] i ostatecznie obserwowana różnica została uznana za wynik łamania symetrii ładunkowej w oddziaływaniu ΛN , związany z elektromagnetycznym mieszanym stanów nominalnie uważanych za czyste stany izospinowe. W tym podejściu fizyczny stan hiperonu Λ nie jest czystym stanem o izospinie całkowitym 0, lecz pewną mieszkanką stanów czystych Σ^0 i Λ o całkowitych spinach 1 i 0, a jedynie trzeciej składowej równej 0. W ten sposób fizyczny stan Λ przestaje być stanem własnym operatora symetrii ładunkowej, tak że obok wymiany dwupionowej, jakby się wydawało, tak charakterystycznej dla oddziaływania ΛN , może wystąpić pewna domieszka wymiany jednopionowej. Podobne mieszanie stanów występuje dla par mezonów π^0 i η oraz ρ^0 i ω . Wykonane rachunki [18, 19] wykazały, że wszystkie inne efekty odgrywają drugorzędną rolę (p. artykuł przeglądowy [20]). Warto zauważyć, że pomijając bilans energetyczny nie można wskazać żadnego procesu produkcji czy oddziaływania hiperonu Λ , w którym cząstki o liczbach kwantowych Λ nie dałoby się zastąpić cząstką mającą liczby kwantowe Σ^0 .

Hiperjądra, których wszystkie nukleony wraz z hiperonem Λ związane są w powłoce s , nazywane są s -powłokowymi. Hiperhel 5 zamyka grupę hiperjąder s -powłokowych. Jest on najobficiej produkowany spośród wszystkich hiperjąder, tak że energia wiązania hiperonu Λ z cząstką α — $B_\Lambda({}^5_\Lambda\text{He})$ — jest najdokładniej wyznaczona.

Hiperjądro ${}^6_\Lambda\text{He}$ jest najlżejszym hiperjądrem p -powłokowym, stanowiącym strukturę związaną, mimo że jego tdzień ${}^5\text{He}$ nie jest jądrem stabilnym. Jego energia wiązania $B_\Lambda = (4,18 \pm 0,10)$ MeV; ale bardziej właściwym byłoby mówić o nim jako o strukturze,

w której neutron z powłoki p jest związany z hiperhelem 5, zaledwie z energią $B_n = (0,17 \pm 0,10)$ MeV.

Stabilne zwierciadlane hiperjądro ${}^6_4\text{Li}$ nie zostało wykryte, zresztą jego istnienia nawet nie przewidywano [21], natomiast jako rezonans mogło być obserwowane techniką licznikową, właściwą do badania krótkożyciowych stanów wzbudzonych hiperjąderek. Odpowiadająca mu energia wiązania protonu z hiperhelem 5 jest ujemna ($B_A \approx 4,5$ MeV, zaś $B_p \approx -0,6$ MeV [22]).

Hiperlit 7 jest izosingletem, natomiast ${}^7_4\text{He}$ i ${}^7_4\text{Be}$, wraz z na razie nie obserwowanym jednym ze stanów wzbudzonych ${}^7_4\text{Li}^*$, stanowią triplet izospinowy. Hiperhel 7 i hiperberyl 7 tworzą zwierciadlaną parę hiperjąderek. Energia $B_A({}^7_4\text{Be}) = (5,16 \pm 0,08)$ MeV i jest ona o 0,8 MeV większa od średniej wartości $B_A({}^7_4\text{He})$, co wskazywałoby na nie znajdujące żadnego wyjaśnienia niezwykle silne łamanie symetrii ładunkowej w przypadku tych dwóch hiperjąderek zwierciadlanych. Jednak wartości B_A , wyznaczone dla analizowanej próbki zidentyfikowanych hiperheli stanowią zespół statystycznie niespójnych danych o bardzo dużym rozrzucie. W roku 1962 Pniewski i Danysz [13] doszli do wniosku, że struktura rdzenia ${}^6\text{He}$ stwarza szczególnie korzystne warunki do powstania hiperizomeru helu 7, w przypadku którego długożyciowy stan wzbudzenia sprawia, że rozpad Λ staje się konkurencyjny dla emisji γ , a wydzielona dodatkowo energia wzbudzenia sugeruje pozorne zmniejszenie energii wiązania B_A . Rozdział próbki ${}^7_4\text{He}$ na hiperjądra w stanie podstawowym i izomerycznie wzbudzonym staje się niemożliwy, w związku z czym nie można wyznaczyć właściwej wartości $B_A({}^7_4\text{He})$. Jak dotychczas jest to jedyne do zaakceptowania wyjaśnienie obserwowanej rozbieżności w energii wiązania ${}^7_4\text{He}$ [8, 10]. Dokładną analizę warunków, w których możliwa jest ta hiperizomeria podali Dalitz i Gal [23].

Tabela 5. Różnice w energii wiązania hiperjąderek zwierciadlanych

	ΔB_A (MeV)
${}^4_1\text{H} - {}^4_2\text{He}$	$-0,35 \pm 0,05$
${}^8_3\text{Li} - {}^8_4\text{Be}$	$-0,04 \pm 0,06$
${}^9_3\text{Li} - {}^9_4\text{B}$	$+0,21 \pm 0,22$
${}^{10}_4\text{Be} - {}^{10}_5\text{B}$	$+0,22 \pm 0,25$
${}^{12}_4\text{Be} - {}^{12}_6\text{C}$	$+0,57 \pm 0,19$

Obok dwu hiperjąderek zwierciadlanych: ${}^8_3\text{Li}$ i ${}^8_4\text{Be}$, o niemal równych wartościach energii wiązania, zaobserwowano 6 przypadków ${}^8_4\text{He}$ o charakterystycznym rozpadzie dwuciałowym: ${}^8_4\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^8_3\text{Li}$, ${}^8_3\text{Li} \rightarrow 2\alpha$. Niespójność statystyczna próbki i rozrzut uzyskanych wartości B_A wskazują, że w rozpadzie ${}^8_4\text{He}$, obok ${}^8_3\text{Li}$ w stanie podstawowym, może również powstać wzbudzony ${}^8_3\text{Li}^*$ (0,98) [11]. Próbuąc rozdzielić analizowaną próbkę na dwie w zasadzie możliwe, wewnętrznie spójne części, otrzymujemy podaną w tab. 5 wartość $B_A({}^8_4\text{He}) = (6,70 \pm 0,30)$ MeV. Przy obecnie istniejącej statystyce danych dotyczących się tego hiperjądra można tę wartość uznać za najbardziej wiarygodną ocenę energii wiązania ${}^8_4\text{He}$.

Singlet izospinowy ${}^9_4\text{Be}$ jest znanym hiperjądrem z dobrze wyznaczoną energią wiązania B_A . Natomiast para zwierciadlana ${}^9_3\text{Li}$ i ${}^9_4\text{B}$, należąca do izotripletu, jest reprezentowana jedynie przez niezbyt liczną grupę przypadków, mimo to udało się ustalić, że energie

wiązania tych hiperjader są podobne, choć znacznie większe od $B_A(^9\text{Be})$ [20]. Bez powodzenia podejmowano próby wykrycia trzeciej, nietrwałej składowej izotripletu, tj. $^9\text{Be}^*$, która, jak oczekiwano, mogłaby dać się uwidocznić w skojarzonej produkcji ^5He i ^4He .

Liczebność większości próbek hiperjadowych dla $A > 9$ jest ograniczona, a poza tym rozpadające się hiperjądra łatwiej mogą prowadzić do wzbudzenia jednego ze swych fragmentów. Np. w trzech przypadkach hiperberylu 10: $^{10}\text{Be} \rightarrow \pi^- + p + p + ^8\text{Li}$ (1) oraz $^{10}\text{Be} \rightarrow \pi^- + ^{10}\text{B}$ (2) w zasadzie tak ^8Li jak i ^{10}B mogłyby powstać w stanie wzbudzonym, dając w wyniku ewentualne zawyżenie wyznaczonej energii B_A .

Różnica w energii wiązania, jaką obserwuje się dla pary hiperjader zwierciadlanych o liczbie masowej $A = 4$, nie akcentuje się wyraźnie dla cięższych hiperjader i można by nawet sądzić, że znak jej być może ulega zmianie (np. dla ^{12}B i ^{12}C , p. tab. 5). Nasuwa się pytanie, czy nie zaczyna w nich przeważać efekt kulombowski nad efektem łamania symetrii ładunkowej, skoro hiperon Λ związany w powłoce s mniej odczuwa różnicę między protonem i neutronem związanymi w powłoce p , a efekt kulombowski nadal odgrywa dużą rolę. [67].

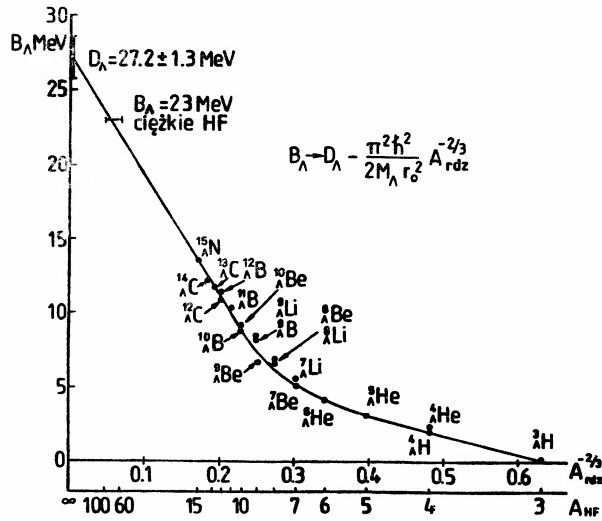
Hiperjądro ^{15}N jest ostatnim hiperjadem jednoznacznie zidentyfikowanym w emulsji fotograficznej. Jego energia wiązania wynosi $B_A = (13,59 \pm 0,15)$ MeV.

W latach sześćdziesiątych Europejska Współpraca K^- przebadala około 15 000 hiperjader ciężkich, tworzonych przez mezony K^- , oddziaływające, w spoczynku lub w locie, z ciężkimi jądrami emulsji — bromu czy srebra. Mimo niemożności ustalenia ścisłych wartości liczb A i Z dla obserwowanych hiperjader, próbowano jednak oszacować ich energie wiązania B_A . Ustalono, że przy dużych wartościach liczby A energie te nie powinny wyraźnie zależeć od liczby A . Mimo że stosunek liczby rozpadów mezonowych do niemezonowych jest niższy od 1%, zaobserwowano dość liczną próbkę hiperjader ciężkich rozpadających się mezonowo wg schematów πpr i πr . Analizując rozpady typu πr , w celu wyznaczenia energii $B_A = Q_A - Q + B_p$, należało zakładać, że energia wiązania protonu w jądrze odrzutu $B_p \approx 8$ MeV. Duże prawdopodobieństwo wzbudzenia fragmentu r , szczególnie w rozpadach dwuciałowych, prowadzi do zawyżania wyznaczanych wartości B_A . W ten sposób najniższa obserwowana wartość B_A mogła być jedynie uważana za górną granicę energii wiązania tych hiperjader. W roku 1965 Lemonne i wsp. [24] uzyskali dla jednego z rozpadów πpr najniższą wartość $(22,8 \pm 0,4)$ MeV. Ponieważ w tej pracy mezony K^- były chwymane w spoczynku nie powodując silnej fragmentacji jądra tarczy, można więc było założyć, że uzyskana wartość B_A dotyczyła hiperjadera ciężkiego o liczbie masowej zawartej w granicach $60 < A < 100$.

Przyjmując w najprostszym ujęciu, że potencjał oddziaływania ΛN jest opisany przez prostokątną studnię o promieniu $r_0 A^{-2/3}$ ($r_0 = 1,22$ fm) i głębokości D_A , można znaleźć asymptotyczne wyrażenie dla zależności B_A od $A^{-2/3}$

$$B_A \rightarrow D_A - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_A r_0^2} A^{-2/3}.$$

Zależność tę przedstawiono na rys. 2. Oszacowano w ten sposób, że $D_A = (27,2 \pm 1,3)$ MeV (Lemonne i wsp. [24], Walecka [25]). Dobierając bardziej realistyczne postaci potencjału ΛN , uwzględniające między innymi efekty powierzchniowe, dochodzi się do wartości $D_A \approx 30$ MeV.

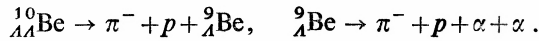


Rys. 2. Asymptotyczna zależność B_A od $A_{rdz}^{-2/3}$; $r_0 A_{rdz}$ — promień rdzenia hiperjądrowego, $r_0 \approx 1,21$ fm, $A_{HF} = A_{rdz} + A$, D_A — głębokość studni potencjalnej w oddziaływaniu ΛN [24, 25]. Wartości B_A skorygowane zgodnie z ostatnimi danymi

Korzystając z techniki licznikowej można mieć nadzieję, że pełna analiza widma energetycznego dwuciałowej produkcji hiperjąder w reakcjach wymiany dziwności dostarczy bezpośrednich informacji o energii wiązania ciężkich hiperjąder.

6. Hiperjądra podwójne

Pierwsze podwójne hiperjądro, zawierające dwa związane hiperony Λ zostało zidentyfikowane w Warszawie w 1963 r. w bloku emulsji należącym do Europejskiej Współpracy K^- [26]. Blok naświetlony był wiązką mezonów K^- o pędzie 1,5 GeV/c. Mezon K^- w reakcji $K^- + n \rightarrow \Xi^- + K^0$ wyprodukował hiperon Ξ^- o wyjątkowo niskiej energii 9 MeV, który wychwycony w spoczynku przez lekkie jądro emulsji, wytworzył podwójne hiperjądro ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ rozpadające się dwukrotnie mezonowo:



Całkowita energia wiązania obu hiperonów w hiperberyllu 10: $B_{\Lambda\Lambda} = (17,5 \pm 0,4)$ MeV, skąd energia oddziaływania dwóch hiperonów: $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = B_{\Lambda\Lambda} - 2B_{\Lambda}({}_A^9\text{Be}) = (4,1 \pm 0,04)$ MeV (skorygowane zgodnie z obecnie znaną wartością $B_{\Lambda}({}_A^9\text{Be})$) [10]. W istocie oba hiperony w stanie podstawowym ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ winny być związane w stanie 1S_0 i oddziaływać na siebie przyciągająco.

Przypadek był przebadany przez całą Europejską Współpracę K^- , a następnie, po odpowiednim spreparowaniu emulsji dla uzyskania lepszych warunków obserwacji, przeanalizowany przez zespół P. Fowlera w Bristolu, co stanowiło niezależne potwierdzenie dokonanej analizy [27].

W 1966 r. Prowse opublikował drugi przypadek podwójnego hiperjądra: ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^5_{\Lambda}\text{He}$, ${}^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \pi^- + p + \alpha$, z energią wiązania $B_{\Lambda\Lambda} = (10,8 \pm 0,5)$ MeV, czyli $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = (4,6 \pm 0,05)$ MeV [28]. Wartości $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ otrzymane w obu przypadkach były zgodne.

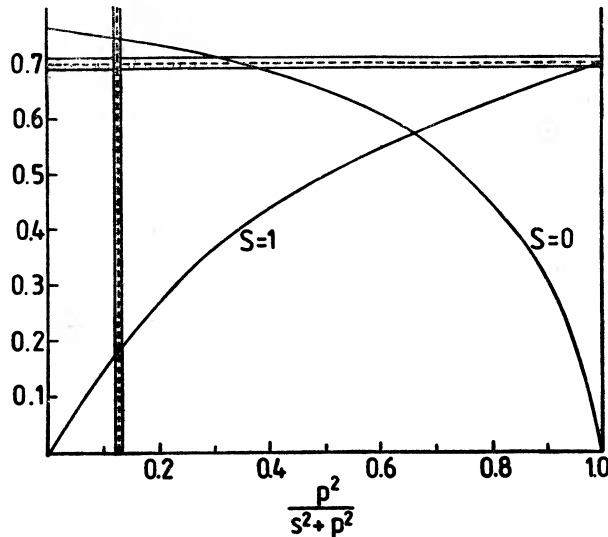
Poszukiwania dalszych jednoznacznych przypadków hiperjader podwójnych nie doprowadziły do pozytywnych rezultatów, mimo że były notowane domniemane takie przypadki, jednak nie rozpadające się mezonowo. Wydaje się, że ze względu na dużą energię wydzielaną w bezpośrednim oddziaływaniu mezonu K^- o wysokim pędzie produkcja taka możliwa byłaby najwyżej w ciężkim jądrze emulsji, lecz odpowiednio ciężkie hiperjądro podwójne, rozpadając się niemezono, nie daje się ani zidentyfikować, ani nawet rozpoznać. Natomiast po wychwycie hiperonu Ξ^- jedyną energetycznie możliwą reakcją jest jego oddziaływanie z protonem, które obok produkcji dwóch hiperonów Λ wyzwala raczej małą energię (dla swobodnego protonu $\Xi^- + p = \Lambda + \Lambda + 28,4$ MeV). Kolejnym procesem może być uwolnienie jednego, lub obu hiperonów Λ , powstanie dwu niezależnych hiperjader i wreszcie związanie obu hiperonów Λ połączone z uwolnieniem jakiegoś fragmentu jądra wychwytyjącego hiperon Ξ^- . Wydaje się, że uzyskanie zatrzymujących się hiperonów Ξ^- powinno łatwo doprowadzić do produkcji hiperjader podwójnych. Jednak mezon K^- o pędzie np. 1,5 GeV/c, oddziałując z nukleonem napotkanego jądra emulsji, produkuje całe widmo hiperonów Ξ^- i to głównie wysokoenergetycznych, o energiach sięgających 700 MeV. Hiperony te przed zatrzymaniem się na ogół ulegają rozpadowi. Nie biorąc pod uwagę oddziaływań hiperonów Ξ^- w obrębie jądra, z którego zostały wyprodukowane, otrzymujemy ok. $400\Xi^-$ na 10^5 oddziaływań mezonów K^- (1,5 GeV/c), z których zaledwie 4 hiperony mogą przeżyć czas hamowania w emulsji. W tym rachunku sytuacja niewątpliwie się poprawi, jeśli dopuścić oddziaływanie hiperonu Ξ^- w jądrze macierzystym, mimo że to oddziaływanie może wyraźnie zmniejszyć ogólną liczbę produkowanych hiperonów. Taki był zapewne warszawski przypadek hiperonu Ξ^- , wyprodukowanego z energią zaledwie 9 MeV, miał on bowiem ponad 90% szans, by nie ulec rozpadowi przed wychwytem. Wszystko to tłumaczy trudności w znalezieniu nowych przypadków hiperjader podwójnych. Natomiast zaobserwowano kilka przypadków jednoczesnej produkcji dwóch hiperjader zwykłych w bezpośrednim oddziaływaniu mezonów K^- , w tym dla jednego przypadku z wyraźnie widocznym torem towarzyszącego im mezonu K^+ [29].

7. Spiny hiperjader, oddziaływania w stanie końcowym

Jeśli spin rdzenia hiperjądrowego jest zerem, wtedy spin hiperjądra może być jedynie równy $\frac{1}{2}$, jak to ma miejsce w przypadku hiperhelu 5, którego rdzeniem jest cząstka α . W innych przypadkach spin hiperjądra może różnić się o $\pm \frac{1}{2}$ od spinu rdzenia w zależności od wzajemnego ustawienia się spinów cząstki Λ i rdzenia. Jednej z tych możliwości odpowiada stan podstawowy hiperjądra, drugiej — wzbudzony. Dla trzech hiperjader s -powłokowych ustalono, że dla ich stanów podstawowych należy przyjąć znak minus, tak że oddziaływanie ΛN w stanie singletowym jest silniejsze, niż w stanie tripletowym. W ten sposób spiny tych hiperjader są odpowiednio równe: ${}^3_{\Lambda}\text{H}(\frac{1}{2}^+)$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}(0^+)$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}(0^+)$, podczas gdy spiny ich rdzeni są o $\frac{1}{2}$ wyższe: ${}^2\text{H}(1^+)$, ${}^3\text{H}(\frac{1}{2}^+)$, ${}^3\text{He}(\frac{1}{2}^+)$.

W istocie istnieją różne drogi prowadzące do wyznaczenia spinu hiperjądra. Punktem wyjścia może być stosunek liczby rozpadów mezonowych hiperjądra w różnych kanałach, może nim być rozkład kątowy mezonów π^- w rozpadzie dwuciałowym względem kierunku lotu hiperjądra, i wreszcie oddziaływanie fragmentów rozpadającego się hiperjądra w stanie końcowym.

W ten sposób np. spin hiperwodoru 4 został wyznaczony przez Blocka i wsp. [30] w helowej komorze pęcherzykowej, rejestrującej oddziaływania typu: $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{H} + \pi^0$, ${}^4\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He}$. Tory mezonu π^- wykazywały izotropowy rozkład kątowy względem kierunku lotu ${}^4\text{H}$, dowodząc, że jego spin równa się 0. W przypadku spinu 1 rozkład ten powinien być zależny od $\sin^2\theta$, gdzie $\theta = \angle(\pi^-, \text{HF})$. Niezależny dowód można



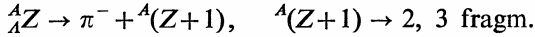
Rys. 3. Zależność $R_4 = ({}^4\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He}) / (\text{wszyst. rozp. mez.})$ od $p^2/(s^2+p^2)$ dla dwóch różnych wartości spinu ${}^4\text{H}$ $S = 0$ i $S = 1$. Wartości doświadczalne: $R_4 = 0,69 \pm 0,02$, $p^2/(s^2+p^2) = 0,126 \pm 0,006$

było uzyskać, badając odpowiedni stosunek liczb przypadków w różnych kanałach rozpadu tego hiperjądra $R_4 = ({}^4\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He}) / (\text{wszystkie rozpady } \pi^- \text{-mezonowe})$. W oparciu o model pędowy Dalitza i Liu (1959) [31] wyliczyli dla dwu założeń ${}^4\text{H}(0)$ i ${}^4\text{H}(1)$ zależności R_4 od wyrażenia $p^2/(p^2+s^2)$, gdzie p i s przedstawiały względne wartości amplitud fal p i s dla rozpadu swobodnego Λ . Wartość stosunku $p^2/(p^2+s^2) = 0,126 \pm 0,006$ została wyznaczona ostatnio przez Overseth i Roth (1967) [32], a $R_4 = 0,69 \pm 0,02$ przez Europejską Współpracę K^- (1970) [33].

Zestawienie tych wyników z krzywymi uzyskanymi przez Dalitza i Liu dla dwu wartości spinu ${}^4\text{H}$ jednoznacznie wskazuje na wartość zero tego spinu (rys. 3).

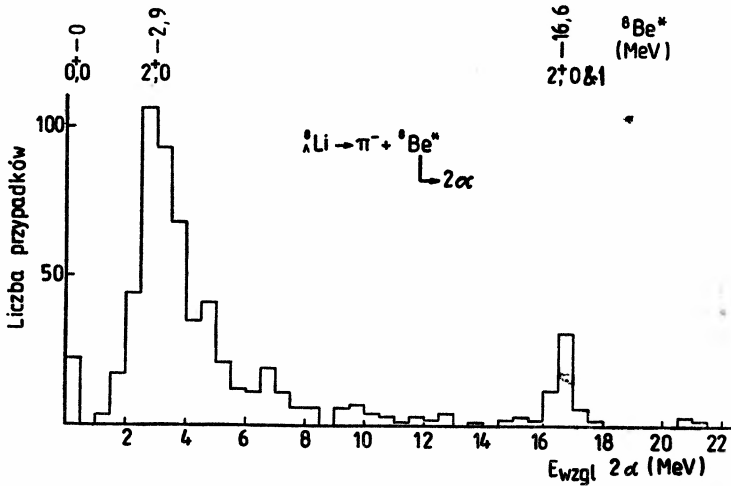
Dużą rolę w wyznaczaniu spinów hiperjądrowych odegrały badania oddziaływań fragmentów hiperjądra w stanie końcowym jego rozpadu. W badaniach tych chodziło o rozpady dwustopniowe, w których w początkowej fazie obok mezonu π^- tworzyło się

jądro odrzutu w nietrwałym stanie podstawowym, bądź wzbudzonym, ulegające następnie dalszemu rozpadowi



Wyznaczano częstość obsadzania różnych poziomów jądra tworzonego w pierwszej fazie rozpadu, stwierdzając wyróżnianie głównie jednego spośród nich. Analizowano rozkłady kątowe końcowych fragmentów rozpadu względem kierunku emisji mezonu π^- . Uzyskane wyniki dawały się powiązać z wartościami spinów badanych hiperjader. W przypadku hiperlitu 8 rozpad następował przez trzy stany berylu 8: ${}^8_4\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Be}$ (podstawowy, 2,9, 16,6), ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$.

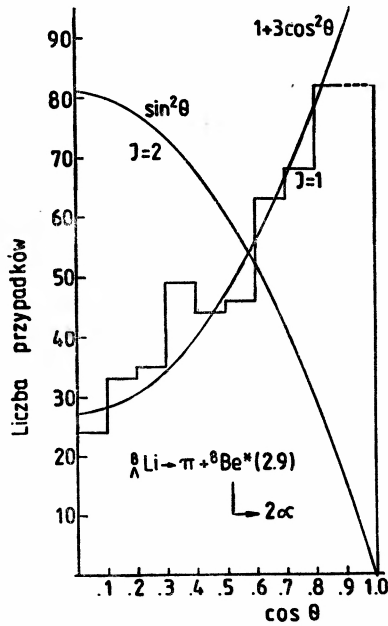
Główny kanał rozpadu prowadził przez stan 2,9 MeV (2^+) [34] (rys. 4). Rdzeń ${}^7\text{Li}$ posiada spin $3/2^-$ i stąd oczekiwany spin hiperjądra mógł być 1^- , bądź 2^- . Analiza rozkładu kąтового cząstek α względem kierunku emisji mezonu π^- dla przypadków związanych z tym stanem wykazała, że jest on zależny od $(1 + 3 \cos^2 \theta)$, gdzie θ jest kątem między kierunkiem rozpadu ${}^8\text{Be}$ w jego układzie własnym a kierunkiem lotu mezonu π^- [34], (rys. 5). Taki rozkład był oczekiwany dla spinu 1^- hiperjądra, podczas gdy dla spinu 2^-



Rys. 4. Rozpad ${}^8_4\text{Li}$: Względna energia dwóch cząstek α w ich układzie środka masy

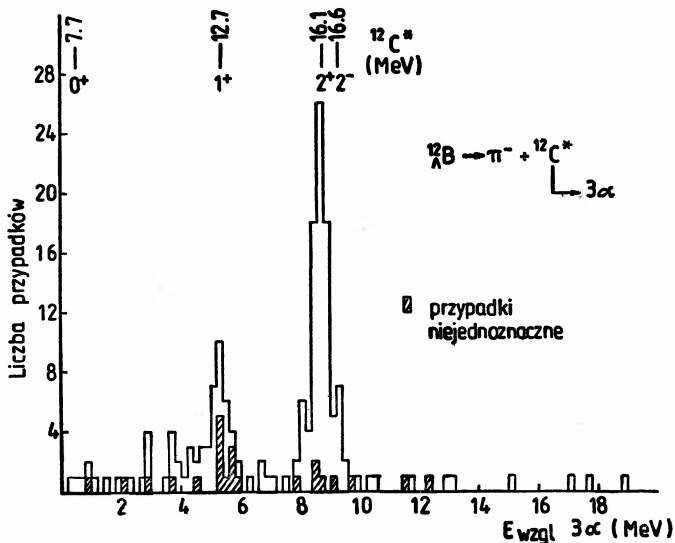
byłby on zależny od $\sin^2 \theta$, poza tym dla spinu 2^- rozpad przez stan podstawowy byłby w ogóle wzbroniony. Dodatkowym wynikiem tej analizy było stwierdzenie, że jeśli chodzi o rdzeń ${}^7\text{Li}$ hiperjądra ${}^8\text{Li}$, to obok jego stanu podstawowego $P_{3/2}$ istnieje pewna domieszka pierwszego stanu wzbudzonego $P_{1/2}$ (0,48) [35].

W przypadku rozpadu hiperboru 12: ${}^{12}_4\text{B} \rightarrow \pi^- + {}^{12}\text{C}^*$, ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ stwierdzono, że zachodzi on przez dwa stany ${}^{12}\text{C}^*$ (12,7, 1^+) i ${}^{12}\text{C}^*$ (16,1, 2^+) (rys. 6). Rozkład kątowy dla drugiego z tych stanów badany względem $\cos \gamma$, gdzie γ było kątem między kierunkiem lotu mezonu π^- i normalną do płaszczyzny trzech cząstek α , wskazywał, że jest on postaci $1 + A \cos^2 \gamma$ [36], co zgodnie z rachunkami Ziemińskiej i Dalitza [37] wskazuje na wartość 1^- spinu tego hiperjądra.



Rys. 5. Rozpad ${}^6\text{Li}$: Rozkład kątowy kierunków lotu cząstek α w układzie środka mas względem kierunku lotu mezonu π

Warto przypomnieć, że anizotropowy rozkład fragmentów w rozpadzie hiperjader był po raz pierwszy zauważony przez Zielińskiego w roku 1956 [38]. W 1959 r. Ammar wykonał dokładną analizę rozpadu ${}^5\text{He} \rightarrow \pi^- + p + \alpha$ stwierdzając, że jest on dwustopniowy, przy czym w pierwszej fazie tworzone jest nietrwale jądro ${}^5\text{Li}$ w stanach $P_{3/2}$ i $P_{1/2}$, z dominacją pierwszego z nich [39]. Rozkład kątowy fragmentów końcowych



Rys. 6. Rozpad ${}^{12}\text{B}$: Względne energie trzech cząstek α w ich układzie środka masy

był zgodny z przewidywaniami teoretycznymi. Oczywiście w przypadku ${}^5_2\text{He}$ spin jego mógł mieć jedynie wartość $\frac{1}{2}^+$. Badano również oddziaływania w stanie końcowym rozpadu ${}^9_4\text{Be}$, a ostatnio również ${}^9_3\text{Li}$ [16].

Eksperymentalnie wyznaczone spiny hiperjader p -powłokowych, których rdzeniom przypisywany jest stan $P_{3/2}$, są równe 1, czyli zgodnie z tym, co stwierdzono dla hiperjader s -powłokowych, sprzężenie cząstki A z rdzeniem wskazuje na silniejsze oddziaływanie spinów w stanie singletowym niezależnie od momentów orbitalnych. W przypadku rdzeni w stanie $P_{1/2}$, np. ${}^{14}_6\text{C}$, którego rdzeń ${}^{13}_6\text{C}$ ma spin $\frac{1}{2}^-$, oczekiwany jest spin o wartości 1^- , na co na razie brak dowodów eksperymentalnych, poza zauważonym udziałem wzbudzonego stanu $P_{1/2}$ litu 7 w strukturze rdzenia hiperjądrowego ${}^8_3\text{Li}(1^-)$.

8. Oddziaływanie ΛN

Uzyskanie pierwszych danych o energii B_Λ hiperjader umożliwiło Dalitzowi i Downsowi podjęcie już w roku 1958 [40] próby opisu oddziaływań ΛN poprzez odpowiednio dobrany potencjał fenomenologiczny [39]. Nawet nie znając wówczas spinów hiperjader założyli oni, że w oddziaływaniu tym występują człony V_s i V_t , odpowiadające stanom sigletowym bądź tripletowym par ΛN . Wkrótce wielu autorów podjęło podobny trud. Z początku zakładano, że istotną rolę odgrywają jedynie oddziaływania dwuciałowe ΛN . Po stwierdzeniu łamania symetrii ładunkowej w przypadku hiperjader o liczbie masowej $A = 4$ [17], zaczęto również uwzględniać człon odpowiadający łamaniu tej symetrii, tj. wyróżniający oddziaływania Λn i Λp . Pierwsze potencjały ΛN nie posiadały sztywnego rdzenia, jednak w latach sześćdziesiątych już tylko takie brano pod uwagę. Stosując rachunek wariacyjny próbowano wyznaczać podstawowe parametry potencjałów fenomenologicznych, np. ich zasięgi i długości rozpraszania, a także promień sztywnego rdzenia, czy w przypadku braku tego rdzenia, tzw. całkę objętościową potencjału dla całego hiperjądra. Jednocześnie opierając się na teorii mezonowej próbowano znaleźć uzasadnienie dla przyjmowanych wartości tych parametrów. Np. fakt, że hiperon Λ jest singletem izospinowym, upoważniał do przyjęcia w jego oddziaływaniu wymiany dwóch mezonów π i krótszego zasięgu tego oddziaływania w porównaniu do dwóch nukleonów. Podwójna masa wymienianych mezonów skracala ten zasięg do połowy.

Łatwo było wykazać, że energia $B_\Lambda({}^3_\Lambda\text{H})$ jest głównie związana z potencjałem V_s , natomiast $B_\Lambda({}^5_\Lambda\text{He})$ z potencjałem V_t . Początkowo udało się stworzyć spójny opis wiązania wszystkich czterech hiperjader s -powłokowych [41]. Niestety, znana podówczas wartość energii $B_\Lambda({}^3_\Lambda\text{H})$ była silnie zawyżona i zgodność okazała się pozorna.

W połowie lat sześćdziesiątych do danych hiperjądrowych dołączono dane dotyczące się przekrojów czynnych na rozpraszanie swobodnych hiperonów Λ na protonach. Uzyskały je dwa zespoły z Maryland [42] oraz z Rehovoth i Heidelberga [43] pracujące z wodorową komorą pęcherzykową. Jednak uzyskane dane okazały się niespójne z danymi hiperjądroowymi, wskazując na brak wyraźnej różnicy w oddziaływaniach Λp w stanach sigletowym i tripletowym. Ponieważ dane otrzymane z badań przekrojów czynnych miały największy wpływ na wartość V_t , Herndon i Tang [44] spróbowali zrezygnować ze znajomości wartości $B_\Lambda({}^5_\Lambda\text{He})$, biorąc w to miejsce dane komorowe. W rezultacie otrzymano bardzo zawyżoną wartość $B_\Lambda({}^5_\Lambda\text{He})$, której nie udało się wytłumaczyć na żadnej drodze.

O wiele większe trudności napotkano przy próbach rozszerzenia opisu na hiperjądra p -powłokowe.

Wyniki komorowe oparte były na niezbyt dużej statystyce danych, być może nie pozbawionych systematycznych obciążeń selektywnymi stratami obserwowanych przypadków. Wyciągane wnioski uzyskano w oparciu o metodę najlepszego dopasowania, a Dalitz wykazał, że w granicach jednego standardowego odchylenia można otrzymać zarówno słabo zaznaczającą się różnicę w potencjałach V_s i V_t , jak i bardzo wyraźną [45]. Warto również zauważyć, że licznikowe eksperymenty z hiperjądrowej spektroskopii γ , wykonane przez dwa zespoły, najpierw z Heidelberga i Warszawy [46], a następnie Lyonu i Warszawy [47] wykazały, że wartość energii wzbudzenia ${}^4_1\text{H}$ i ${}^4_2\text{He}$, przekracza 1 MeV, co jest raczej trudne do pogodzenia z brakiem wyraźnych różnic między V_s i V_t , sugerowanych przez eksperymenty komorowe [48].

W latach siedemdziesiątych Gal, Soper i Dalitz [49] podjęli próbę fenomenologicznego opisu hiperjader p -powłokowych przy wprowadzeniu w szczególności oddziaływań trzyciałowych ΛNN , oddziaływań niecentralnych — tensorowych i związanych ze sprzężeniem spinu z momentem orbitalnym. Jednak eksperymentalne dane hiperjądrowe okazały się zbyt szczupłe, by przy dużej liczbie nieznanymi parametrów doprowadzić do jednoznacznego rozwiązania, natomiast metoda najlepszego dopasowania dała w wyniku silne efekty sprzężenia spinu z momentem orbitalnym, niezgodne z późniejszymi wskazaniami eksperymentów licznikowych ze spektroskopii hiperjądrowej [50]. Można powiedzieć, że podejmowane próby powiązania energii B_Λ z oddziaływaniami hiperonu Λ z nukleonami nie doprowadziły na razie do uzyskania w pełni zadawalającego rezultatu.

9. Rozpady niemezonowe

Uważa się, że rozpady niemezonowe są wynikiem słabego oddziaływania: $A + p \rightarrow n + p$, lub $A + n \rightarrow n + n$, w których jeden z nukleonów rdzenia hiperjądrowego stymuluje rozpad hiperonu Λ bez emisji mezonu π . Jest ono zasadniczo różne od słabego oddziaływania czterech fermionów, występującego w jądrowym rozpadzie β . Może być ono zestawiane raczej ze słabym oddziaływaniem czterech nukleonów: $N + N \rightarrow N + N$, postulowanym przez Feynmana i Gell-Manna w 1958 r. [51], mogącym akcentować swą obecność jedynie niezachowaniem parzystości w pewnych procesach oddziaływań jądrowych i strukturze poziomów. Uważa się, że oddziaływanie ze zmianą dziwności jest o rząd wielkości słabsze od analogicznego oddziaływania bez tej zmiany, a staje się uprzywilejowane jedynie dzięki wydzielaniu się znacznej energii, równej różnicy mas cząstki Λ i nukleonu (około 176 MeV) [52].

Dwie wielkości mogą charakteryzować rozpady niemezonowe: wielkość Q^- — będąca stosunkiem liczby rozpadów niemezonowych danego hiperjądra do wszystkich jego rozpadów z emisją mezonu π^- oraz wielkość $C = [Ap]/[An]$ — będąca stosunkiem liczby rozpadów stymulowanych przez protony do liczby takich rozpadów związanych z neutronami, lub $\gamma = [An]/([An] + [Ap])$. Wielkości te wyznaczono przede wszystkim dla hiperjader o liczbie masowej $A = 4$, stosując technikę helowych komór pęcherzykowych. Dla ${}^4_2\text{He}$ otrzymano $Q^- = 0,52 \pm 0,10$ oraz $C = 2,2 \pm 0,8$, dla ${}^4_1\text{H}$ uzyskano $Q^- = 0,26 \pm 0,13$ (Block i wsp. 1963 [30]). Wielkość C można było wyznaczyć, obserwując

widmo energetyczne protonów. Zakładano, że obecność prędkiego protonu wskazuje na stymulowanie rozpadu przez proton, a jego brak jest wynikiem udziału neutronu. Ponieważ ${}^4_2\text{He}$ zawiera dwa protony i jeden neutron, stąd mogło się wydawać, że udział obu nukleonów w stymulowaniu rozpadów niemezonowych może być podobny.

Próbie wyznaczenia wartości Q^- dla cięższych hiperjąderek, obserwowanych w emulsji fotograficznej, podjęła Europejska Współpraca K^- . Zasadniczą trudnością, jaką tu napotkano, była niemożność właściwej identyfikacji pewnych rozpadów niemezonowych, np. rozróżnienia niektórych rozpadów ${}^4_2\text{He}$ i ${}^5_2\text{He}$. Wiążąc jednak dane emulsyjne z danymi z komór helowych, w których ${}^5_2\text{He}$ nie jest w ogóle produkowany, uzyskano dla hiperhelu 5: $Q^- = 1,29 \pm 0,10$ (Coremans i wsp. 1970 r. [53]). Następnie, po wprowadzeniu odpowiednich poprawek, wyznaczono dla wszystkich nie rozróżnialnych w produkcji hiperberyli: $Q^- = 4,3 \pm 1,0$ oraz dla ${}^{11}_4\text{B}$: $Q^- = 4,8 \pm 1,1$ (Montwill i wsp., 1970 r. [54]). W przypadku ciężkich hiperjąderek otrzymano dla obszaru mas $40 < A < 100$ wartości Q^- zawarte w granicach $120 < Q^- < 180$ (Lagnaux i wsp., 1964 r. [55]).

Biorąc za punkt wyjścia wartość eksperymentalną Q^- uzyskaną dla ${}^5_2\text{He}$ Dalitz podjął próbę wyznaczenia wielkości Q^- dla paru innych hiperjąderek. Wziął on pod uwagę tłumienie rozpadu $A \rightarrow N\pi$ wywołane czynnikiem Pauliego, którego rola wyraźnie rośnie wraz z liczbą A i na tej drodze obliczył dla ${}^7_3\text{Li}$: $Q^- = 1,9$, dla ${}^9_4\text{Be}$: $Q^- = 4,5$, dla ${}^{13}_6\text{C}$: $Q^- = 8,2$ i wreszcie dla $A \approx 100$: $Q^- = 130$ [56]. Wyniki te można uznać za zgodne z otrzymanymi na drodze doświadczalnej. Dla hipertrytu, ze słabo związanym hiperonem Λ , oszacowano $Q^- = (1,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$.

Dla wyznaczenia wielkości C , czy γ — względnych częstości rozpadów stymulowanych przez protony i neutrony — podjęto szczegółowe badania widma energii prędkich protonów w rozpadach niemezonowych. Widma te zestawiano z wynikami rachunków wykonywanych metodą Monte Carlo dla kaskady wewnątrzjądrowej, rozwijającej się po pierwotnym procesie stymulowanego rozpadu [54]. Z tego zestawienia wynikało, że dla hiperjąderek o większych masach wzrasta udział stymulacji neutronów, a dla ciężkich staje się dominujący. Skonfrontowanie tego wyniku z wartością $C = 2,2$, uzyskaną dla ${}^4_2\text{He}$, nasuwa wniosek, że w słabym oddziaływaniu ΛN nie tylko brak jest symetrii ładunkowej, ale że jest ono silniejsze w stanie tripletowym tak, że np. dominuje przejście ${}^3S_1(\Lambda N) \rightarrow {}^3P_1(\Lambda N)$, podczas gdy duża wartość $C = 2,2$ dla hiperhelu 4 jest wynikiem tego, że dla neutronu w tym hiperjądrze istnieje tylko stan ${}^1S_0(\Lambda N)$ [56].

10. Inne kanały rozpadu hiperjąderek

Podobnie jak w przypadku swobodnej cząstki Λ należy oczekiwać częstych rozpadów hiperjąderek z emisją mezonu π^0 . Niestety są one na ogół trudne tak do identyfikacji, jak i analizy. Piękny pierwszy przypadek takiego rozpadu przedstawili Levi-Setti i Slater w 1958 r. [57]: ${}^4_2\text{He} \rightarrow \pi^0 + \alpha$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + (e^+ + e^-)$ (p. fot. w [1]), inny przypadek bez stwierdzenia rozpadu mezonu π^0 podał Ammar w 1959 r. [58] (p. fot. w [2]).

Pomiędzy mezonowymi rozpadami ${}^4_2\text{He}$ zaobserwowano znaczącą liczbę rozpadów z emisją mezonu π^+ . Stwierdzono również, że taki rozpad może pojawić się w przypadku ${}^7_4\text{Be}$, tzn. zawsze gdy hiperjądro zawiera w swym rdzeniu wyraźną nadwyżkę protonów nad neutronami. Wydaje się, że możliwe są trzy mechanizmy tłumaczące występowanie

takiego procesu: a) wymiana ładunku $\pi^0 \rightarrow \pi^+$ w oddziaływaniu z protonem, b) rozpad π^+ wirtualnego hiperonu Σ^+ , c) stymulowany przez proton rozpad mezonowy $\Lambda + p \rightarrow n + n + \pi^+$. W 1964 r. Dalitz i von Hippel [18, 59] obliczyli wartość stosunku rozpadów π^+ do π^- zgodnie z mechanizmem (a) otrzymując $R_4 = 0,25\%$, w tym samym roku von Hippel obliczył R_4 dla mechanizmu (b), uzyskując $R_4 < 1\%$ [60]. Wartość eksperymentalna wyznaczona przez Europejską Współpracę K^- wyniosła jednak ok. 5-6% [61].

Dalitz i Rajasekharan w 1962 r. próbowali rozważać mechanizm (c), otrzymując jednak w tym przypadku również możliwość występowania stymulacji $\Lambda + n \rightarrow n + p + \pi^-$, co nie znajdowało odbicia w widmie mezonów π^- [62].

Nie zaobserwowano dotychczas ani jednego jednoznacznego przypadku rozpadu leptonowego hiperjądra, czego właściwie należało oczekiwać na podstawie nikłego procentu takich rozpadów w przypadku swobodnej cząstki Λ . Wyznaczony ułamek rozpadów elektronowych dla tej cząstki wynosi $(8,07 \pm 0,28) \cdot 10^{-4}$, a mionowych $(1,57 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$.

11. Czasy życia hiperjąder

Czas życia swobodnego Λ wynosi $\tau_\Lambda = (2,632 \pm 0,020) \cdot 10^{-10}$ s. Kilka czynników ma istotny wpływ na czas życia hiperonu związanego i w ten sposób również całego hiperjądra. Energia wiązania B_Λ redukuje wielkość wydzielanej energii, a wraz z tym wielkość dostępnej przestrzeni fazowej, wpływając w ten sposób na wydłużenie czasu życia hiperjądra, z drugiej strony stymulujące oddziaływanie nukleonów otwiera nowe kanały rozpadu niemezonowego silnie intensyfikujące rozpad hiperjądra. Przy stosunkowo małej energii nukleonu powstającego w mezonowym rozpadzie cząstki Λ zasada Pauliego może ograniczać osiągnięcie przez ten nukleon pewnych stanów końcowych, z drugiej strony jednak może też prowadzić do wzmożonego obsadzania niektórych stanów końcowych, jak np. w przypadku rozpadu ${}^4_1\text{H} \rightarrow \pi^- + \alpha$.

Zasięgi hiperjąder wytwarzanych przez zatrzymujące się mezony K^- w emulsji fotograficznej są na ogół krótkie, a czas ich hamowania znacznie krótszy od ich czasu życia. Stwarza to poważne trudności w gromadzeniu wystarczająco obfitej próbki hiperjąder rozpadających się w locie. W ten sposób technika emulsyjna umożliwia wyznaczenie czasu życia jedynie dla paru najłżejszych hiperjąder, mających z reguły dłuższe zasięgi.

Hipertryt jednak przez długi czas stanowił przypadek szczególny. Oczekiwano, że bardzo luźne związanie w nim hiperonu Λ winno czynić jego czas życia niezbyt różnym od czasu życia hiperonu swobodnego, tymczasem wyznaczona wartość $\tau({}^3_1\text{H})$ była równa $(1,28 \pm 0,35) \cdot 10^{-10}$ s. Dopiero w 1970 r. Bohm i Wysotzki [63] wykazali, że ten krótki czas życia hipertrytu jest wywołany kulombowską dysocjacją hiperjądra w materiale emulsji, lub komory pęcherzykowej. Wykazali oni, że przyjmując $B_\Lambda({}^3_1\text{H}) = (0,08 \pm \pm 0,03)$ MeV można uzyskać skrócenie czasu życia hipertrytu w emulsji zgodne z wartością wyznaczoną eksperymentalnie. Z kolei założona wartość B_Λ była zgodna ze znaną wartością eksperymentalną $(0,13 \pm 0,05)$ MeV. W 1973 r. Keyes i wsp. [64], po dokonaniu odpowiednich cięć w przypadkach obserwowanych w komorze helowej, otrzymali czas życia hipertrytu równy $(2,46 \pm 0,62) \cdot 10^{-10}$ s. Wszystkie lekkie hiperjądra mają czasy życia niezbyt różne od τ_Λ hiperonu swobodnego i w zasadzie zgodne z przewidywaniami teoretycznymi Dalitza i Rayeta z 1966 r. [65].

W 1976 r. Nield i wsp. [66] oszacowali czas życia hiperjąderek o liczbie $A = 16$ jako równy ok. $1 \cdot 10^{-10}$ s. Mogli tego dokonać badając produkcję hiperjąderek w zderzeniach relatywistycznych jonów tlenu 16 z tarczą polietylenową: $^{16}\text{O} + p \rightarrow K^+ + n + ^{16}_A\text{O}$ lub $^{16}\text{O} + n \rightarrow K^+ + n + ^{16}_A\text{N}$. W tym przypadku hiperjądra mogły przebyć drogę paru centymetrów zanim uległy rozpadowi.

Literatura

- [1] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **30**, 517 (1979).
- [2] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **37**, 113 (1986).
- [3] D. H. Davis, J. Pniewski, *Contemp. Phys.* **27**, 91 (1986).
- [4] B. D. Jones, B. Sanjeevaiah, J. Zakrzewski, M. Csejthey-Barth, J. P. Lagnaux, J. Sacton, M. J. Beniston, E. H. S. Burhop, D. H. Davis, *Phys. Rev.* **127**, 236 (1962).
- [5] W. H. Barkas, *Nuovo Cimento* **8**, 201 (1958).
- [6] H. H. Heckman, B. Perkins, N. Simon, F. Smith, W. H. Barkas, *Phys. Rev.* **117**, 544 (1960).
- [7] W. H. Barkas, P. H. Barrett, P. Cüer, H. H. Heckman, F. M. Smith, H. K. Ticho, *Nuovo Cimento* **8**, 185 (1958).
- [8] G. Bohm, J. Klabuhn, U. Krecker, F. Wysotzki, G. Coremans, W. Gajewski, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. O'Sullivan, D. Stanley, D. H. Davis, E. R. Fletcher, S. P. Lovell, N. C. Roy, J. H. Wickens, A. Filipkowski, K. Garbowska-Pniewska, T. Pniewski, E. Skrzypczak, T. Sobczak, J. E. Allen, V. A. Bull, A. P. Conway, A. Fishwick, P. V. March, *Nucl. Phys.* **B4**, 511 (1968).
- [9] G. Bohm, U. Krecker, C. Mayeur, J. Sacton, J. H. Wickens, F. Esmael, D. Stanley, D. H. Davis, J. E. Allen, A. Filipkowski, E. Skrzypczak, *Nuovo Cimento* **70**, 384 (1970).
- [10] M. Jurić, G. Bohm, J. Klabuhn, U. Krecker, F. Wysotzki, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, G. Wilquet, T. Cantwell, F. Esmael, A. Montwill, D. H. Davis, D. Kielczewska, T. Pniewski, T. Tymieniecka, J. Zakrzewski, *Nucl. Phys.* **B52**, 1 (1973).
- [11] M. Jurić, G. Bohm, J. Klabuhn, U. Krecker, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, T. Cantwell, F. Esmael, A. Montwill, D. H. Davis, D. Kielczewska, T. Pniewski, T. Tymieniecka, J. Zakrzewski, *Nucl. Phys.* **B35**, 160 (1971).
- [12] S. J. St. Lorant, S. Lokanathan, *Phys. Lett.* **1**, 223 (1962).
- [13] J. Pniewski, M. Danysz, *Phys. Lett.* **1**, 142 (1962).
- [14] A. Bonetti, R. Levi-Setti, M. Panetti, L. Scarsi, G. Tomasini, *Nuovo Cimento* **12**, 466 (1954).
- [15] T. Cantwell, D. H. Davis, D. Kielczewska, J. Zakrzewski, M. Jurić, U. Krecker, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, T. Tymieniecka, A. Montwill, P. Moriarty, *Nucl. Phys.* **A236**, 445 (1974).
- [16] J. Pniewski, K. Garbowska-Pniewska, D. Kielczewska, D. H. Davis, G. Bohm, U. Krecker, A. Montwill, P. Moriarty, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, M. Jurić, *Nucl. Phys.* **A443**, 685 (1985).
- [17] M. Raymond, *Nuovo Cimento* **32**, 555 (1964).
- [18] R. H. Dalitz, F. von Hippel, *Phys. Lett.* **10**, 153 (1964); *Nuovo Cimento* **34**, 799 (1964).
- [19] B. W. Downs, *Nuovo Cimento* **43**, 454 (1966).
- [20] J. Pniewski, Hypernuclei, *Methods in Subnuclear Phys.*, t. 5, cz. 1, str. 457, red. M. Nicolić, Herceg-Novi 1969, Rep. IBJ 1151/VI/PH (1970).
- [21] G. Coremans, W. Gajewski, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. H. Davis, J. H. Wickens, *Nucl. Phys.* **B4**, 580 (1968).
- [22] R. Bertini, O. Bing, P. Birien, K. Braune, W. Brückner, A. Chaumeaux, M. A. Faessler, R. W. Frey, D. Garreta, T. J. Ketael, K. Killian, B. Mayer, J. Niewisch, B. Pietrzyk, B. Povh, H. G. Ritter, M. Uhrmacher, *Nucl. Phys.* **A368**, 365 (1981).
- [23] R. H. Dalitz, A. Gal, *Nucl. Phys.* **B1**, 1 (1967); *J. Phys.* **G4**, 889 (1978).
- [24] J. Lemonne, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. Stanley, P. Allen, D. H. Davis, E. R. Fletcher, D. A. Garbutt, M. A. Shaikat, J. E. Allen, V. A. Bull, A. P. Conway, P. V. March, *Phys. Lett.* **18**, 354 (1965).

- [25] J. D. Walecka, *Nuovo Cimento* **16**, 342 (1960).
- [26] M. Danysz, K. Garbowska, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, E. R. Fletcher, J. Lemonne, P. Renard, J. Sacton, W. T. Toner, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Herran, A. Montwill, J. E. Allen, M. J. Beniston, D. H. Davis, D. A. Garbutt, V. A. Bull, R. C. Kumar P. V. March, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 29 (1963); *Nucl. Phys.* **49**, 121 (1963).
- [27] P. H. Fowler, V. M. Mayes, E. R. Fletcher, nie publikowany raport bristolski (1963).
- [28] D. J. Prowse, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 782 (1966).
- [29] P. H. Steinberg, R. J. Prem, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 429 (1963).
- [30] M. M. Block, R. Gessaroli, J. Kopelman, S. Ratti, M. Schneeberger, L. Grimellini, T. Kikuchi, L. Lendinara, L. Monari, W. Becker, E. Harth, *Proc. Int. Conf. on Hyperfragments*, St. Cergue 1963, red. W. O. Lock, CERN 64 — 1, str. 63.
- [31] R. H. Dalitz, L. Liu, *Phys. Rev.* **116**, 1312 (1959).
- [32] O. E. Overseth, H. F. Roth, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 391 (1967).
- [33] D. Bertrand, G. Coremans, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, J. H. Wickens, D. O'Sullivan, D. H. Davis, J. E. Allen, *Nucl. Phys.* **B16**, 77 (1970).
- [34] G. Bohm, U. Kreckler, G. Coremans-Bertrand, D. Kielczewska, J. Sacton, T. Cantwell, A. Montwill, P. Moriarty, D. H. Davis, T. Tymieniecka, O. Adamović, *Nucl. Phys.* **B74**, 237 (1974).
- [35] D. Ziemińska, R. H. Dalitz, *Nucl. Phys.* **B74**, 248 (1974).
- [36] D. Kielczewska, J. Sacton, T. Cantwell, A. Montwill, P. Moriarty, D. H. Davis, T. Tymieniecka, J. Zakrzewski, M. Jurič, U. Kreckler, *Nucl. Phys.* **A238**, 437 (1975).
- [37] D. Ziemińska, R. H. Dalitz, *Nucl. Phys.* **A238**, 453 (1975).
- [38] P. Zieliński, *Nuovo Cimento* **3**, 1479 (1956).
- [39] R. G. Ammar, R. Levi-Setti, W. E. Slater, S. Limentani, P. E. Schlein, P. H. Steinberg, *Nuovo Cim.* **13**, 1156 (1959).
- [40] R. H. Dalitz, B. W. Downs, *Phys. Rev.* **110**, 952 (1958); **111**, 967 (1958); **114**, 593 (1959).
- [41] R. C. Herndon, Y. C. Tang, *Phys. Rev.* **153**, 1091 (1967).
- [42] B. Sechi-Zorn, B. Kehoe, J. Twitty, R. A. Burnstein, *Phys. Rev.* **175**, 1735 (1968).
- [43] G. Alexander, U. Karshon, A. Shapira, G. Yekutieli, R. Engelmann, H. Filthuth, W. Lughofer, *Phys. Rev.* **173**, 1452 (1968).
- [44] R. C. Herndon, Y. C. Tang, *Phys. Rev.* **159**, 853 (1969).
- [45] R. H. Dalitz, „Some Nuclear Aspects of Λ -Hypernuclear Physics” str. 703, *Nuclear Physics*, red. C. de Witt, V. Gillet, 1969.
- [46] A. Bamberger, M. A. Faessler, U. Lynen, H. Piekarz, J. Piekarz, J. Pniewski, B. Povh, H. G. Ritter, V. Soergel, *Phys. Lett.* **B36**, 412 (1971).
- [47] M. Bedjidian, E. Decroix, J. Y. Grossiord, A. Guichard, M. Gussakov, M. Jacquin, M. J. Kudła, H. Piekarz, J. Piekarz, J. R. Pizzi, J. Pniewski, *Phys. Lett.* **B83**, 252 (1979).
- [48] J. Pniewski, *Proc. Int. Conf. on Few Particle Problems in the Nuclear Interactions*, str. 145, red. I. Slaus, North Holland, Amsterdam 1972.
- [49] A. Gal, J. M. Soper, R. H. Dalitz, *Ann. Phys.* **63**, 53 (1971); **72**, 445 (1972); **113**, 79 (1978).
- [50] W. Brückner, M. A. Faessler, T. J. Ketel, K. Kilian, J. Niewisch, B. Pietrzyk, B. Povh, H. G. Ritter, M. Uhrmacher, P. Birien, H. Catz, A. Chaumeaux, J. M. Durand, B. Mayer, J. Thirion, R. Bertini, O. Bing, *Phys. Lett.* **B79**, 157 (1978).
- [51] R. P. Feynman, M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958).
- [52] R. H. Dalitz, *Proc. Int. Conf. on Hyperfragm.*, St. Cergue 1963, red. W. O. Lock, CERN 64-1, str. 147.
- [53] G. Coremans, J. Sacton, D. O'Sullivan, F. Esmael, D. H. Davis, M. A. Shaikat, T. Pniewski, J. E. Allen, *Nucl. Phys.* **B16**, 209 (1970).
- [54] A. Montwill, P. Moriarty, D. H. Davis, T. Pniewski, T. Sobczak, O. Adamović, U. Kreckler, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, *Nucl. Phys.* **A234**, 413 (1974).
- [55] J. P. Lagnaux, J. Lemonne, J. Sacton, E. R. Fletcher, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Heeran, A. Montwill, J. E. Allen, D. H. Davis, D. A. Garbutt, V. A. Bull, P. V. March, M. Yaseen, T. Pniewski, J. Zakrzewski, *Nucl. Phys.* **60**, 97 (1964).
- [56] R. H. Dalitz, *Proc. Summer School*, Les Houches 1968, str. 703.

- [57] R. Levi-Setti, W. Slater, *Phys. Rev.* **11**, 1395 (1958).
- [58] R. G. Ammar, *Nuovo Cimento* **14**, 1226 (1959).
- [59] R. H. Dalitz, F. von Hippel, *Nuovo Cimento* **34**, 799 (1964).
- [60] F. von Hippel, *Phys. Rev.* **B136**, 455 (1964).
- [61] G. Bohm, J. Klabuhn, U. Krecker, F. Wysotzki, G. Coremans, W. Gajewski, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. O'Sullivan, D. Stanley, D. H. Davis, E. R. Fletcher, S. P. Lovell, N. C. Roy, J. H. Wickens, A. Filipkowski, K. Garbowska-Pniewska, T. Pniewski, E. Skrzypczak, T. Sobczak, J. E. Allen, V. A. Bull, A. P. Conway, A. Fishwick, P. V. March, *Nucl. Phys.* **B9**, 1 (1969).
- [62] R. H. Dalitz, A. Rajasekharan, *Phys. Lett.* **1**, 58 (1962).
- [63] G. Bohm, F. Wysotzki, *Nucl. Phys.* **B16**, 53 (1970).
- [64] G. Keyes, J. Sacton, J. H. Wickens, M. M. Block, *Nucl. Phys.* **B67**, 269 (1973).
- [65] R. H. Dalitz, M. Rayet, *Nuovo Cimento* **A46**, 786 (1966).
- [66] K. J. Nield, Z. Bowen, G. D. Cable, D. A. DeLise, E. W. Jenkins, R. M. Kalbach, R. C. Noggle, A. E. Pifer, *Phys. Rev.* **C13**, 1263 (1976).
- [67] P. Dłużewski, K. Garbowska-Pniewska, J. Pniewski, T. Tymieniecka, P. Ciok, D. H. Davis, *Nucl. Phys.* A w druku.

Ludwik Pokora, Zbigniew Ujda

Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy
im. S. Kaliskiego
Warszawa

Lasery na swobodnych elektronach

Free Electron Lasers

Abstract: The paper presents the characteristics of basic types of lasers using free electron radiation. Lasers with magnetostatic and electromagnetic pumps are characterized and also those of low and high current density of electron beams. Basic properties of these lasers and some examples of working or planned devices are described. The fundamental parameters of interesting practical systems are shown in tables. It is also pointed out that the possibilities of applications of these lasers are numerous.

1. Wprowadzenie

Nazwa lasery na swobodnych elektronach (LSE) obejmuje urządzenia, w których zachodzi generacja lub wzmocnienie koherentnego, świetlnego promieniowania elektronów swobodnych o prędkościach relatywistycznych. W laserach tych ośrodkiem roboczym jest wiązka elektronów. Ten fakt tłumaczy również nazwę tej grupy laserów. Generacja promieniowania w LSE jest możliwa w procesie zmiany prędkości elektronów relatywistycznych w przestrzennie periodycznym polu sił zewnętrznych. Przykładem takiego pola może być pole magnetyczne wytwarzane w urządzeniach zwanych undulatorami lub wigglerami. W polu undulatora (wigglera), elektrony oscylują prostopadle do kierunku ich ruchu postępowego oraz do kierunku pola magnetycznego. Przy odpowiednim dobraniu prędkości elektronów i długości okresu zmian pola, promieniowanie elektronów będzie skorelowane. Na tej samej zasadzie pracują znane wcześniej urządzenia zwane ubitronami. Wykorzystują one wiązki elektronów o energiach nierelatywistycznych i razem z grupą urządzeń o innych konfiguracjach pola takich jak: gyrotrony, karcinotrony, klistrony, magnetrony, stanowią silne źródła mikrofal. Innym przykładem pola sił zewnętrznych o periodycznej przestrzennie strukturze może być zewnętrzna fala elektromagnetyczna.

Duże zainteresowanie laserami na swobodnych elektronach, wynika z właściwości promieniowania jakie można z nich uzyskać. Do właściwości tych zalicza się przede wszystkim możliwość przestrajania w szerokim zakresie długości fali, przy dużej impulsowej i średniej mocy i przy wysokiej sprawności przetwarzania energii wiązki elektronów w energię promieniowania. Szeroki zakres przestrajania od podczerwieni (mikrofal) aż do promieniowania rentgenowskiego (?!), wynika ze zmiany energii elektronów i parametrów pola „pompy”. Jak wynika z analiz teoretycznych przeprowadzonych przez

wielu autorów, w laserach tego typu możliwa jest do osiągnięcia energia 10^6 J i moc szczytowa 10^{15} W. Sprawności zaś mogą dochodzić do 50%.

Obecnie znanych jest wiele konfiguracji tych laserów, opisanych w bardzo bogatej literaturze. Pierwszą pracą mającą bezpośredni związek z późniejszymi laserami na swobodnych elektronach a poświęconą wymuszonemu rozpraszaniu Comptona, była praca Schrödingera [1] z 1927 r. Rozpraszanie elektronów na stojącej fali elektromagnetycznej analizowali w pracy [2] z 1933 r. Dirac i Kapica. Spontaniczne promieniowanie elektronów w undulatorze było rozpatrywane przez Ginzburga [3] w 1947 r. i przez Motza [4] w 1951 r. Promieniowaniu undulatorowemu poświęcono później jeszcze wiele publikacji. Pierwsze eksperymenty, pokazujące możliwość pracy lasera na swobodnych elektronach przeprowadzono w Uniwersytecie Stanforda w Stanach Zjednoczonych. Eksperymenty te i ich wyniki opublikowano w pracy [5] z r. 1976 i w pracy [6] z 1977 r. Sukcesy eksperymentalne uzyskane w Uniwersytecie Stanforda przyspieszyły prace w innych ośrodkach. Pojawiła się bardzo duża liczba publikacji, większość z nich można odnaleźć w pracach przeglądowych [7-13] i w specjalnych wydaniach: *IEEE Journal of Quantum Electronics* [14], *Journal de Physique* [15]. Ostatnia z wymienionych pozycji zawiera referaty przedstawione podczas jednej z konferencji poświęconej specjalnie LSE. Warto podkreślić, że w USA w Telluraidzie, od 1977 r. odbywają się regularne spotkania dyskusyjne amerykańskich fizyków zajmujących się problematyką laserów na swobodnych elektronach. Niektóre, ciekawsze referaty z drugiego takiego spotkania, które odbyło się w 1979 r., przedstawiono w wydaniu książkowym [16]. Również w innych wydaniach książkowych [17, 18], zebrano obszerny materiał o tej dynamicznie rozwijającej się dziedzinie. Bogata jest także literatura patentowa np. [19-22]. Pojawiają się artykuły popularnonaukowe [23]. Obecnie najwięcej prac pochodzi z przodujących laboratoriów fizycznych i laserowych świata. W USA oprócz prekursora, Uniwersytetu Stanforda, przodujące laboratoria to: Lawrence Livermore National Lab., Los Alamos National Lab., Columbia Univ., TRW Inc. We Francji istotne osiągnięcia mają ośrodki w Orsay i Palaiseau. We Włoszech — ośrodek Energii Atomowej we Frascati k. Rzymu oraz Uniwersytet w Rzymie. W Wielkiej Brytanii — ośrodek Energii Atomowej w Culham. W ZSRR — Instytut Fizyki AN im. P. N. Lebediewa w Moskwie, Instytut Fizyki Technicznej Ukraińskiej AN w Charkowie, Instytuty w Gorkim, Tomsku i Nowosybirsku.

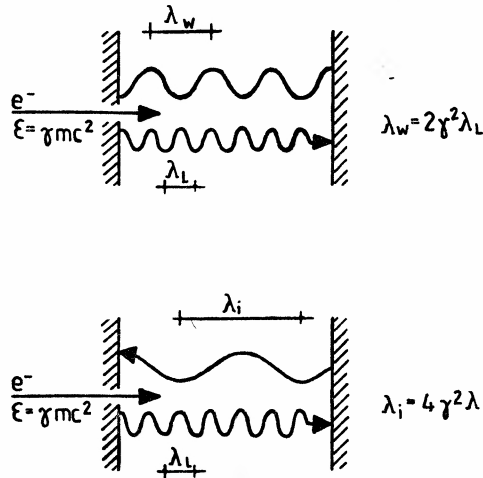
W niniejszej pracy przedstawiono charakterystykę podstawowych typów laserów na swobodnych elektronach. Podano klasyfikację właściwości tych laserów. Ważniejsze eksperymenty zilustrowano fotografiami i parametrami zebranymi w tabele. Wspomniano także o jednym z eksperymentów przeprowadzonych w Polsce, którego zarówno geometria jak i rezultaty wskazują na podobieństwo do LSE. W podsumowaniu podano różnorodność możliwości zastosowań tych laserów oraz ich porównanie z laserami klasycznymi.

2. Podstawowe typy i właściwości laserów na swobodnych elektronach (LSE)

2.1. Wstępna klasyfikacja LSE

Terminem laser na swobodnych elektronach przyjęto nazywać urządzenia, w których hamowanie, przyspieszanie lub modyfikacja kierunku wiązki relatywistycznych elektronów prowadzi do wymuszonego promieniowania elektronów w swobodno-swobodnych prze-

ściach. Realizacja praktyczna takich urządzeń jest możliwa na skutek wykorzystania różnorodnych zjawisk fizycznych wymuszonych różnymi sposobami. Sposoby te, to pole sił zewnętrznych oddziaływujące na wiązkę elektronów, zwane polem „pompy”. Stąd wynika pierwszy podział LSE. Wyróżnia się mianowicie laser z pompą magnetostatyczną i elektrostatyczną, a także lasery z pompą elektromagnetyczną. W pierwszej grupie laserów, zewnętrzne siły pochodzą od periodycznych w przestrzeni, statycznych pól magnetycznych lub elektrycznych. Ten rodzaj pompowania realizowany jest np. w ubitronach i w undulatorach. W drugiej grupie laserów zewnętrzne siły pochodzą od intensywnej fali elektromagnetycznej padającej na wiązkę elektronów. Pompowanie takie realizowane jest np. w tzw. laserach ramanowskich i comptonowskich. W laserach tych wykorzystuje się znane w fizyce procesy wymuszonego rozpraszania fotonów na wiązce relatywistycznych elektronów. Procesy fizyczne wykorzystywane w realizacji LSE pozwalają wyróżnić inną



Rys. 1. Ilustracja przybliżenia Williamsa-Weizsäckera

klasyfikację tych laserów. Zanim je rozróżnimy i scharakteryzujemy, wskażemy na teoretyczną równowagę pompy magneto- lub elektrostatycznej z pompą elektromagnetyczną. Zgodnie bowiem z przybliżeniem Williamsa-Weizsäckera [9], statyczne przestrzenne periodyczne pole magnetyczne (elektryczne) można przybliżyć przez płaską falę elektromagnetyczną propagującą w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu elektronów. Równowagę tę przedstawia schematycznie rys. 1, a ilościowo można to zilustrować następującymi liczbami. Polu magnetycznemu o indukcji 0,1 T i okresie λ_w odpowiada fala elektromagnetyczna o gęstości mocy około 300 MW/cm² i długości fali $\lambda_i = 2\lambda_w$. Relacje przemiany częstości wyrażone poprzez długości fali będą wynosić odpowiednio

$$\frac{\lambda_w}{\lambda_L} = 2\gamma_{\parallel}^2, \quad \frac{\lambda_i}{\lambda_L} = 4\gamma_{\parallel}^2 \quad (1)$$

gdzie λ_L jest długością fali LSE, $\gamma_{\parallel} = \left(1 - \frac{v_{\parallel}^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ jest czynnikiem charakteryzującym relatywistyczność elektronów wiązki, v_{\parallel} oznacza osiową składową ich prędkości.

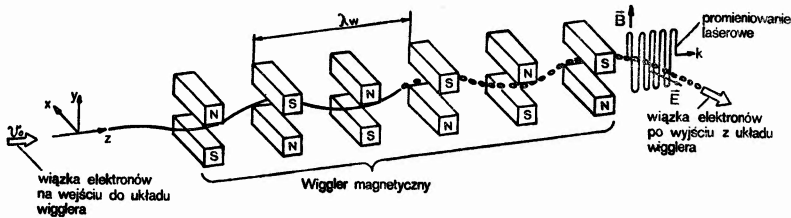
Z tej uproszczonej analizy wynika, że długość fali generowanej w LSE jest $4\gamma_{\parallel}^2$ razy mniejsza od długości fali pompy elektromagnetycznej i okres jest $2\gamma_{\parallel}^2$ razy mniejszy od okresu pompy magneto- lub elektrostatycznej.

Podstawowe procesy fizyczne towarzyszące oddziaływaniu wiązki elektronów z polem sił zewnętrznych pozwalające wyróżniać określone typy laserów to: promieniowanie hamowania, zjawisko Czerenkowa, efekt Smitha-Purcella, wymuszone rozpraszanie Comptona lub Ramana. Od nazwy tych procesów wyróżnia się takie rodzaje laserów, jak:

- laser promieniowania hamowania (Bremsstrahlung),
- laser czerenkowski, zwany często flimatronem,
- laser Smitha-Purcella,
- laser comptonowski, zwany często skatronem.

Dla lepszego zrozumienia mechanizmów działania różnych typów LSE, scharakteryzujemy skrótkowo trzy pierwsze spośród wymienionych wyżej.

Typowy laser promieniowania hamowania jest podobny do ubitronu. Zbudowany jest ze spowalniającej struktury pola zewnętrznego, źródła elektronów i rezonatora optycznego. Podstawowe elementy konstrukcji takiego lasera [12], bez rezonatora przedstawia rys. 2. Na rysunku tym zilustrowano również zasadę działania lasera. Z rysunku widać,



Rys. 2. Podstawowe elementy konstrukcji i uproszczony schemat działania lasera typu promieniowania hamowania

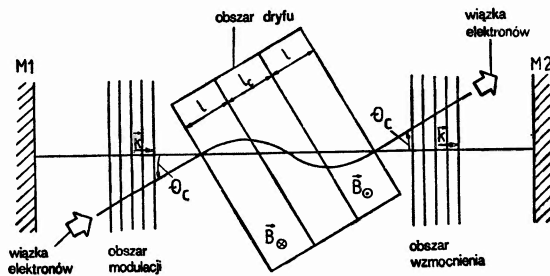
że wiązka elektronów przechodząc przez periodyczne pole magnetyczne wigglera, zostaje wprowadzona w poprzeczny ruch oscylacyjny. Ponieważ kierunek ruchu oscylacyjnego elektronów jest zgodny z kierunkiem wektora pola elektrycznego promieniowania E , to elektrony mogą wymieniać się energią z polem promieniowania. Na wejściu do układu wigglera elektrony mają przypadkową fazę i promieniają niekoherentnie. Jest to tzw. spontaniczne promieniowanie hamowania. W dalszej części obszaru wigglera na skutek działania na elektrony siły Lorentza $F \sim v \times B$ następuje grupowanie elektronów w strefie oddziaływania. Powstają w ten sposób warunki do generacji promieniowania koherentnego. Grupowanie elektronów wzdłuż osi układu pod wpływem działania siły $v \times B$ (podłużnej fali ponderomotorycznej), można porównać do wolnej fali postępowej ładunku przestrzennego w klasycznych generatorach fal EM. Fala ponderomotoryczna grupuje elektrony poprzez wyhamowywanie jednych i przyspieszanie drugich. Jeśli osiowa prędkość elektronów przewyższa prędkość fali ponderomotorycznej, średnia energia elektronów maleje wzmacniając pole promieniowania.

Flimatron generujący promieniowanie w zakresie optycznym ma również swoje odpowiedniki w klasycznych generatorach mikrofal. W zakresie mikrofal, efekt Czerenkowa wykorzystywany jest w magnetronach i lampach z falą bieżącą lub wsteczną. Przypo-

mnijmy, że w efekcie Czerenkowa prędkość wiązki elektronów v_0 powinna być większa od prędkości fazowej fali EM w ośrodku o współczynniku załamania n . Spowolniona fala EM może propagować w ośrodku lub może być wzbudzana przez samą wiązkę elektronów. Przykładowy schemat konfiguracji lasera czerenkowskiego realizujący przypadek wzmocnienia fali zamkniętej w rezonatorze M1-M2, wypełnionym ośrodkiem o współczynniku załamania n , pokazuje rys. 3. W obszarze modulacji [24], wiązka elektronów przecina falę EM pod kątem Czerenkowa θ_c

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right), \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (2)$$

W obszarze dryfu, pole magnetyczne B nadaje wymagany kierunek ruchu wiązki elektronów oraz kompensuje kątową rozbieżność wiązki. Wymagany kierunek ruchu elektronów, to ten naprzeciw fali EM odbitej od zwierciadła M2. Grupowanie elektronów



Rys. 3. Przykładowy schemat konfiguracji lasera czerenkowskiego [24]

realizuje pole fali EM, a nie pole B . W obszarze wzmocnienia pogrupowane elektrony przelatują przez falę EM, również pod kątem Czerenkowa, przekazując część swojej energii do pola fali.

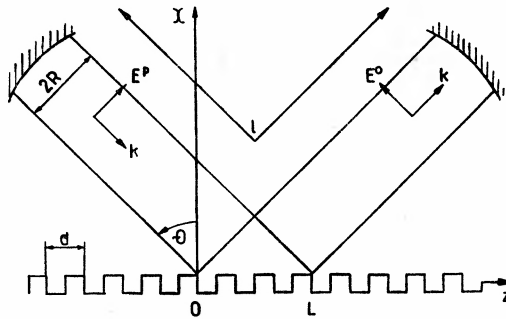
Lasery wykorzystujące efekt Smitha-Purcella [25-26], [10] jest bardzo podobny do lasera czerenkowskiego. Wykorzystuje bowiem również zjawisko przekazywania energii elektronów „szybszych” od prędkości fazowej fali EM. Spowalnianie fali EM w tym przypadku następować może również w próżni, ale w przestrzeni periodycznie zmodyfikowanej. Grupowanie elektronów zachodzi tu pod wpływem podłużnego pola elektrycznego fali EM padającej na tę geometrycznie zmodyfikowaną strukturę przestrzeni. Przykładem takiej struktury może być metalowa siatka dyfrakcyjna. Schemat konstrukcji LSE z siatką dyfrakcyjną pokazano na rys. 4. Również S. J. Smith i E. M. Purcell w 1953 r. [27] stosowali metalową siatkę dyfrakcyjną w swoim eksperymencie, kiedy po raz pierwszy odkryli spontaniczne promieniowanie elektronów poruszających się nad powierzchnią siatki. W układzie pokazanym schematycznie na rys. 4, monochromatyczna fala pada na siatkę dyfrakcyjną pod kątem θ . Rezonator lasera, umożliwiający uzyskanie promieniowania koherentnego, zbudowany jest z dwóch zwierciadeł sferycznych prostopadłych do wektorów k fali padającej E^p i odbitej E^o . Jeśli średnicę zwierciadeł, a tym samym i wiązki promieniowania, przyjąć równą $2R$, to można znaleźć długość $L = 2R/\cos\theta$, na której fala EM oddziałuje z wiązką elektronów biegnących równolegle

do osi z . Jeżeli ponadto prędkość elektronów $\beta \cdot c$ jest równa składowej z prędkości fazowej fali, to warunek synchronizmu będzie miał postać

$$\sin \theta + \xi = \frac{1}{\beta}, \quad (3)$$

gdzie: $\xi = \frac{m\lambda_L}{d}$, $\lambda_L = \frac{2\pi}{k}$, d — stała siatki dyfrakcyjnej, m — rząd dyfrakcji.

W laserach typu Smitha-Purcella wykorzystuje się wiązki elektronów o małych gęstościach prądu i oczywiście o wysokich energiach cząstek. We wszystkich LSE wykorzystujących wiązki elektronów o podanych wyżej własnościach uzyskuje się promieniowanie o stosunkowo niskiej mocy i wysokiej częstotliwości. Wyróżnia się też drugą grupę LSE. Są to



Rys. 4. Schematyczne przedstawienie LSE wykorzystującego efekt Smitha-Purcella [10]

układy wykorzystujące wysokoprądowe wiązki elektronów o stosunkowo niskich energiach cząstek. W tych laserach otrzymuje się wysoką moc promieniowania przy odpowiednio niższej niż w pierwszym przypadku częstotliwości. Obydwa typy laserów umożliwiają przestrajanie częstotliwości promieniowania. Proces przemieszania częstotliwości odbywa się dość łatwo, bo poprzez zmianę energii elektronów. Przestrajalność długości fali jest jedną z ważniejszych właściwości LSE. Podstawowe właściwości LSE opiszemy bliżej w następnym punkcie, a teraz podamy jeszcze kryterium podziału laserów na swobodnych elektronach na wymienione ostatnio dwie grupy. Kryterium to, wprowadzone i szczegółowo przedyskutowane przez M. U. Fiedorowa w pracy [28] ma postać

$$\kappa = \omega_p \cdot t \cdot \gamma^{-3/2}, \quad (4)$$

gdzie $\omega_p = (4\pi e^2 N_e / m_e)^{1/2}$ jest częstotliwością plazmową, $t = L/c$ jest czasem przelotu elektronów przez obszar pola zewnętrznego o długości L , $\gamma = \varepsilon / m_e c^2$ jest współczynnikiem Lorentza równym stosunkowi energii elektronów ε , do jego energii spoczynkowej $m_e c^2$; $m_e c^2 = 0,511$ MeV, e , m_e , N_e to odpowiednio ładunek, masa i koncentracja elektronów.

Pierwsza grupa laserów (małe gęstości prądu i duże energie elektronów) charakteryzuje się wartościami $\kappa < 1$. Przypadek ten zachodzi, gdy elektrony mają energię większą od kilkudziesięciu MeV i natężenie prądu jest mniejsze od kilkudziesięciu amperów. Przy energiach $\varepsilon \gg m_e c^2$, zawsze $\kappa \ll 1$. W warunkach kiedy $\kappa < 1$ i $\kappa \ll 1$, w procesach oddziaływania wiązka-fala, nie występują efekty kolektywne, elektrony można traktować

jako swobodne, a LSE w pełni zasługują na swoją nazwę. Dla przypadku odwrotnego, tzn. gdy $\kappa > 1$, w procesach oddziaływania dominują efekty kolektywne w płazmie wiązki. Przypadek ten ma miejsce, gdy elektrony w wiązce mają energię nie przekraczającą 1 MeV, a prąd wiązki przewyższa wartość kilkudziesięciu kA.

Podział LSE na dwie ostatnio omówione grupy ma, poza ważnym charakterem klasyfikacyjnym, istotne znaczenie ze względu na budowę modeli teoretycznych tych laserów. Mianowicie, w pierwszym przypadku, w modelu matematycznym, wystarczy wykorzystać jednoczątkowe równanie ruchu elektronów [28]. W drugim przypadku, należy rozwiązać równania Boltzmana lub Naviera-Stockesa wraz z równaniami ośrodka [28].

2.2. Podstawowe właściwości LSE

Jak już wspomniano wcześniej, we wprowadzeniu, lasery na swobodnych elektronach charakteryzują się szeregiem unikalnych, w porównaniu z laserami klasycznymi, właściwości. Jedną z ważniejszych właściwości jest to, że wiązka elektronów jako „ośrodek laserowy” jest ośrodkiem niezniszczalnym i dlatego może „przepuszczać przez siebie” promieniowanie o nieograniczonych wartościach mocy. Drugą równie ważną właściwością jest to, że częstość promieniowania elektromagnetycznego wynikająca faktycznie z ruchu oscylacyjnego elektronów nie jest w zasadzie ograniczona ani od strony niskich ani od wysokich częstości. Występuje przy tym duża łatwość przestrajania częstości. Wynika to z dwóch faktów: 1) kwanty promieniowania powstają w przejściach swobodno-swobodnych elektronów, a nie w przejściach dyskretnych jak w laserach klasycznych; 2) długość fali promieniowania zależy od energii elektronów i parametrów wigglera, a te można łatwo zmieniać.

Wyrażenia (1) na długości fali generowanej w LSE podane wcześniej są uproszczone. Dokładniejszą zależność analityczną wiążącą długość fali promieniowania λ_L z energią elektronów i parametrami wigglera przedstawia wzór [9]

$$\lambda_L = \frac{\lambda_w}{2\gamma_{\parallel}^2} (1 + K^2), \quad (5)$$

gdzie

$$K = \frac{e \cdot B_w \cdot \lambda_w}{2\pi \cdot m_e \cdot c^2} \quad (6)$$

jest czynnikiem charakteryzującym parametry wigglera o długości okresu λ_w i amplitudzie pola magnetycznego B_w . Pozostałe oznaczenia zostały wyjaśnione wcześniej. Ze wzoru powyższego widać, że możliwe jest przestrajanie długości fali generowanego promieniowania głównie poprzez zmianę B_w i γ_{\parallel} . Można też oczywiście zmieniać λ_w , trudniej przy pompie magnetostatycznej i łatwiej dla pompy elektromagnetycznej np. fali promieniowania laserowego. W tym drugim przypadku można wykorzystywać częstość podstawową f_0 i jej harmoniczne np. $2f_0$, $3f_0$ i $4f_0$. Czwarta harmoniczna lasera neodymowego daje długość fali $\lambda_i = 265$ nm. Stosując taką długość fali jako pompę w LSE z wiązką elektronów o prędkości $v = 0,9c$, można otrzymać (zgodnie ze wzorem (1)) promieniowanie o długości fali $\lambda_L = 12,3$ nm. Dla wiązki elektronów o tej samej energii i pompy realizowanej falą lasera ekscymerowego ArF, o długości fali $\lambda_i = 193$ nm, otrzymać można

promieniowanie LSE o $\lambda_L \approx 8,93$ nm. Byłby to oczywiście obszar promieniowania rentgenowskiego. Tak więc metoda LSE może przybliżyć praktyczną realizację lasera rentgenowskiego.

Inną, bardzo ważną właściwością LSE, jest możliwość uzyskiwania wysokich sprawności i wysokiej średniej mocy promieniowania. Maksymalny przekaz energii elektronów do pola promieniowania wynosi [29]

$$\eta = \frac{1}{2N}, \quad (7)$$

gdzie $N = L/\lambda_w$ jest liczbą okresów pompy.

Teoretycznie, dla $N = 1$ sprawność LSE może wynosić 50% i przewyższa teoretyczną sprawność laserów klasycznych. Generatory (akcelerator) wiązek elektronów osiągają moc szczytową P_w rzędu 10^{12} W i moc średnią do 10^6 W. Stąd przy sprawności LSE rzędu 10% można spodziewać się średniej mocy promieniowania rzędu 100 kW oraz mocy szczytowej rzędu 10^{11} W.

Czynnik N jako liczba „okresów” (struktur periodycznych undulatora) czy też liczba okresów fali elektromagnetycznej, wpływa też bezpośrednio na szerokość spektralną promieniowania. Zależność ta wyraża się wzorem

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{N}. \quad (8)$$

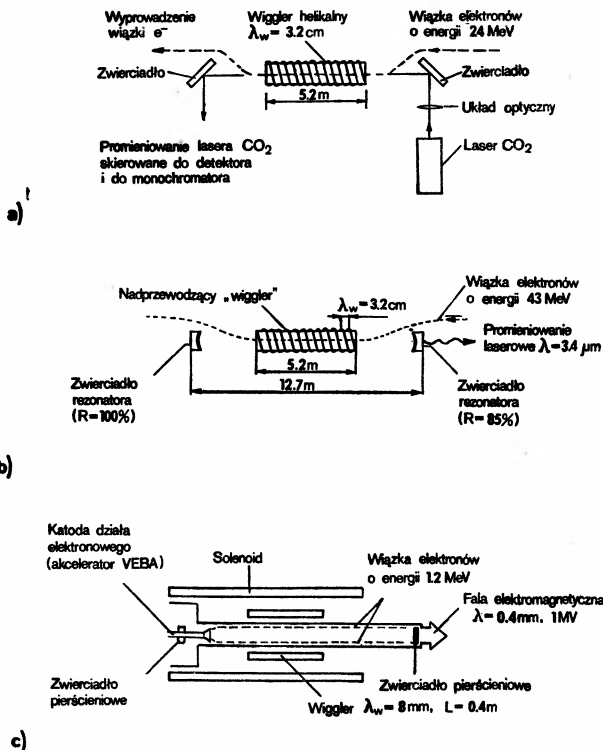
W dyskusji właściwości LSE i porównywaniu ich z klasycznymi laserami, na uwagę zasługuje analiza wzmocnienia promieniowania. Wzmocnienie w LSE jest proporcjonalne do długości lasera w trzeciej potęgze: $G \sim L^3$, $I = N \cdot \lambda_w$. W klasycznych laserach zależność ta jest wykładnicza.

Dokładniejszą analizę właściwości laserów na swobodnych elektronach można znaleźć w cytowanych wydawnictwach książkowych, a także w artykule J. M. Greena [9].

3. Charakterystyka układów eksperymentalnych

3.1. Lasery z pompą magnetostatyczną

Eksperymentalne badania LSE prowadzone są zarówno z wysokoprądowymi jak i z niskoprądowymi wiązkami elektronów. Najczęściej realizowanymi praktycznie są układy, w których pompę stanowi przestrzenie periodyczne, stacjonarne pole magnetyczne (pole wigglera). Stosowane są wigglerzy o geometrii płaskiej, z której uzyskuje się promieniowanie laserowe spolaryzowane liniowo. Ze spiralnego (helikalnego) wigglera, otrzymuje się promieniowanie spolaryzowane kołowo. Przykładowe schematy realizacji układów na swobodnych elektronach z pompą magnetostatyczną przedstawiono na rys. 5. Geometria układu realizującego wzmocnienie promieniowania laserowego o długości fali $\lambda_L = 10,6$ μm pokazana jest na rys. 5a. Rys. 5b przedstawia schemat eksperymentu, w którym uzyskano — po raz pierwszy w świecie — generację promieniowania elektronów swobodnych w obszarze podczerwieni, o długości fali $\lambda_L = 3,4$ μm . Na rys. 5c zilustrowano



Rys. 5. Przykładowe schematy układów na swobodnych elektronach z pompą magnetostaticzną: a) pierwszy w świecie wzmacniacz promieniowania laserowego na swobodnych elektronach [5]; b) pierwszy generator laserowy na swobodnych elektronach [6]; c) generator promieniowania mikrofalowego wykorzystujący zjawisko Ramana na swobodnych elektronach [31]

schemat generatora promieniowania mikrofalowego [31] na swobodnych elektronach, w którym po raz pierwszy wykorzystano zjawisko Ramana. Pierwszy laser i wzmacniacz na swobodnych elektronach zbudowano w USA na Uniwersytecie Stanforda [5, 6]. Obydwa układy, jak widać na rys. 5a i 5b, miały spiralny wiggler o długości 5,2 m ($N = 162$). Wiggler ten wykonany był z nadprzewodzącego elektromagnesu o amplitudzie pola $B_w = 0,24$ T i $\lambda_w = 3,2$ cm. W pierwszym eksperymencie zrealizowano wzmocnienie promieniowania lasera CO₂ przez wiązkę elektronów o energii 24 MeV i prądzie całkowitym około 70 mA. Wiązka elektronów poruszała się w długiej rurce miedzianej o średnicy 10,2 mm wokół której nawinięto podwójnie spiralne uzwojenie cewek. Wiązka elektronów kierowana była do wnętrza spiralnego wigglera za pomocą deflektorów magnetycznych. Podobnie była również wyprowadzana z układu. W eksperymencie tym stwierdzono 7% wzmocnienie promieniowania lasera CO₂, 10,6 μ m. W drugim eksperymencie [6], którego wyniki opublikowano rok później, poinformowano o uruchomieniu generatora na swobodnych elektronach. Jak pokazuje rys. 5b, w eksperymencie tym, dwa zwierciadła odbijające promienie lasera CO₂, zastąpiono dwoma zwierciadłami ustawionymi prostopadle do osi. Utworzono w ten sposób typowy rezonator optyczny i układ stał się samowzbudny. Zastosowano rezonator o długości 12,7 m, składający się ze zwierciadła całkowicie od-

Tabela 1. Promieniowanie elektromagnetyczne wiązki elektronów przy „pompowaniu” polem magnetycznym

Schemat (typ) eksperymentu	Parametry			Miejsce eksperymentu
	„pompy”	wiązki elektronów	promieniowania wyjściowego	
Generator z rezonatorem	Undulator spiralny $B_w = 2,4 \text{ kG}$ $\lambda_w = 3,2 \text{ cm}$ $L = 5,2 \text{ m}$	$E_e = 43 \text{ MeV}$ $I_{\text{imp}} = 2,6 \text{ A}$ $\Delta\gamma/\gamma_0 = 5,10^{-4}$	$\lambda = 3,4 \mu\text{m}$ $P_{\text{imp}} = 7 \text{ kW}$ $\lambda = 3,2 \mu\text{m}$ $P_{\text{imp}} = 400 \text{ kW}$	Uniwersytet Stanforda, USA [6], [32]
j. w.	Undulator pierścieniowy $B_w = 0,4 \text{ kG}$ $\lambda_w = 0,8 \text{ cm}$ $L = 40 \text{ cm}$	$E_e = 1,2 \text{ MeV}$ $I_{\text{imp}} = 25 \text{ kA}$ $\Delta\gamma/\gamma_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ $\tau_{\text{imp}} = 40 \text{ ns}$	$\lambda = 0,4 \text{ nm}$ $P_{\text{imp}} = 1 \text{ MW}$ $\Delta\lambda/\lambda = 2\%$	NRL, Waszyngton, USA [31]
Generator superradiacyjny	Undulator pierścieniowy $B_w = 0,5 \text{ kG}$ $\lambda_w = 0,6 \text{ cm}$	$E_e = 0,86 \text{ MeV}$ $I_{\text{imp}} = 5 \text{ kA}$	$\lambda = 1,5 \text{ nm}$ $P_{\text{imp}} = 8 \text{ MW}$	Uniwersytet Columbia USA [37]
Generator	Pierścień akumulatoryjny $B_w = 3,1 \text{ kG}$ $\lambda_w = 7,8 \text{ cm}$ $L = 1,33 \text{ m}$	$E_e = 240 \text{ MeV}$ $E_e \leq 540 \text{ MeV}$	$\lambda = 640 \text{ nm}$ $\lambda = 488 \text{ nm}$	Orsay, Francja [38]
Generator	Pierścień akumulatoryjny $K = \frac{eB_w\lambda_w}{2\pi m_0 c^2} = 1,93$ $\lambda_w = 7,78 \text{ cm}$	$E_e = 238 \text{ MeV}$ $\tau_{\text{imp}} = 200 \text{ ps}$	$\lambda = 514 \text{ nm}$ $P = 175 \text{ W}$	Uniwersytet Stanforda, USA [33]
Generator	$\lambda_w = 3,56 \text{ cm}$ $K = 1$ $L = 3 \text{ m}$	$E_e = 40 \div 60 \text{ MeV}$ $I = 5 \text{ A}$	$\lambda = 2 \div 4 \mu\text{m}$ $\eta = 1,5\%$ $G_0 = 7\%$	TRW, USA [39]
Generator	$B_w = 2,2 \text{ kG}$ $\lambda_w = 2,4 \text{ cm}$ $L = 1,25 \text{ m}$	$E_e = 20 \text{ MeV}$ $I_{\text{imp}} = 6,5 \text{ A}$ $\tau_{\text{imp}} = 12 \mu\text{s}$	$\lambda = 10 \div 30 \mu\text{m}$ $P = 100 \text{ W}$	CRE, Frascati, Włochy [40]
Wzmacniacz promieniowania lasera CO ₂	Undulator spiralny $B_w = 2,4 \text{ kG}$ $\lambda_w = 3,2 \text{ cm}$ $L = 5,2 \text{ m}$	$E_e = 24 \text{ MeV}$ $I_{\text{imp}} = 0,07 \text{ A}$ $\Delta\gamma/\gamma_0 = 10^{-3}$	$\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ $G_0 = 7\%$	Uniwersytet Stanforda, USA [5]
Wzmacniacz promieniowania lasera CO ₂ (20 MW, 3 ns)	$B_w \begin{cases} = 2,67 \text{ kG}, z=0 \\ = 2,61 \text{ kG}, z=L \end{cases}$ $\lambda_w = 3,56 \text{ cm}$	$E_e = 25 \text{ MeV}$ $I_{\text{imp}} = 15 \text{ A}$ $\tau_{\text{imp}} = 30 \text{ ps}$	$\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ $G_0 = 2,7\%$ $\eta = 0,07\%$	TRW, USA, [41]

bijającego $R = 100\%$ i częściowo przepuszczającego $R = 85\%$. Wiązka elektronów miała podwyższone parametry. Energia elektronów wynosiła 43 MeV, a prąd wiązki 2,6 A. Prowadzenie wiązki elektronów było takie samo jak w pierwszym eksperymencie. W tych warunkach uzyskano generację promieniowania o długości fali 3,4 μm , mocy szczytowej 7 kW i mocy średniej 0,36 W. W Uniwersytecie Stanforda kontynuowane są

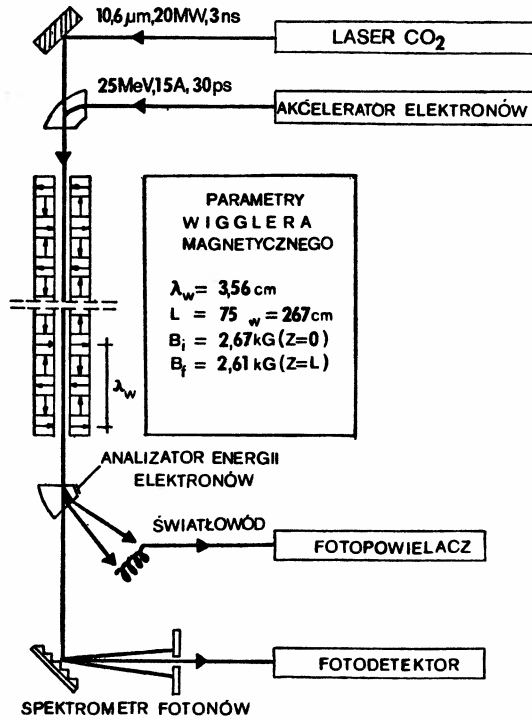
badania LSE. Szczególną uwagę zwraca się na dynamikę generacji promieniowania, sprawność przekazu energii od wiązki do pola, na kształt impulsu i widma promieniowania. W wyniku tych badań, uzyskano moc generowanego promieniowania $P_L = 400$ kW na długości fali $3,2 \mu\text{m}$ [32]. W innym eksperymencie tego zespołu [33], z zastosowaniem tzw. pierścieni akumulacyjnych¹, („storage ring”) cząstek elementarnych, uzyskano generację promieniowania w zielonym obszarze widma (514 nm). Inne parametry tego eksperymentu podano w tab. 1. W tabeli tej zestawiono parametry kilku innych eksperymentów z pompą magnetostaticzną. Uwagę zwraca fakt, że prace w Uniwersytecie Stanforda prowadzone są z wykorzystaniem wysokoenergetycznych i niskoprądowych wiązek elektronów. Jak podaliśmy wcześniej, wiązki takie umożliwiają otrzymanie mniejszych długości fali generowanego promieniowania.

Silnoprądową wiązkę elektronów zastosowano w Laboratorium Marynarki Wojennej USA (Naval Res. Lab.) w Waszyngtonie. Stosunkowo niska (1,2 MeV) energia elektronów umożliwiła uzyskanie promieniowania w milimetrycznym obszarze widma. Dokładniejszy schemat eksperymentu z NRL pokazuje rys. 5c. Na rysunku tym podano ważniejsze parametry pompy i promieniowania. Solenoid pokazany na rysunku służył do wytwarzania osiowego pola magnetycznego o amplitudzie do 2 T, w celu wykorzystania zjawiska cyklotronowego rezonansu z drganiami elektronów w polu pompy. Mechanizm generacji promieniowania, zdaniem autorów, polegał na wymuszonym rozpraszaniu Ramana „ekwiwalentnych” fotonów odpowiadających okresowemu polu magnetycznemu na podłużnych plazmowych drganiach w wiązce elektronów o dużej gęstości. Dzięki takiej interpretacji zjawiska układ ten uznano za pierwszy „laser ramanowski” [9]. Rezonator lasera składał się z dwóch pierścieniowych zwierciadeł dopasowanych do geometrii katody akceleratora. Z układu o geometrii jak na rys. 5 (pozostałe parametry podano w tab. 1), uzyskano maksymalną moc promieniowania wynoszącą 1 MW. W późniejszych eksperymentach tego laboratorium [34, 35], uzyskano moc szczytową 35 MW promieniowania o długości fali 4 mm. Jeszcze większą moc promieniowania mikrofalowego, bo dochodzącą do 50 MW, przy sprawności 3 %, uzyskano w ZSRR [36]. Mimo, że te ostatnie urządzenia, a także wiele innych im podobnych, nie generują promieniowania z zakresu optycznego, to przyjęto zaliczać je również do grupy laserów, ze względu na wykorzystywanie tych samych zjawisk i procesów fizycznych.

Z zestawionych w tab. 1, wybranych układów eksperymentalnych [37-41] z pompą magnetostaticzną, omówimy jeszcze LSE ze zmiennymi wzdłuż osi parametrami wigglera [41]. Eksperyment przeprowadzono w amerykańskiej firmie TRW w Redondo Beach, w układzie przedstawionym schematycznie na rys. 6. W zastosowanej tu pompie, wiggler ma zmienną wzdłuż osi amplitudę pola magnetycznego.

Zmienne parametry wigglera powodowały, że elektrony pomimo wypromieniowywania energii i hamowania, podczas przejścia przez wiggler nie „wychodziły” z rezonansu. Podstawowe charakterystyki eksperymentu podano na rys. 6 i w tab. 1. Zasadniczym rezultatem badań wzmocnienia promieniowania lasera CO_2 w tym układzie jest uzyskanie około 10 razy większego wzmocnienia w porównaniu ze zwykłym wigglerem. Bezwzględna

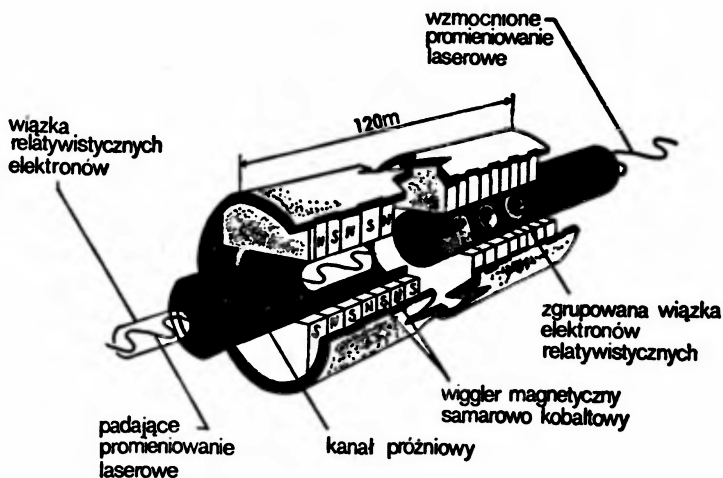
¹ Pierścień akumulacyjny zapewnia wielokrotne przechodzenie wiązki elektronów, w obiegu zamkniętym.



Rys. 6. Schemat układu wzmacniającego promieniowanie lasera CO₂ przez wiązkę elektronów przemieszczających się w wigglerze o zmiennej amplitudzie pola magnetycznego [41]

wartość wzmocnienia wynosiła 2,7%, a sprawność LSE $\eta_L = 0,07\%$. Wielkości te są wciąż małe, a mimo to w wielu laboratoriach prowadzone są prace projektowe LSE o parametrach nie osiągalnych dotychczas w żadnych laserach. Przykładowo, w pracy [42] analizowany jest wzmacniacz LSE o energii rzędu 10^6 J w impulsie. Natomiast w pracy [43] przedstawiono projekt lasera na swobodnych elektronach o energii tego samego rzędu. Schemat „artist view” jednego z modułów tego lasera, projektowanego w znanym amerykańskim laboratorium Lawrence Livermore Laboratory pokazano na rys. 7. Pokazany moduł ma mieć długość 120 m, a elektrony w wiązce mają mieć energię 1,1 GeV i natężenie prądu wiązki 20 kA. Na wyjściu tego modułu przewiduje się uzyskanie energii promieniowania rzędu 100 kJ przy sprawności układu (10-20) %.

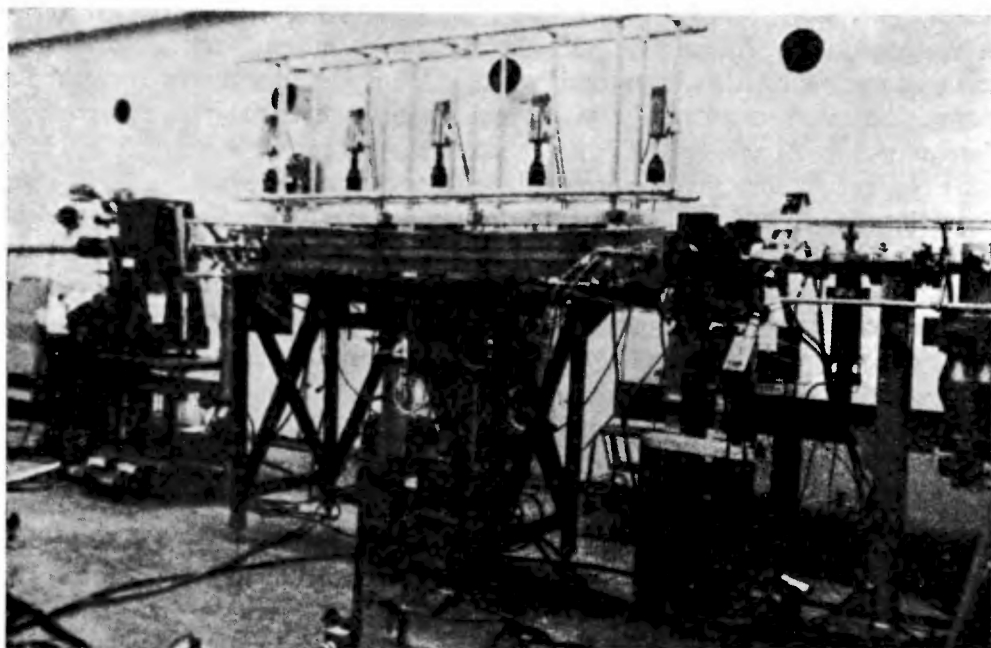
Przykłady realnie pracujących układów laserowych na swobodnych elektronach pokazano na kolejnych fotografiach. Na rys. 8 widoczne są trzy bloki systemu eksperymentalnego spółki dwóch amerykańskich firm Mathematical Sciences Northwest Inc. i Boeing Aerospace Company. W środkowej części fotografii widać wiggler magnetyczny. Z prawej jego strony widoczny jest deflektor magnetyczny do wprowadzenia wiązki elektronów. Widać również układ do pomiaru parametrów wiązki na wejściu do wigglera. Z lewej strony bloku wigglera umiejscowione są przyrządy do pomiarów promieniowania i wiązki elektronów po wyjściu z układu. Na rys. 9 pokazano fotografię „prostej” sekcji lasera z pierścieniem akumulacyjnym. Laser zbudowano i uruchomiono w 1979 r. we fran-



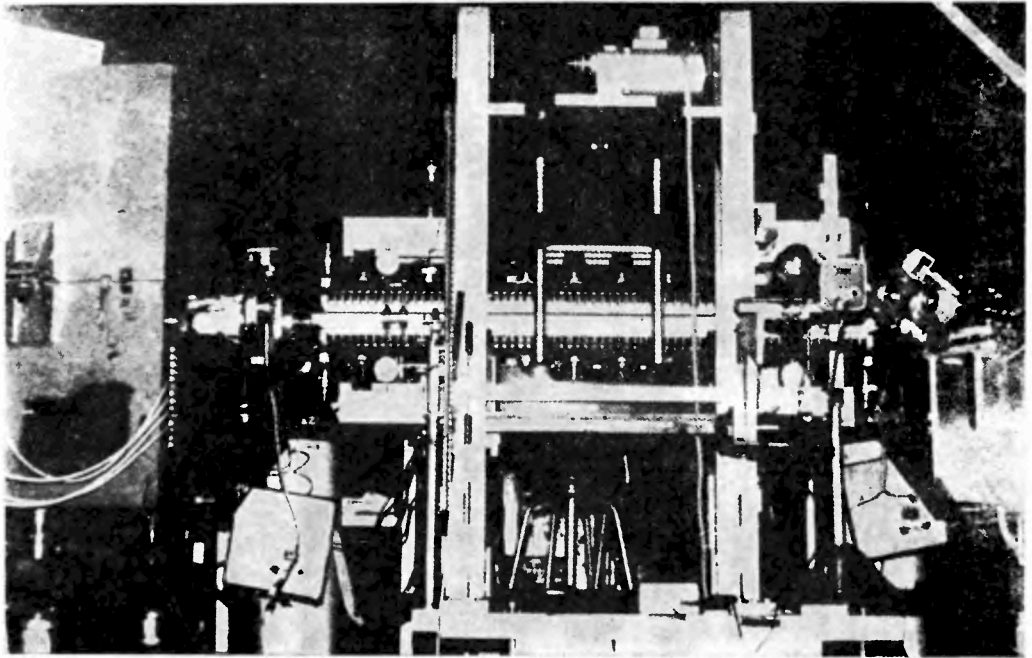
Rys. 7. Projekt jednego modułu LSE na zakres megadżulowych energii przygotowywany do realizacji w Lawrence Livermore Laboratory w USA [43]

cuskim laboratorium w Orsay [38] przy współpracy z Uniwersytetem Stanforda. Na fotografii poza magnetycznym wigglers widać fragment drugiej sekcji (z prawej strony) pierścienia akumulacyjnego i elementy układów służących do odchylenia wiązki elektronów w tym pierścieniu.

W Centrum Energii Atomowej we Frascati k. Rzymu uruchomiono wzmacniacz na swobodnych elektronach [40]. Spiralny wiggler ma długość $L = 1,25$ m, amplitudę



Rys. 8. Fotografia podstawowych zespołów LSE zbudowanego i badanego w USA [12]



Rys. 9. Widok ogólny jednej z sekcji lasera pracującego w systemie pierścienia akumulacyjnego [38]

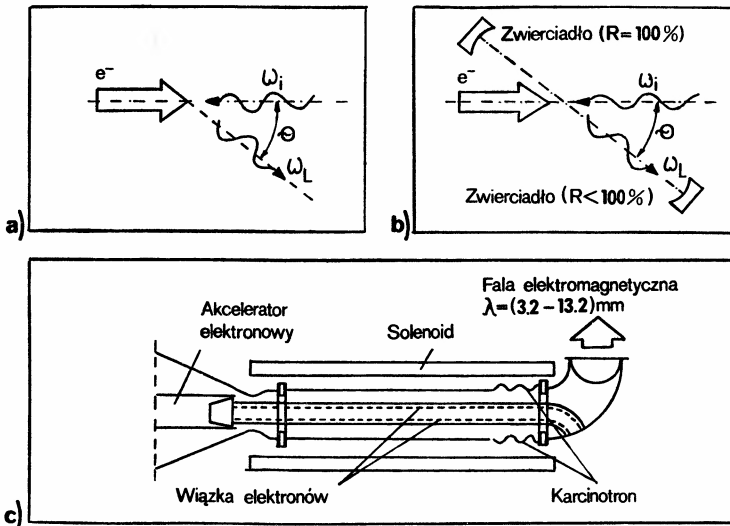
pola magnetycznego $B_w = 0,22$ T i $\lambda_w = 2,4$ cm. Układ pozwala badać wzmocnienie promieniowania zewnętrznego lasera jak również może pracować jako generator fali EM. Z układu generatora uzyskano 100 W mocy średniej promieniowania podczerwonego (10-30) μm , patrz tab. 1. Lasery na swobodnych elektronach zostały również zbudowane w znanych amerykańskich laboratoriach w Los Alamos i w Brookhaven National Laboratory. Parametry undulatora z magnesami samarowo-kobaltowymi zastosowanego w laserze w Los Alamos [44] są następujące: $L = 100$ cm, $N = 40$, $B_w^{max} = 0,31$ T. Laser z tym undulatorem generuje promieniowanie w optycznym zakresie widma o mocy maksymalnej do 900 MW, w impulsie od 5 do 8 ns. Laser może pracować zarówno jako generator jak i jako wzmacniacz. Wiggler zastosowany w Brookhaven National Laboratory ma długość 2,5 m i $\lambda_w = 6,5$ cm. Jest on w całości instalowany w komorze próżniowej, gdyż w założeniu jest osiągnięcie promieniowania ultrafioletowego do zakresu 50 nm [45]. Sprawdziany przeprowadzono badając wzmocnienie promieniowania z lasera argonowego o długości fali 350 nm.

3.2. Lasery z pompą elektromagnetyczną

Zdecydowana większość pracujących obecnie laserów na swobodnych elektronach, to układy z pompą magneto- lub elektrostatyczną. Jeśli do LSE nie zaliczać układów generujących poza optycznym obszarem widma, a tak powinna wyglądać „czysta” klasyfikacja laserów na swobodnych elektronach, to układów praktycznych z pompą elektromagnetyczną nie ma. Znane w literaturze eksperymenty w zakresie mikrofal z pompą EM, zaliczone przez wielu autorów do LSE, pozwalają na weryfikację analiz teoretycznych

przez ekstrapolację wyników na obszar optyczny. Prace eksperymentalne w zakresie mikrofal są poza tym łatwiejsze, gdyż wykorzystują klasyczne oprzyrządowanie. LSE z „pompą mikrofalową” traktowane są też jako „transformatory” częstości fal z niskich na wyższe, np. fal centymetrowych na milimetrowe i submilimetrowe. Wyniki takie mają więc już obecnie duży aspekt praktyczny.

Dla porządku klasyfikacyjnego scharakteryzujemy pokrótce tę grupę urządzeń na swobodnych elektronach. Idea generacji przestrajalnego, koherentnego promieniowania w wyniku wymuszonego rozpraszania Comptona, była po raz pierwszy przedstawiona w 1968 r. przez R. H. Pantella [46]. Ideę pompowania LSE falą elektromagnetyczną przedstawiono w dolnej części rys. 1. Powtórzmy to w nieco innej, uogólnionej formie na rys. 10. Rys. 10a ilustruje realizację tzw. generatora superluminescencyjnego (bez rezonatora). Fala o częstości ω_i jest „pompą” dla wiązki elektronów i w wyniku tego



Rys. 10. Schematy układów LSE „pompowanych” falą elektromagnetyczną: a) układ superluminescencyjny (bez rezonatora); b) typowy układ z rezonatorem; c) generator superradiacyjny fal milimetrowych [47]

oddziaływania generowana jest fala o zmienionej, większej niż ω_i częstości $-\omega_L$. Nowa fala generowana jest pod kątem θ w stosunku do kierunku fali „pompy”. Wartość liczbowa tego kąta zależy od parametrów układu. Jeśli na kierunku wyznaczonym przez kąt θ ustawimy rezonator optyczny, to stworzymy warunki do generacji promieniowania koherentnego. Taką sytuację ilustruje rysunek 10b. Na rys. 10c przedstawiono schemat konkretnego eksperymentu zaliczonego do LSE, chociaż zarówno fala ω_i jak również ω_L , to mikrofałe. Eksperyment zrealizowano w 1979 r. w Instytucie Fizyki im. P. N. Lebediewa AN ZSRR i opisano w pracy [47]. W układzie tym fala „pompy” typu E_{01} o długości fali $\lambda_i = 3,2$ cm, generowana była w klasycznym karcinotronie i miała moc szczytową 300 MW. Wiązka elektronów o energii 0,67 MeV, prądzie całkowitym 4,2 kA w impulsie o szerokości połówkowej 20 ns, propagowała naprzeciw fali „pompy”. Solenoid zastosowany w układzie, służył do prowadzenia wiązki elektronów wzdłuż osi. W wyniku

Tabela 2. Promieniowanie wiązki elektronów przy „pompowaniu” zewnętrzną falą elektromagnetyczną

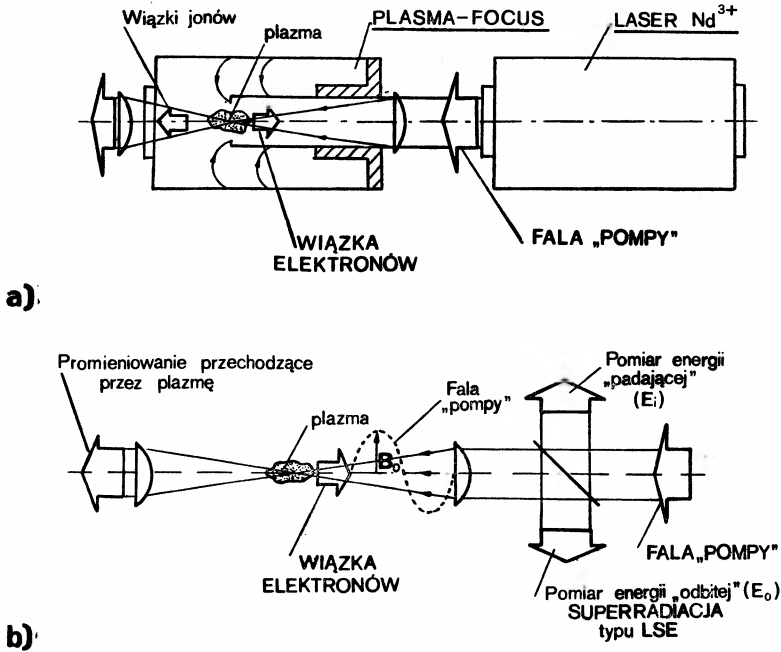
Typ (schemat)	„Pompa”	Wiązka elektronów	Promieniowanie wyjściowe	Miejsce eksperymentu
Generatory superradiacyjne	Fala typu E_{01} $\lambda_0 \approx 3,2$ cm $P \leq 300$ MW $L = 60$ cm	$E_e = 0,67$ MeV $I = 4,2$ kA $\Delta\gamma/\gamma_0 = 10^{-1}$ $\tau_{imp} = 20$ ns	$\lambda = 3,2-13,4$ mm $P_{imp} \leq 0,16$ MW	FIAN, Moskwa, ZSRR [47]
	Fale typu H_{11} i E_{01} $\lambda_0 = 10,2$ cm $P \leq 1$ GŹ $L = 90$ cm	$E_e = 10$ MeV $I = 13$ kA $\tau_{imp} = 80$ ns	$\lambda = 3,2$ cm $P_{imp} = 6$ MW	NIIJF, Tomsk, ZSRR [48]
	$\lambda_0 = 2$ cm $P \geq 100$ MW $L = 7 \div 41$ cm	$E_e = 2$ MeV $I = 30$ kA $\Delta\gamma/\gamma_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ $\tau_{imp} = 40$ ns	$\lambda = 0,4$ mm $P_{imp} = 1$ MW	NRL, Waszyngton USA [49]
	$\lambda_0 = 3,2$ cm $P = 0,15$ MW $L = 100$ cm	$E_e = 1$ MeV $\tau_{imp} = 50$ ns	$\lambda = 2 \div 8$ mm $P_{imp} = 300$ kW	NRL, Waszyngton, USA [50]
	$\lambda_0 = 1,06$ μ m $P_{imp} = 3$ GW $\tau_{imp} \approx 3$ lub 30 ns $L = 90$ cm lub 9 m	$E_e = 50$ keV \div $\div 1$ MeV $\tau_{imp} \approx 40$ ns $I_{imp} \leq 100$ kA $d_{wiąz} = 0,2$ cm	$\lambda = 0,4 \div 15$ μ m $P_{imp} = 30 \div 100$ MW	IFPiLM, Warszawa, Polska [51]

oddziaływania wiązki z falą, uzyskano promieniowanie o kilku długościach fali w zakresie milimetrowym od 3,2 mm do 13,4 mm i o mocy maksymalnej 160 kW. Podstawowe parametry tego eksperymentu zestawiono w pierwszym wierszu tabeli 2. W tabeli tej podano również zasadnicze parametry kilku innych eksperymentów [48-50] tej grupy LSE. W ostatnim wierszu tabeli przedstawiono krótką charakterystykę eksperymentu (*plasma focus-laser*) przeprowadzonego w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy im. S. Kaliskiego w Warszawie [51] z udziałem jednego z autorów tej pracy. Krótkie uzasadnienie dołączenia polskiego rezultatu do tej klasyfikacji przedstawimy w następnym punkcie.

3.3. Eksperyment plasma focus-laser (PF-L) jako LSE (?)

Schemat eksperymentu PF-L przedstawiono na rys. 11. Celem tego eksperymentu było zbadanie transmisji promieniowania laserowego przez plazmę generowaną w układzie plasma focus ($n_e \leq 10^{19}$ cm $^{-3}$). Stosowano, dostępne w eksperymencie, trzy możliwości wprowadzania promieniowania laserowego do układu PF: dwa kierunki osiowe i kierunek prostopadły do osi. Jeden z kierunków osiowych — pokazany na rys. 11a — oznaczał kierunek przeciwbieźny do ruchu wiązki elektronów. To w tej właśnie geometrii doświadczeń i tylko w tej, zarejestrowano nieoczekiwanie wysokie wartości promieniowania „odbitego” od... plazmy? Plazma o koncentracji nie przewyższającej 10^{19} elektronów

w 1 cm^3 dla promieniowania o długości fali $\lambda < 10 \text{ }\mu\text{m}$ jest przezroczysta. Dlaczego więc zarejestrowano blisko 10-procentową wartość współczynnika odbicia promieniowania? Jedynym, w tej chwili do przyjęcia, mechanizmem tłumaczącym te wyniki jest przyjęcie tezy o rejestrowaniu promieniowania spontanicznego wiązki elektronów poruszających się w polu intensywnej fali elektromagnetycznej lasera. Przedstawimy bliżej warunki tego eksperymentu, pokazujące jego zbieżność ze schematami układów LSE.



Rys. 11. Eksperyment plasma focus–laser jako LSE (?): a) uproszczony schemat eksperymentu w geometrii osiowego wprowadzania do plazmy promieniowania laserowego naprzeciw wiązki elektronów; b) schemat ilustrujący pomiary bilansu energii promieniowania laserowego i oddziaływania wiązki elektronów z falą elektromagnetyczną lasera

Eksperyment plasma focus–laser w geometrii pokazanej na rys. 11, to nic innego jak układ LSE zilustrowany schematycznie na dolnym rys. 1. W omawianym układzie PF–L, wiązka elektronów była generowana w urządzeniu *plasma focus* (PF)². Pompą elektromagnetyczną było promieniowanie lasera neodymowego (Nd^{3+}) o długości fali $\lambda_i = 1,06 \text{ }\mu\text{m}$. Moc promieniowania lasera Nd^{3+} zmieniała się od 1 do 3 GW. Czas trwania impulsu laserowego, mierzony na połowie wysokości, wynosił około 3 ns lub około 30 ns. Promieniowanie to ogniskowano do średnicy około 10^{-2} cm , co pozwalało na otrzymywanie gęstości mocy P_i rzędu 10^{11} W/cm^2 . Taka gęstość mocy zapewnia amplitudę pola magnetycznego $B_0 \approx 2 \text{ T}$.

² Opis konstrukcji, zasadę działania i właściwości układów typu *plasma focus* jako źródło plazmy do badań w zakresie kontrolowanej syntezy termojądrowej przedstawiono już w *Postęпах Fizyki* w r. 1977 [54].

Wiązka elektronów generowana w układach PF [52, 53], charakteryzuje się dużą gęstością prądu (aż do 2×10^6 A/cm²) i energią cząstek od 100 keV do ponad 3 MeV. Inne, ważniejsze parametry wiązek elektronów generowanych w układach typu *plasma focus* zestawiono w tab. 3. W tabeli tej podano również podstawowe parametry wiązek jonów, które propagują w kierunku przeciwnym do elektronów. Cechą charakterystyczną układów *plasma focus* jako niekonwencjonalnych akceleratorów elektronów i jonów jest to, że przy stosunkowo niskich napięciach zasilania, (20-100) kV, energie cząstek przewyższają wartość 1 MeV. Przyspieszanie cząstek do tak dużych energii następuje na skutek procesów fizycznych zachodzących w plazmie.

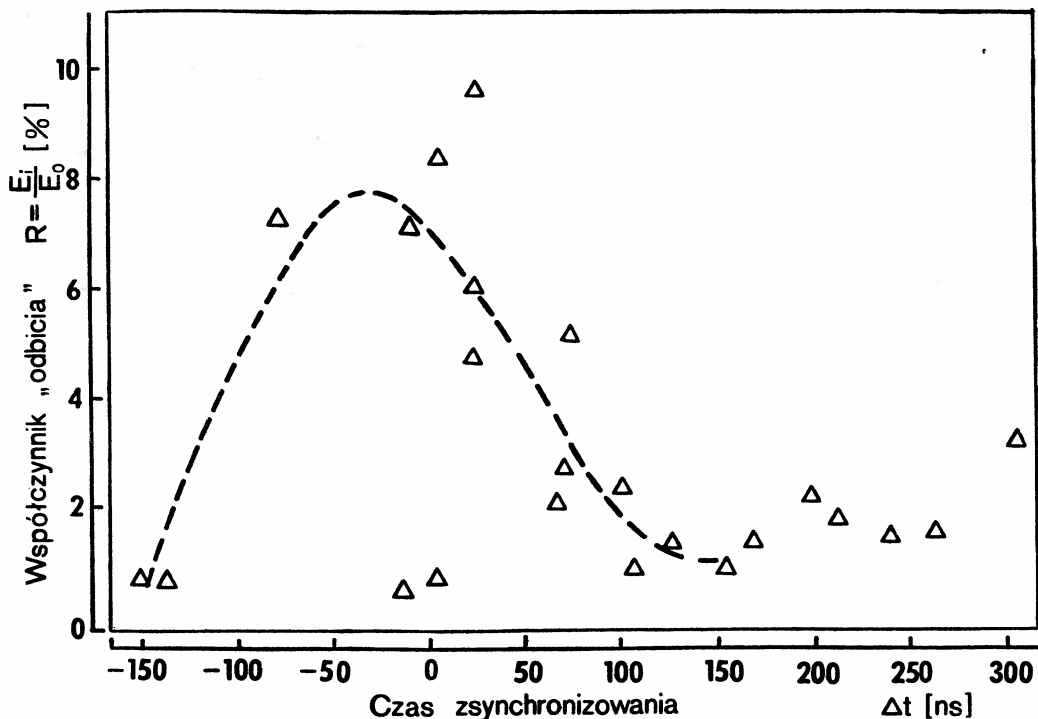
Tabela 3. Podstawowe parametry cząstek naładowanych generowanych w układach typu *plasma focus*

Parametr	Elektrony	Jony
Energia cząstek [MeV]	0,1—3 (widmo ciągłe)	0,1—5 (widmo ciągłe)
Kształt widma energetycznego	zależy od parametrów urządzenia dla części urządzeń $f(E) \sim E^{-3 \cdot 8}$	zależy od parametrów urządzenia dla części urządzeń $f(E) \sim E^{-3 \cdot 5}$
Prąd wiązki [kA]	do 2000	do 2000
Gęstość prądu wiązki [kA/cm ²]	do 1000	ponad 1000
Energia całkowita w wiązce [kJ]	0,1—10	do 1,5
Rozbieżność wiązki [rad.]	10^{-8} (wiązka skolimowana)	1 (wiązka bardzo rozbieżna)
Kierunek generacji	do kolektora (—)	od kolektora (+)
Sprawność generacji [%] (iloraz energii cząstek do energii baterii kondensatorów).	≤ 20	≤ 10

W naszym eksperymencie [51, 52], układ *plasma focus* zasilany był napięciem 30 kV. Prąd wiązki elektronów osiągał wartość 200 kA. Były jednakże wyładowania, w których nie rejestrowano impulsów prądu wiązki. Szerokość rejestrowanych impulsów prądu zmieniała się od około 20 ns do około 70 ns. Początek impulsu prądu wiązki odpowiadał startowi impulsu promieniowania rentgenowskiego ($E_x > 100$ keV).

W eksperymencie *plasma focus-laser*, początek impulsu laserowego był odnoszony także do „startu” impulsu promieniowania rentgenowskiego plazmy. Zbadanie wpływu czasu wprowadzenia energii światła laserowego do plazmy układu PF na bilans energetyczny eksperymentu był jednym z zasadniczych zadań serii doświadczeń. Czas ten, zwany czasem zsynchronizowania Δt , liczony był jako $\Delta t = t_x - t_i$, gdzie t_x — czas początku impulsu promieniowania rentgenowskiego o energii ($E_x > 100$ keV), t_i — czas początku impulsu promieniowania lasera neodymowego.

Taka więc definicja Δt oznacza, że dla $\Delta t = 0$, impuls promieniowania laserowego i impuls prądu wiązki elektronów są zsynchronizowane w czasie. Na rys. 12 pokazano wyniki pomiarów współczynnika odbicia promieniowania lasera Nd³⁺ dla różnych czasów synchronizacji Δt . Dla chwil Δt bliskich zeru zaobserwowano właśnie wyraźne maksimum współczynnika odbicia (R). Maksymalna wartość R wynosiła 10%, co przy mocy promieniowania laserowego 1 GW daje wartość 100 MW. Tak dużej wartości współczynnika

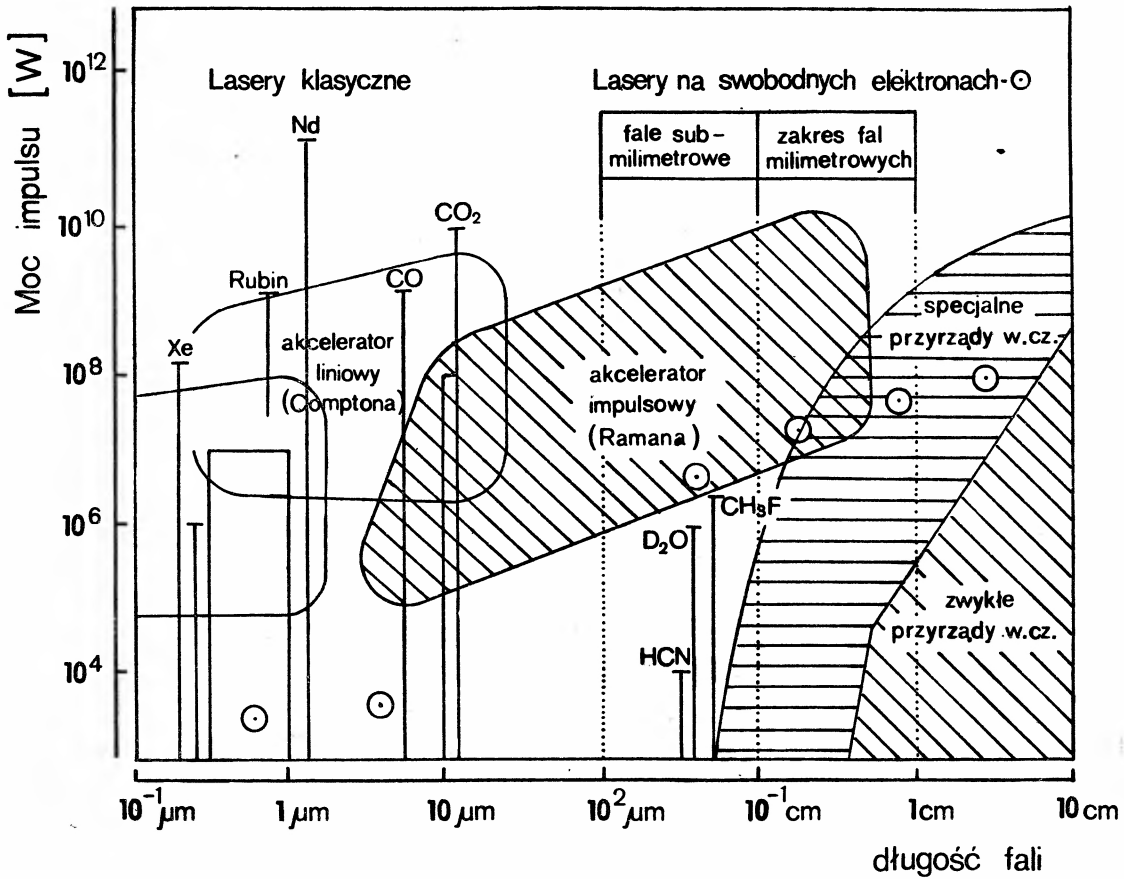


Rys. 12. Wartość współczynnika „odbicia” promieniowania dla różnych czasów Δt oddziaływania wiązki elektronów z falą laserową

odbicia nie można wytłumaczyć na gruncie fizyki procesów oddziaływania promieniowania laserowego z plazmą. Może więc eksperyment PF-L, w dalszych badaniach, okazać się kolejnym układem realizującym praktycznie LSE z pompą elektromagnetyczną?

4. Podsumowanie

Przedstawiliśmy, z konieczności skrótowo, podstawowe charakterystyki najmłodszej grupy laserów. Mimo, że lasery na swobodnych elektronach mają dopiero 10 lat, to ich szczególne właściwości zapewniają im szerokie perspektywy zastosowań, a tym samym dynamiczny rozwój. Przykładowo, charakterystyczna dla tego lasera spójność i wąska linia promieniowania, przestrajalność i wysoka stabilność generowanej mocy promieniowania byłyby szczególnie ważne w badaniach spektroskopowych atomów, molekuł i jonów, a także w fizyce ciała stałego. W spektroskopii najważniejsze jest zapewnienie możliwości badawczych w obszarze podczerwieni ($\lambda > 25 \mu\text{m}$) i w zakresie próżniowego ultrafioletu ($\lambda < 200 \text{ nm}$). W obszarze ultrafioletu próżniowego, LSE o pikosekundowych impulsach umożliwią rozszerzenie badań szybkozmiennych procesów chemicznych i fizykochemicznych. Podobnie można byłoby omówić nowe możliwości jakie stwarzają LSE w takich dziedzinach jak: grzanie plazmy i szeroko rozumiane badania nad mikrosyntezą



Rys. 13. Porównanie obecnych parametrów LSE z laserami klasycznymi i z klasycznymi generatorami mikrofal

termojądrową, cięcie i obróbka cieplna materiałów, łączność i technika radarowa, separacja izotopów.

Istnieje też realna i bliska perspektywa realizacji lasera tego typu, generującego promieniowanie koherentne w zakresie rentgenowskim. Jest wiele koncepcji osiągnięcia tego celu. Jedną z nich omówiono w pracy [13].

Obecne możliwości techniczne laserów na swobodnych elektronach w zestawieniu z laserami klasycznymi pokazano na rys. 13 [11]. Obszar długości fali obejmuje tam również mikrofałe. Jest to uzasadnione zarówno możliwościami LSE do generacji promieniowania w szerokim zakresie widma, jak również możliwością wypełnienia przez nie luki jaka istnieje w zakresie generatorów fal milimetrycznych dużej mocy. Ocenia się [11], że w najbliższej przyszłości właśnie LSE będą najintensywniejszym źródłem promieniowania w obszarze fal milimetrycznych i submilimetrycznych. Oceniono również, że koszt 1 W mocy średniej, rzędu dziesiątków dolarów USA, będzie konkurować z kosztem 1 W mocy laserów klasycznych.

Literatura

- [1] E. Schrödinger, *Ann. Phys.* **4**, 84 (1927).
- [2] P. A. M. Dirac, O. L. Kapitza, *Proc. Camb., Philos. Soc.* **29**, 279 (1933).
- [3] W. L. Ginzburg, *Izv. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.* **11**, 165 (1947).
- [4] H. Motz, *J. Appl. Phys.* **22**, 527 (1951).
- [5] L. R. Elias, W. M. Faibank, J. M. J. Madey, H. A. Schwettman, T. J. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **36** 717 (1976).
- [6] D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey, G. J. Ramian, H. A. Schwettman, T. J. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 892 (1977).
- [7] A. Gover, A. Yariv, *Appl. Phys.* **16**, 121 (1978).
- [8] V. L. Kuznetsov, *Usp. Fiz. Nauk* **129**, 541 (1979).
- [9] J. M. Green, *Optics and Laser Technology*, Oct., 245 (1981).
- [10] V. G. Kuzmina, V. B. Savin, *Zarub. Radioelektronika* **2**, 43 (1982).
- [11] A. N. Didenko, A. V. Kozhevnikov, *Izv. Vys. Ucheb. Zav. Fizika* **3**, 12 (1983).
- [12] Ph. Sprangle, T. Coffey, *Phys. Today* **37**, 44 (1984).
- [13] F. Kaczmarek, *Referaty Plenarne I Symp. Techniki Laserowej*, Toruń 1984, str. 23 i w: *Wstęp do fizyki laserów*, PWN, Warszawa 1986.
- [14] *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-17**, N^o 8 (1981); **QE-19**, N^o 3 (1983).
- [15] *J. Phys.* **44**, C1, *Suppl.* N^o 2 (1983), Bendor Free Electron Laser Conf.
- [16] *Generatory kogerentowo izluchenia na swobodnykh elektronakh*, red. A. A. Rukhadze, Moskva 1983.
- [17] R. B. Miller, *An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams*, Plenum Press, New York 1982.
- [18] S. Martellucci, A. N. Chester, *Free Electron Lasers*, Plenum Press, New York 1983.
- [19] J. M. J. Madey, *Stimulated emission of radiation in periodically deflected electron beam*, U. S. Pat. N^o 3, 822, 410, 1974.
- [20] A. Gover, *Electrostatic free electron laser*, U. S. Pat. N^o 4, 367, 551, 1978.
- [21] L. Pokora, *Laser na swobodnykh elektronach*, Pat. PRL N^o 134. 513.
- [22] L. Pokora, *Laser komptonowski*, Pat. PRL N^o 134, 514.
- [23] A. N. Lebedev, *Priroda* N^o 9, 28 (1984).
- [24] D. Y. Wang, A. M. Fauchet, M. A. Piestrup, R. Pantell, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-19**, 389 (1983).
- [25] R. P. Leavitt, D. E. Wortman, G. A. Morrison, *Appl. Phys. Lett.* **35**, N^o 5 (1979).
- [26] A. Gover, Z. Livni, *Opt. Commun.* **26**, 375 (1978).
- [27] S. J. Smith, E. M. Purcell, *Phys. Rev.* **92**, 1069 (1953).
- [28] M. U. Fedorov, *Usp. Fiz. Nauk* **135**, 43 (1981).
- [29] C. Pellegrini, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-26**, 3791 (1979).
- [30] J. M. J. Madey, *J. Phys.* **44**, C1-169 (1983).
- [31] D. B. Dermott, T. C. Marshall, S. P. Schlesinger, R. K. Parker, V. L. Granatstein, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1368 (1978).
- [32] S. Benson, D. A. G. Deacon, J. N. Eckstein i in., *Phys. Rev. Lett.* **48**, 235 (1982).
- [33] K. E. Robinson, D. A. G. Deacon, M. E. Velghe, J. M. J. Madey, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-19**, 365 (1983).
- [34] R. K. Parker, R. M. Jackson, S. H. Gold i in., *Phys. Rev. Lett.* **48**, 238 (1982).
- [35] R. M. Jackson, S. H. Gold, R. K. Parker i in., *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-19**, 346 (1983).
- [36] A. F. Aleksandrov i in., w: *Sbornik tezisov dokladov na 4 Vsesoyuznom Sympozyume po silnotochnoy elektronike*, tom 2, Tomsk 1982, str. 144.
- [37] R. M. Gilbenbach, T. C. Marshall, S. P. Schlesinger, *Phys. Fluids* **22**, 971 (1979).
- [38] M. B. Billardon, D. A. G. Deacon, P. Ellaume i in., *J. Phys.* **44**, C1-29 (1983).
- [39] J. C. C. Shih, M. Z. Caponi, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-19**, 369 (1983).
- [40] U. Bizzarri, F. Ciocci, G. Dattoli, A. De Angelis i in., *J. Phys.* **44**, C1-313 (1983).

- [41] H. Böhmer, M. Z. Caponi, J. Edighoffer i in., *Phys. Rev. Lett.* **48**, 141 (1982); zob. też *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-19**, 316 (1983).
- [42] H. Hora, B. W. Boreham, J. L. Hughes, *Kvant. Elektr.* **6**, 782 (1979).
- [43] E. V. George, L. D. Pleasance, *LLNL Reports UCID-18865-V-1* (1980).
- [44] R. W. Warren, B. E. Newman, J. G. Winston i in., *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-19**, 391 (1983).
- [45] S. Krinsky, A. Luccio, C. Pellegrini i in., *J. Phys.* **44**, C1-113 (1983).
- [46] R. H. Pantell, G. Soncini, H. E. Puthoff, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-4**, 905 (1968).
- [47] P. G. Zhukov, V. S. Ivanov i in., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **76**, 2065 (1979).
- [48] A. N. Didenko, A. R. Borisov i in., *Pisma v Zh. Techn. Fiz.* **7**, 1025 (1981).
- [49] V. L. Granatstein, S. P. Schlesinger i in., *Appl. Phys. Lett.* **30**, 384 (1977).
- [50] V. L. Granatstein, P. Sprangle i in., *Phys. Rev.* **A14**, 1194 (1976).
- [51] S. Denus, J. Chłodziński, L. Pokora i in., *Biul. WAT*, **11**, 37 (1981); zob. też *J. Techn. Phys.* **23**, 153 (1982).
- [52] S. Denus, L. Pokora, T. Pisarczyk i in., *Fizika Plazmy* **9**, 755 (1983); zob. też *Biul. WAT* **30**, 25 (1981).
- [53] Prace zawarte w materiałach *4th Int. Workshop on Plasma Focus and Z-pinch Res.*, Warszawa, 9-11 Sept. 1985.
- [54] M. Sadowski, *Postępy Fizyki* **28**, 113 (1977).

Jerzy M. Langer

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Defekty punktowe o głębokich poziomach w półprzewodnikach *

Deep Level Point Imperfections in Semiconductors

Abstract: A review is presented of the key problems related to static and dynamic aspects of deep level point imperfections in semiconductors.

1. Wstęp

Podręcznikowy obraz kryształów to doskonale ułożenie atomów tworzących idealnie okresową sieć trójwymiarową. Taką doskonałość można napotkać jedynie na rysunkach w podręcznikach. Prawdziwe kryształy nie są i nie mogą być doskonale i te właśnie odstępstwa od regularności powodują, że stają się one użyteczne. Najpełniej uwidacznia się to w przypadku izolatorów. Już śladowe ilości centrów zaburzających regularność bardzo silnie wpływają na wszystkie własności izolatorów: od mechanicznych po elektryczne. Właśnie taki wpływ niedoskonałości kryształów izolatorów na ich przewodnictwo elektryczne spowodował niewiarygodną karierę półprzewodników (złych izolatorów) we współczesnej elektronice. W ciągu niespełna półwiecza stały się one jakby kośćcem tej dziedziny techniki. Z drugiej zaś strony defekty, a zwłaszcza tzw. defekty radiacyjne są tym, co przysparza bólu głowy konstruktorom urządzeń techniki jądrowej oraz pojazdów kosmicznych.

Trudno w tak krótkim artykule dokonać choćby pobieżnego przeglądu problemów współczesnej fizyki defektów w ciałach stałych. Ograniczę się w nim jedynie do nader wąskiego jej działu, a mianowicie fizyki defektów punktowych w półprzewodnikach i to na dodatek takich, których obecności towarzyszy pojawienie się tzw. głębokich poziomów w przerwie energetycznej półprzewodników. Dziedzina ta, mająca ogromne znaczenie dla zastosowań praktycznych rozwija się niezwykle szybko i zajmuje poczesne miejsce we współczesnej fizyce półprzewodników. Organizowane są specjalistyczne sympozja i konferencje poświęcone fizyce defektów w półprzewodnikach. Najważniejszymi z nich są: lundzka seria międzynarodowych spotkań na temat domieszek o głębokich poziomach w półprzewodnikach oraz organizowana również co dwa lata, ale w latach parzystych

* Jest to rozszerzona wersja artykułu opublikowanego w *Europhysics News — Bulletin of the European Physics Society* 18, No 11/12 (1987) oraz niepublikowanego referatu autora pt. „Osieć lat po Lundzie”, otwierającego V Lundzką Konferencję Fizyki Głębokich Domieszek, która odbyła się w czerwcu 1985 r. w St. Andrews w Wielkiej Brytanii.

w odróżnieniu od poprzedniej, Międzynarodowa Konferencja Fizyki Defektów w Półprzewodnikach¹. Pierwsza z nich została zapoczątkowana spotkaniem w 1977 r. w Lundzie, w Szwecji, zorganizowanym przez Hermanna Grimmeissa — twórcę bardzo aktywnej grupy naukowej zajmującej się spektroskopią głębokich domieszek na Uniwersytecie w Lundzie. Druga jest konferencją satelitarną do odbywających się co dwa lata Międzynarodowych Konferencji Fizyki Półprzewodników. W ciągu ostatnich lat jeden z czterech referatów plenarnych na tych międzynarodowych konferencjach fizyki półprzewodników zawsze był poświęcony zagadnieniom fizyki defektów. Również w Polsce tematyka ta jest aktywnie rozwijana w kilku ośrodkach. Centrum tej aktywności jest ośrodek warszawski, gdzie jest ona jedną z dwóch wiodących tematów naukowych w fizyce półprzewodników.

Defekty, zaburzając idealną periodyczność, muszą wprowadzać pewną liczbę dodatkowych stanów do widma gęstości stanów kryształu niezaburzonego. Przyjmijmy na początek, że takim defektem jest obcy atom podstawiający się na miejsce jednego z atomów tworzących sieć niezaburzonego. Przyjmijmy również, że różni się on od niego liczbą elektronów walencyjnych o jeden (np. atom arsenu lub galu zamieniający atom germanu w sieci kryształu germanu). Istnieje duża szansa na to, że elektron (lub też dziura) będzie słabo związany przez centrum domieszkowe na skutek ekranowania dielektrycznego sieci a także redukcji masy efektywnej w kryształach. Taki atom domieszkowy bardzo przypomina atom wodoru, z tym że jego struktura energetyczna jest przeskalowana, w porównaniu ze strukturą atomu wodoru, na skutek ekranowania i redukcji masy efektywnej ($E_D^n = 13,6(m^*/m_0)\epsilon^{-2}n^{-2}$ eV; w półprzewodnikach stała dielektryczna ϵ jest rzędu 10, zaś zredukowana masa efektywna m^*/m_0 może być nawet mniejsza od 0,01). Na przykład w arsenku galu (GaAs), chyba najbardziej przyszłościowym materiale półprzewodnikowym walczącym z dość dobrym skutkiem o palmę pierwszeństwa we współczesnej elektronice z krzemem, energia wiązania takiego wodoropodobnego donora jest tylko około 6 meV, zaś promień Bohra dla stanu 1 s jest bliski aż 100 Å. Na skutek takiej delokalizacji funkcji falowej struktura energetyczna różnych chemicznie donorów niewiele różni się od siebie. Jest to szczególnie widoczne dla stanów typu *p*, mających węzeł funkcji falowej w miejscu położenia domieszki. Efekt Zeemana na tych stanach używany bywa do precyzyjnego wyznaczenia wartości masy efektywnej półprzewodnika. Często jednak ekranowanie dielektryczne nie jest tak duże, a przede wszystkim zredukowana masa efektywna nie jest aż taka mała. Prowadzi to do zmniejszania promienia Bohra dla domieszek wodoropodobnych, a tym samym do znacznie większego wpływu lokalnego potencjału domieszki na jej strukturę energetyczną. Może się zdarzyć, że taki silny lokalny potencjał przyciągający defekt wspomagany krótkozasięgowym oddziaływaniem elektron-fonon doprowadzi do zapadnięcia się funkcji falowej domieszki na centrum, czyli do jej silnej lokalizacji przestrzennej (efektywny promień funkcji falowej staje się porównywalny z odległościami międzyatomowymi w kryształach). Prowadzić to może do odsunięcia poziomów domieszkowych z okolic krawędzi pasm w głąb przerwy energetycznej. Prosty

¹ Sprawozdanie z 14 Konferencji, która odbyła się w Paryżu w 1986 r., zostało zamieszczone w *Postępkach Fizyki* 38, 251 (1987), zaś jej materiały ukazały się w postaci zeszytów 10-12 w serii *Material Sciences Forum* w 1986 r.

model wodoropodobny, a także i całe tzw. podejście masy efektywnej [1], przestają być słuszne. Konieczne jest uwzględnienie nie tylko lokalnego potencjału defektu, ale i ułożenia sąsiadujących z nim atomów, a także lokalne oddziaływanie elektron-fonon. Problem staje się tak złożony, że zadowalające jego rozwiązanie znane jest jedynie w kilku najprostszych przypadkach. Niestety, większość defektów należy do tej grupy i jest to główna przyczyna tego, że przez wiele lat fizyka defektów bardziej przypominała kolekcjonowanie danych, aniżeli prawdziwą współczesną fizykę ciała stałego. Prawdziwy postęp rozpoczął się w latach siedemdziesiątych. Jego źródłem były: ogromny rozwój technologii materiałów półprzewodnikowych, a zwłaszcza precyzyjne sterowanie poziomem domieszkania oraz perfekcja krystalograficzna otrzymywanych kryształów, postęp w technikach obliczeniowych stosowanych w teorii defektów oraz niezwykle postęp w metodach i narzędziach stosowanych w charakteryzacji defektów. Pozwalają one obecnie na badanie pojedynczych aktów rekombinacji, jak i na odwzorowywanie pojedynczych defektów.

Blisko 5 lat temu Paul Dean dokonał przeglądu podstawowych własności „głębokich poziomów” w półprzewodnikach w krótkim artykule zamieszczonym również na tych łamach [2]. Również w ciągu ostatnich lat ukazało się kilka monografii oraz zbiorów artykułów poświęconych fizyce defektów punktowych w półprzewodnikach [3-7]. Co roku ukazuje się kilka tysięcy publikacji poświęconych tej tematyce. Niemożliwy jest w tej sytuacji przegląd nawet większości zagadnień podejmowanych i rozwiązywanych w tej dziedzinie, dlatego też postaram się dokonać czegoś w rodzaju spojrzenia z lotu ptaka na główne kierunki rozwijane w ostatnich latach. Wybór, tak jak zawsze, jest w dużej mierze pochodną zainteresowań autora i w żadnej mierze nie rości sobie pretensji ani do kompletności, ani też do obiektywności. Podporządkowany temu zamysłowi jest i wybór odnośników. Będą to głównie prace mające charakter syntezy nowych kierunków badawczych w fizyce głębokich defektów w półprzewodnikach ², a w mniejszym stopniu cytowanie wyników oryginalnych.

2. Charakterystyczne cechy głębokich defektów

Czym się wyróżniają głębokie defekty? Prostą choć nie zawsze słuszną odpowiedzią jest: położeniem ich poziomów energetycznych w przerwie energetycznej półprzewodnika. Bliższym prawdy jest określenie: centra, których struktura energetyczna a zwłaszcza położenie stanu podstawowego, znacznie odbiegają od przewidywań teorii masy efektywnej. Nie zawsze jednak jesteśmy w stanie wyznaczyć strukturę energetyczną takich centrów, a o ich obecności wnioskujemy pośrednio. Najbardziej charakterystycznym świadectwem obecności głębokich defektów jest skracanie czasu życia nierównowagowych nośników mniejszościowych. Powodem jest wykładniczy wzrost szybkości rekombinacji nośników mniejszościowych przez centra rekombinacyjne, przy oddaleniu się tych poziomów od krawędzi pasm półprzewodnika w głąb przerwy energetycznej [8]. Zjawisko to najsilniej

² W języku angielskim powszechnie stosowane są nazwy *deep impurities*, czy też *deep level defects*, a nawet *deep levels*. Nazwy te mają wyraźny żargonowy charakter, ale weszły one do powszechnego użytku i dlatego zdając sobie sprawę z ich niepełności będę się i ja posługiwał równoważnymi tłumaczeniami polskimi.

występuje w półprzewodnikach o skośnej przerwie energetycznej takich, jak np. krzem czy też german. Było ono źródłem niestabilności i niepowtarzalności parametrów diod i tranzystorów w pionierskim okresie technologii półprzewodnikowej. Związane one były z niekontrolowaną obecnością szybkich centrów rekombinacyjnych, wywołanych obecnością miedzi lub złota. Może to stać się, jak to bliżej uzasadnię pod koniec tego artykułu, jedną z głównych przeszkód w dalszej miniaturyzacji oraz tworzeniu coraz bardziej zintegrowanych układów elektronicznych.

Centra o głębokich poziomach mogą w oczywisty sposób rzucić połozeniem poziomu Fermiego jeśli tylko ich koncentracja będzie porównywalna lub większa od koncentracji płytkich (wodoropodobnych) domieszek. Własność tę szeroko się wykorzystuje przy otrzymywaniu tzw. półizolujących materiałów $A^{III}B^V$ takich jak GaAs czy też InP. Materiały te wykorzystywane są do produkcji podłoży w produkcji przyrządów półprzewodnikowych, jak np. układów o dużej skali integracji. Warto tu jeszcze raz podkreślić, że jeśli głębokie defekty mają decydować o koncentracji nośników, koncentracja płytkich domieszek musi być mała. Nie jest to warunek konieczny, jeśli głębokie defekty mają kontrolować czas życia nośników mniejszościowych.

Defekty o głębokich poziomach mogą występować w kilku stanach ładunkowych. Tak więc wkład efektów oddziaływania elektron–elektron musi być istotny zarówno dla ich struktury energetycznej, jak i w procesach rekombinacyjnych. Kolejną cechą charakterystyczną tych centrów są znacznie silniejsze efekty wibroniczne od występujących w domieszkach wodoropodobnych o zdelokalizowanych stanach elektronowych. Elektrony w takich stanach sprzęgają się głównie z fononami optycznymi (tzw. sprzężenie typu Fröhlicha), gdy zaś dla elektronów o bardziej zlokalizowanej funkcji falowej oddziaływanie elektron–fonon następuje głównie z fononami krótkofalowymi, głównie akustycznymi. Jest to konsekwencją znacznie silniejszej zależności stałej sprzężenia od lokalizacji funkcji elektronowej (miarą jej jest odwrotność efektywnego promienia a) dla fononów akustycznych (jak $1/a^2$), aniżeli dla fononów optycznych (jak $1/a$). Tak więc obserwacja silnego sprzężenia elektron–fonon może być bezpośrednią wskazówką, że mamy do czynienia ze stanami zlokalizowanymi³ [9].

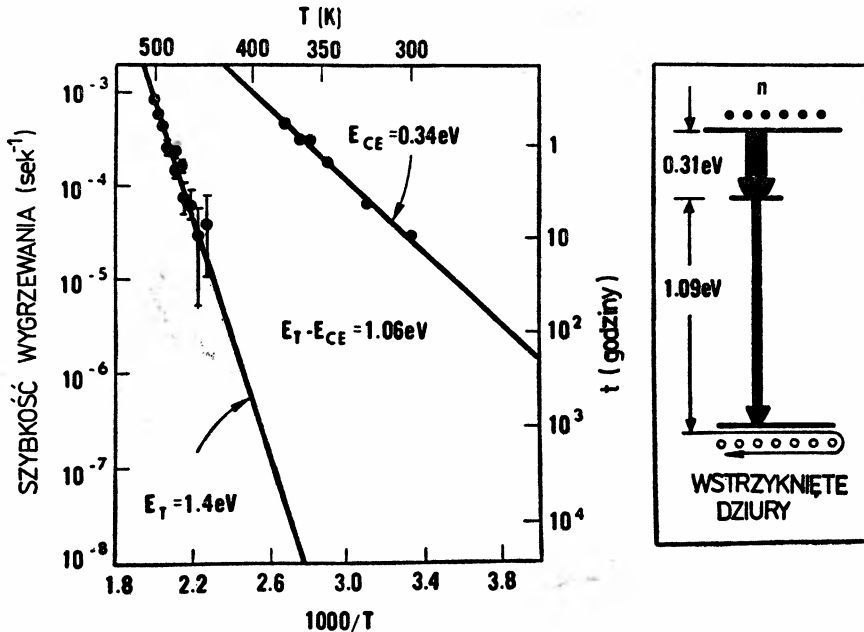
Z istnieniem głębokich stanów defektów wiąże się jeszcze jedna obserwacja. Otóż zauważono, że wszystkie stany defektów są albo silnie zlokalizowane, albo też zdelokalizowane — dobrze opisywane teorią masy efektywnej. Ta nieciągłość lokalizacji jest wynikiem, jak to wykazali w swych pracach Toyozawa [10] oraz Rashba [11], rywalizacji przyciągającego potencjału długozasięgowego (siły kulombowskie) oraz krótkozasięgowego (zlokalizowana, rdzeniowa część potencjału domieszki oraz oddziaływanie elektron–fonon typ akustycznego). Konstruując zatem funkcjonal energii centrum defektowego, przy czym parametrem skalującym jest odwrotność efektywnego promienia funkcji falowej $1/a$, pierwszy rodzaj oddziaływań prowadzi do członu proporcjonalnego do $1/a$, zaś drugi do $1/a^3$ (proporcjonalny do lokalnej gęstości ładunku $N_{\text{eff}} \sim 1/a^3$). Te dwa

³ Eksperymentalnie mamy prawie zawsze do czynienia z dwoma stanami, między którymi obserwuje się przejście. Występowanie silnego sprzężenia jest więc wskazówką istotnej zmiany lokalizacji lub (dla stanów zlokalizowanych) ich symetrii.

człony przyciągające są równoważone członem energii kinetycznej proporcjonalnej do $1/a^2$

$$E(a_0/a) = E_k(a_0/a)^2 - E_L(a_0/a) - E_S(a_0/a)^3, \quad (1)$$

gdzie a_0 jest stałą sieci [10]. Jedynymi rozwiązaniami są albo stany rozciągnięte, albo silnie zlokalizowane. Przy pewnych kombinacjach parametrów E_L i E_S , będących miarą oddziaływań długo- lub krótkozasięgowych, możliwe jest współistnienie obu tych stanów, przy czym są one oddzielone barierą potencjału. Jak już wspomniałem, zmiana lokalizacji powoduje zmianę sprzężenia elektron-fonon i bariera potencjału pomiędzy takimi dwoma stanami ma charakter wibracyjny [12]. Prowadzić ona może do pojawienia efektów metatrwałego obsadzania stanu płytszego (np. indukowanego światłem) [9, 13]. Możliwość



Rys. 1. Przykład defektu radiacyjnego w GaAs, dla którego zaobserwowano zmniejszenie energii aktywacji procesu wygrzewania z $E_T = 1,4 \text{ eV}$ do $E_{CE} = 0,34 \text{ eV}$ przy przepływie prądu przez złącze p - n , w którym znajdował się ten defekt [15]. Diagram energetyczny pokazuje mechanizm zjawiska REDR

wiązania nośników przez centrum defektowe albo na stanach zlokalizowanych, lub na zdelokalizowanych bardzo przypomina zjawisko samoistnego samopułapkowania od dawna znane w fizyce polaronów oraz ekscytonów w kryształach polarnych [11]. Dlatego też zostało nazwane przez Toyozawę [10] niesamoistnym samopułapkowaniem. Warto może zwrócić uwagę, że efekty metatrwałości od dawna były obserwowane w zjawiskach związanych z obecnością defektów [13], jednakże dopiero niedawno [14] wykazano jednoznacznie istnienie obu typów stanów na jednym defekcie (In w CdF_2) dowodząc tym samym słuszności nader ogólnego modelu Toyozawy. Silne sprzężenie defektów z siecią może być źródłem wielu niespodziewanych zjawisk. Chyba najciekawszym z nich są reakcje defektowe stymulowane rekombinacją (zwane REDR od angielskiego recombination enhanced defect reactions). Najkrócej można je scharakteryzować jako zmniej-

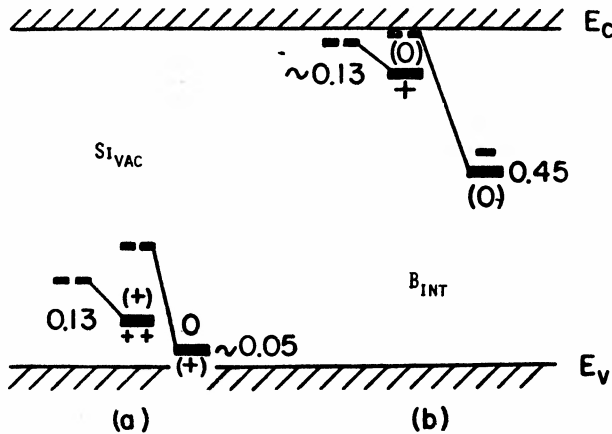
szczenie energii aktywacji reakcji (np. procesu dyfuzji defektu, rozpadu czy też asocjacji złożonych defektów, etc.) na skutek procesu rekombinacji. Najczęściej zjawiska takie obserwuje się w złączach półprzewodnikowych spolaryzowanych w kierunku przewodzenia (rys. 1). Duże natężenie przepływającego prądu wstrzykiwanych do obszaru złącza nośników powoduje dużą liczbę aktów rekombinacji elektronów i dziur. Część tych procesów może zachodzić przez defekty i tym samym energia wyzwolana w procesie rekombinacji może wpływać na szybkość wspomnianych reakcji z udziałem defektów. Obserwuje się nie tylko częściowe zmniejszenie energii aktywacji, ale nawet zmniejszenie jej do zera. Wtedy proces staje się atermiczny. Istnieje kilka modeli próbujących wyjaśnić źródło takich procesów [9, 10, 16, 17]. Wydaje się jednak, że najbardziej prawdopodobne jest zmniejszenie wysokości bariery na reakcję defektową, jeśli znajduje się on w stanie wzbudzonym. Zachodzenie takiego procesu zostało udowodnione dla rozpadu ekscytonu w kryształach jonowych na parę defektów (tzw. centra F i H). Wykorzystano przy tym metodę podwójnego pobudzenia laserowego z zastosowaniem techniki pikosekundowej [9, 18]. Dla półprzewodników brak tymczasem takiego dowodu.

3. Efekty wieloelektronowe

Defekty mogą często wiązać więcej niż jeden elektron. Dobrym przykładem mogą być domieszki takie jak S, Se lub Te w krzemie. W stanie naładowanym jednokrotnie są one prostymi donorami o formalnym ładunku rdzenia $+2$, co świetnie widać w rozsunięciu drabinki rydbergowskich stanów wzbudzonych o czynnik 4 w porównaniu z prostymi donorami wodoropodobnymi. Znacznie ciekawszym jest stan neutralny tych domieszek. Ponieważ centra te wiążą teraz dwa elektrony, noszą one nazwę podwójnych donorów. Można by się spodziewać analogii takich domieszek z atomem helu. Okazuje się jednak, że odstępstwa od „helopodobieństwa” są dość spore [19]. Innym przykładem centrum mogącego wiązać wiele elektronów jest luka w krzemie. Jakkolwiek wszystkie te defekty są naprawdę zlokalizowane, o czym świadczą najlepiej pomiary typu ENDOR oraz EPR, oddziaływanie elektron–elektron jest w nich nawet o dwa, trzy rzędy słabsze od tych oddziaływań w atomach swobodnych. Najlepiej o tym świadczy to, że kolejne stany ładunkowe odległe są o kilka dziesiątych eV. Różnica pomiędzy energiami kolejnych stanów ładunkowych nazywana jest efektywną energią korelacji i oznaczana przez U . W defektach jest ona sumą dwu przyczynków: dodatniego pochodzącego od oddziaływania elektron–elektron oraz ujemnego pochodzącego od oddziaływania elektron–fonon (np. energii stabilizacji w efekcie Jahna-Tellera). Jeśli drugi przyczynek przewyższa pierwszy, wtedy U staje się ujemne i stan o mniejszym obsadzeniu staje się niestabilnym termodynamicznie, zaś defekty mogą występować w stanie równowagi albo w stanie o obsadzeniu większym o 1, albo w stanie o 1 mniejszym — oczywiście w równych ilościach. Zjawisko takie jest dobrze znane w elektrochemii roztworów metali. Znacznie nam bliższym przykładem jest tworzenie par Coopera odpowiedzialne za pojawienie się klasycznego nadprzewodnictwa. Prowadzić to może w szczególności do diamagnetyzmu takiego układu oraz, co ciekawsze, do ustalenia poziomu Fermiego pośrodku tych dwu stanów. Oznacza to, że poziom domieszkowy, wyznaczany w pomiarach, w których równowaga termo-

dynamiczna jest zachowana, jest poziomem fikcyjnym i do wyznaczenia prawdziwych położeń stanów energetycznych defektu charakteryzującego się ujemną energią korelacji (tzw. defekty o ujemnym U) niezbędne są pomiary nierównowagowe.

O takie zachowanie podejrzewano od dawna wiele defektów w ciałach stałych. Pełny pierwszy dowód istnienia został przeprowadzony dla luki w krzemie. Co ciekawsze, nie eksperyment, ale obliczenia struktury energetycznej wykonane przez G. Baraffa ze współpracownikami z laboratoriów Bella były pierwsze. Wkrótce po wykonaniu tych obliczeń G. Watkins ze współpracownikami wykonał ponownie serię eksperymentów tak zaprojektowanych, aby potwierdzić lub wykluczyć występowanie ujemnego U dla luki w krzemie. Odpowiedź okazała się być zgodna z przewidywaniami teorii [20] (rys. 2).

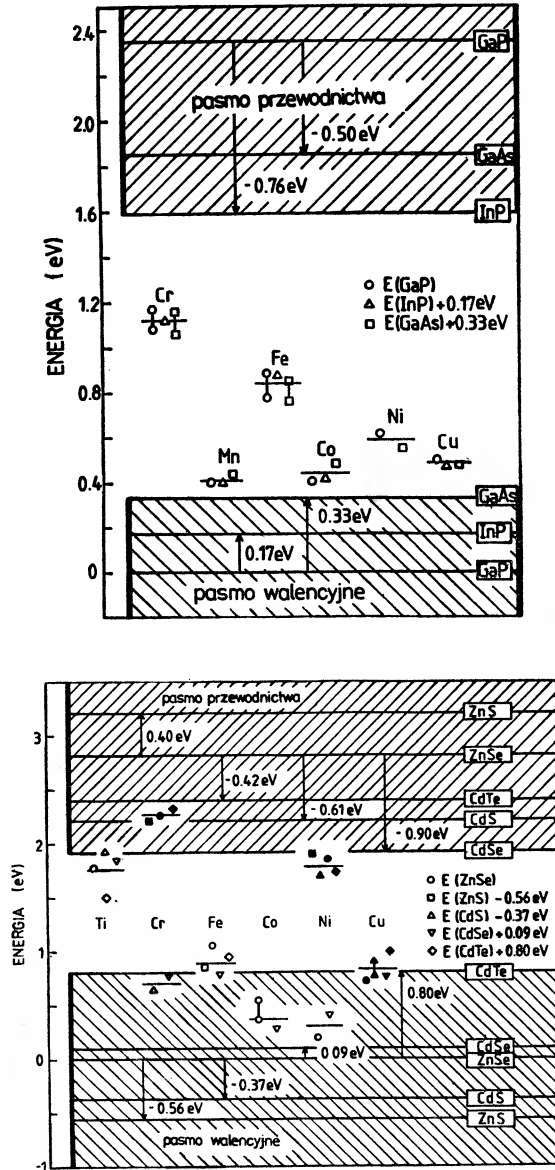


Rys. 2. Przykłady centrów w kryształach krzemu, dla których stwierdzono występowanie odwrócenia poziomów energetycznych, związane z ujemną efektywną energią korelacji [20]. Przerywaną linią zaznaczono spodziewane położenie poziomów luki krzemowej (Si_{vac}) oraz międzywęzłowych atomów boru (B_{int}) przed relaksacją sieciową. Linią ciągłą oznaczono zmierzone położenia poziomów defektowych

Dla większości defektów w półprzewodnikach część elektronowa U jest niewielka (np. dla luki w krzemie jest ona rzędu 0,2 eV). Wyjątkiem są domieszki metali przejściowych oraz ziem rzadkich. Ta grupa defektów stała się ostatnio obiektem nader intensywnych i wszechstronnych badań. Dzięki istnieniu w nich niezapełnionych powłok ($3d$ lub $4f$) ich identyfikacja nie nastęrcza istotnych trudności. Pomocne są tu eksperymenty wykorzystujące magnetyczny rezonans spinowy, np. EPR i pokrewne oraz spełnienie reguły Hunda (tzn. że spin układu w stanie podstawowym jest maksymalny).

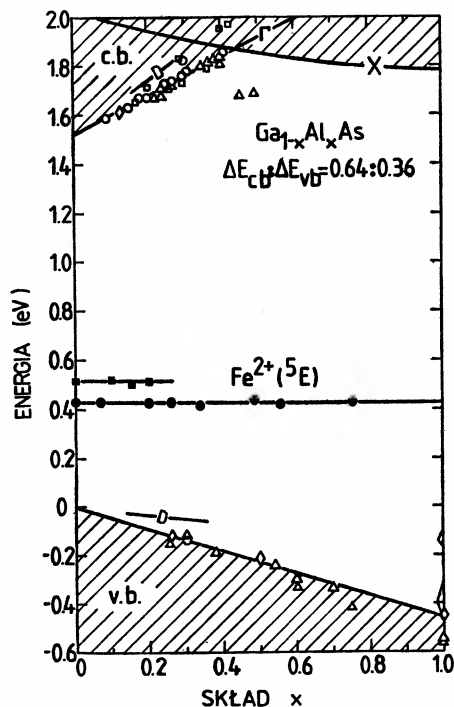
Teoria domieszek metali przejściowych jest wciąż jeszcze w stanie początkowym mimo niewątpliwego postępu dokonanego w ostatnich latach [21, 22]. Głównym, acz nie jedynym nierozwiązanym problemem jest zagadnienie struktury multipletowej wynikającej właśnie z oddziaływania elektron–elektron. Teoria musi wyjaśnić zadowalająco dualizm lokalizacyjny obserwowany dla tej klasy defektów. Z jednej strony istnieje bowiem cała klasa eksperymentów wskazujących na silną hybrydyzację stanów d ze stanami kryształu macierzystego (np. występowanie kilku stanów ładunkowych w przerwie energetycznej, stosunkowo duże rozszczępienia typu pola krystalicznego, czy też redukcja oddziaływania spin–orbita). Z drugiej zaś, wiele danych eksperymentalnych wskazuje

na coś przeciwnego (np. struktura multipletowa podobna do struktury dla atomu, stabilizacja układu w połowie zapełnionej powłoki d^5 , spełnienie reguły Hunda czy też stosunkowo słaby efekt Jahna-Tellera). Źródła tego dualizmu upatruje Zunger w znacznie słabszym ekranowaniu oddziaływań wymiennych w porównaniu z odpychaniem kulowym [22]. Wciąż jednak duże wartości U tłumaczyć mogą odkrytą niedawno nader



Rys. 3. Diagram energetyczny związków A^{III}B^V (a) oraz A^{II}B^{VI} (b) pokazujący identyczność względnego położenia poziomów domieszek metali przejściowych w danej grupie związków półprzewodnikowych [24]

niezwykłą własność tej klasy domieszek. Okazuje się bowiem, że układ poziomów energetycznych w serii metali przejściowych w jednym półprzewodniku różni się od takiego układu w innym półprzewodniku tej samej klasy (np. $A^{II}B^{VI}$) tylko o stałą charakterystyczną dla półprzewodnika (rys. 3). Zapostulowano, że różnica w wartości tej stałej dla dwu półprzewodników jest równa wartości skoku potencjału na granicy heterozłącza wykonanego z tej pary materiałów [23]. Okazało się, że ta heurystyczna metoda daje najlepszą



Rys. 4. Ewolucja krawędzi pasm $Ga_{1-x}Al_xAs$ w funkcji składu, otrzymane przy założeniu, że poziomy akceptora Fe^{2+} może być użyty jako poziomy odniesienia. Uderzająca jest zgodność z danymi (symbole puste w środku) o względnym położeniu krawędzi pasm w $GaAlAs$ względem $GaAs$ otrzymanych w pomiarach własności heterozłącza $GaAs/GaAlAs$ [23]

zgodność z wynikami eksperymentów heterozłączowych (rys. 4). Ponieważ nie istnieje bezpośredni związek przyczynowy domieszek metali przejściowych i barier w heterozłączach, oznacza to, że poziomy metali przejściowych mogą stanowić swoisty punkt odniesienia dla pasm energetycznych kryształu. Dowód poprawności tej procedury przedstawiono kilka miesięcy temu [24] używając modelu LCAO (tzw. samouzgodnionej molekule defektowej [25]). Na skutek dużej wartości U zmiana energii zerwanych wiązań kryształu (uśrednionej hybrydy sp^3) przy zmianie półprzewodnika powoduje podążanie za nimi stanów typu d metali przejściowych (obsadzenie powłoki $3d$ pozostaje praktycznie stałe). Ponieważ różnica energii zerwanych wiązań daje skok potencjału w heterozłączu, możemy równie dobrze posłużyć się więc różnicą energii domieszek metali przejściowych.

4. Kierunki badawcze i perspektywy

Jedną z najpotężniejszych sił, wymuszających dalszy rozwój fizyki głębokich defektów, jest bez wątpienia przemysł elektroniczny. Tak przynajmniej dzieje się w najbardziej rozwiniętych krajach świata. Wydaje się, że dążenie do dalszej miniaturyzacji oraz integracji obwodów, a także ich hybrydyzacja z urządzeniami optoelektronicznymi będzie jeszcze silniejszym bodźcem rozwojowym dla tej gałęzi fizyki półprzewodników. Większość zjawisk niepożądanych w urządzeniach elektronicznych, takich jak degradacja, szумы, niestabilność oraz rozrzut parametrów związane jest z niekontrolowaną obecnością różnych defektów. Z drugiej strony, pełna kontrola w ich wprowadzeniu oraz doborze pozwolić może na wykorzystanie pozytywne ich cech. Pamiętać jednak należy, że w większości przypadków istotny poziom koncentracji jest znacznie mniejszy niż 1 ppm, to znaczy poniżej koncentracji wykrywanej przy pomocy standardowych metod analitycznych. Oznacza to również, że wszelkie fluktuacje ich koncentracji muszą odbić się na pracy finalnych urządzeń, zwłaszcza gdy rozmiary pojedynczych elementów dyskretnych (np. bramek w układach pamięci VLSI, czy tranzystorów w układach mikroprocesorowych również wytwarzanych tą techniką) zejść poniżej bariery $1 \mu\text{m}^2$. Przy koncentracji aktywnych defektów głębokich, rzędu 10^{15} cm^{-3} , wpływających, na przykład, na szумы, bądź czas przełączania bramki w układzie logicznym oraz o objętości aktywnej pojedynczego złącza 10^{-13} - 10^{-14} cm^3 , wielkość fluktuacji w tym obszarze stanie się porównywalna z liczbą defektów. Czym to grozi dla całego obwodu scalonego, łatwo przewidzieć. Ponieważ koncentracja płytkich akceptorów lub donorów, warunkująca przewodnictwo, z reguły przekracza 10^{17} cm^{-3} , prawdziwą barierą dla mikrominiaturyzacji mogą stać się defekty punktowe o głębokich poziomach.

Podstawowe pytania zadawane fizykom, zajmującym się głębokimi defektami, dotyczą struktury mikroskopowej tych defektów oraz ich wpływu na własności materiału. Tak więc identyfikacja defektów jest naczelnym problemem do rozwiązania. Niestety, nie jest to proste. Często trzeba się zadowalać wiadomościami typu korelacyjnego. Tak np. było przez ponad 30 lat w przypadku tzw. „donorów termicznych” w Si, jednego z najbardziej istotnych defektów technologicznych pojawiających się przy długotrwałej obróbce termicznej w 450°C krzemu otrzymanego metodą Czochralskiego. Dopiero w ostatnim roku pojawiło się kilka przełomowych prac, wykorzystujących najbardziej nowoczesne metody pomiarowe oraz wyrafinowaną technologię i wykazujących, że defekt ten to tak naprawdę cała rodzina, w której elementem wspólnym jest tlen [26]. Mimo wieloletnich wysiłków badawczych istnieje bardzo mała liczba defektów punktowych, których natura chemiczna oraz własności dynamiczne zostały określone z zadowalającą precyzją. Niestety, nie istnieje ani jednoznaczna receptura, ani też narzędzie badawcze, których użycie gwarantuje sukces. Zazwyczaj pozytywny rezultat jest wynikiem zastosowania wielu różnorodnych metod pomiarowych wspomaganych zaawansowanym aparatem teoretycznym. Standardowe przez wiele lat metody objętościowe, takie jak np. pomiary efektu Halla, zostały praktycznie całkowicie zastąpione przez znacznie czulsze metody złączone [8, 27, 28]. Również klasyczne metody mikrofalowe typu EPR, czy też ENDOR zostały z powodzeniem połączone z bardzo czułymi metodami optycznymi [6, 29, 30, 31]. Większość z nich została zapożyczona z fizyki atomowej i molekularnej

i stała się wiodącymi narzędziami identyfikacyjnymi w fizyce defektów. Bardzo istotny okazał się postęp w technikach odwzorowania defektów, a zwłaszcza niedawne skonstruowanie mikroskopu tunelowego. Większość tych metod daleka jest jednak od doskonałości. Niestety, dalszy postęp będzie nie tylko trudny, ale przede wszystkim kosztowny.

Również w teorii defektów dokonano ogromnego postępu w tych działach teorii, które wykorzystują wzrastające moce obliczeniowe współczesnych maszyn cyfrowych. Teoria defektów staje się coraz poważniejszym partnerem eksperymentu. Najbardziej tego spektakularnym przykładem jest wspomniane powyżej przewidzenie przez teorię, a następnie potwierdzenie eksperymentalne ujemnej energii korelacji dla luki krzemowej [20]. Istotny postęp w teorii defektów stał się możliwy w wyniku opracowania możliwie pełnej obecnie teorii struktury pasmowej półprzewodników oraz kryteriów stabilności w oparciu o obliczenia energii całkowitej sieci. Większość metod teoretycznych stosowanych w teorii defektów, np. teoria pseudopotencjału oraz metoda funkcji Greena, biorą swój początek właśnie z obliczeń własności sieci niezaburzonych [5, 7, 32]. Warto jednak zwrócić uwagę na równoległy rozwój znacznie prostszych obliczeniowo modeli półempirycznych. Ich precyzja odbiega oczywiście od poprzednich, jednakże ich siła leży w przewidywaniu kierunków rozwoju i ich globalności [6, 21, 32]. Należy jednak podkreślić, że modele te musiały być poprzedzone, a co najmniej potwierdzone, obliczeniami bardziej zaawansowanymi przy użyciu superkomputerów. Wydaje się, że obraz struktury energetycznej defektów oraz stosowane przy ich badaniu metody teoretyczne i eksperymentalne osiągnęły już pewną dojrzałość. Fizyka dynamiki defektów jest jednak nadal w powijakach, choć i tu dokonano znaczącego postępu [7, 16, 17, 34]. Sądzę, że właśnie ta dziedzina, tzn. fizyka zjawisk rekombinacyjnych z udziałem defektów oraz ich dynamika, będą głównym tematem badawczym w ciągu najbliższych lat, bo w końcu nie ich własności stacjonarne, ale dynamiczne są tym, co interesuje zarówno fizyków, jak i sponsorów przemysłowych.

Literatura

- [1] A. K. Ramdas, S. Rodriquez, *Rep. Prog. Phys.* **44**, 1297 (1981).
- [2] P. J. Dean, *Europhys. News* **14**, No 7, 9 (1983), rozszerzona wersja opublikowana w: *Postępy Fizyki* **36**, 119 (1985).
- [3] A. M. Stoneham, *Theory of Defects in Solids*, Oxford Univ. Pres., London 1975 (2 rozszerzone wydanie ukazało się w 1986 r.).
- [4] R. K. Watts, *Point Defects in Crystals*, Wiley, New York 1977.
- [5] M. Jaros, *Deep Levels in Semiconductors*, Adam Hilger, Bristol 1982.
- [6] M. Lannoo, J. Bourgoin, *Point Defects in Semiconductors*, Springer Verlag, Berlin, t. 1 — *Theoretical Aspects* (1981) i t. 2 — *Experimental Aspects* (1983).
- [7] *Deep Centers in Semiconductors*, red. S. Pantelides, Gordon and Breach Publishers, New York 1986.
- [8] H. G. Grimmeiss, *Annual Rev. Mat. Sci.* **7**, 341 (1977).
- [9] J. M. Langer, *J. Phys. Soc. Jpn.* **49**, Suppl. A, 207 (1980).
- [10] Y. Toyozawa, *Physica* **116B**, 7 (1983) oraz *Semicond. Insul.* **5**, 175 (1983).
- [11] E. Rashba, w: *Excitons*, red. E. Rashba i Sturge, North Holland, Amsterdam 1982, str. 543 (istnieje również tłumaczenie rosyjskie, Mir 1985).
- [12] J. M. Langer, *Postępy Fizyki* **31**, 435 (1980).
- [13] J. M. Langer, *Lecture Notes in Physics* **122**, 123 (1980).

- [14] J. E. Dmochowski, J. M. Langer, Zb. Kaliński, W. Jantsch, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1735 (1986).
- [15] D. V. Lang, *Annual Rev. Mat. Sci.* **12**, 377 (1982).
- [16] A. M. Stoneham, *Rep. Progr. Phys.* **44**, 1251 (1979), *Adv. in Phys.* **28**, 457 (1979).
- [17] M. Sheinkman, *Proc. 18th Int. Conf. Phys. Semicond. Stockholm 1986*, red. O. Engström, World Scientific, Singapore 1987, str. 785 oraz *Acta Phys. Pol.* (w druku).
- [18] R. T. Williams, *Semicond. Insul.* **3**, 251 (1978).
- [19] P. Wagner, C. Holm, E. Sirtl, R. Oeder, W. Zulchner, *Festkörperprobleme* **24**, 191 (1984).
- [20] G. D. Watkins, *Festkörperprobleme* **24**, 163 (1984).
- [21] P. Vogl, *Festkörperprobleme* **25**, 563 (1985); P. Vogl, J. M. Baranowski, *Acta Phys. Pol.* **A67**, 133 (1985).
- [22] A. Zunger, *Solid State Phys.* **39**, 275 (1986).
- [23] J. M. Langer, H. Heinrich, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1414 (1986) oraz H. Heinrich, J. M. Langer, *Festkörperprobleme* **26**, 251 (1986).
- [24] J. Tersoff, W. Harrison, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2367 (1987); C. Delerue, M. Lannoo, J. M. Langer, *ibid.* (w druku).
- [25] G. Picoli, A. Chomette, M. Lannoo, *Phys. Rev.* **B30**, 7138 (1984).
- [26] G. D. Watkins, *Proc. 14th Conf. Defects in Semicond., Paris 1986*; *Mat. Sci. Forum* **10-12**, 953 (1987); T. Gregorkiewicz, D. A. van Wezep, H. H. P. Th. Bekmon, C. A. J. Ammerlaan, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1702 (1987).
- [27] G. F. Neumark, K. Kosai, *Semicond. Semimetals* **19**, 1 (1983).
- [28] B. Monemar, M. G. Grimmeiss, *Prog. Crystal Growth Charact.* **5**, 47 (1982).
- [29] P. J. Dean, *Prog. Crystal Growth Charact.* **5**, 89 (1982).
- [30] M. Godlewski, *Phys. Status Solidi (a)* **90**, 800 (1985).
- [31] N. T. Bagraev, V. A. Mashkov, *Proc. 14th Conf. Defects in Semiconductors, Paris 1986*, *Mat. Sci. Forum* **10-12**, 435 (1987).
- [32] M. Scheffler, *Festkörperprobleme* **22**, 115 (1982).
- [33] P. Vogl, *Adv. Electronics and Electron Phys.* **62**, 101 (1984); M. Lannoo, *J. Phys.* **C17**, 3137 (1984) oraz *Acta Phys. Pol.* w druku.
- [34] J. M. Langer, *Proc. 7th Int. School Defects in Crystals*, red. E. Mizera, World Scientific, Singapore 1987, str. 50.

R Ó Ź N E

Paweł Trzaskoma

Uniwersytet Warszawski
Filia w Białymstoku
Białystok

O interpretacji mechaniki kwantowej

On the Interpretation of Quantum Mechanics

Abstract: The interpretation of quantum mechanics (treated as a fundamental problem) is considered. A review of the main interpretative approaches is given.

Właściwie nigdy w historii mechaniki kwantowej nie pojawiła się jedna, ogólnie przyjęta jej interpretacja. Nominalnie taką rolę przypisać można interpretacji kopenhaskiej ze względu na największą liczbę zwolenników. Często jednak przyznawanie się do kopenhaskiej szkoły myślenia okazywało się tylko deklaracją, która w niewielkim stopniu wpływała na praktykę posługiwania się formalizmem mechaniki kwantowej. W istocie rzeczy fizyków bardziej łączył jednolity sposób operowania regułami związanymi z opisem kwantowym aniżeli przyjęcie pewnej interpretacji. Nie bez znaczenia był tu fakt zgodności przewidywań opartych na przeprowadzonych rachunkach z wynikami doświadczalnymi.

W pełni zadowalająca teoria fizyczna nie może być jednak tylko zbiorem reguł postępowania, choćby były one najskuteczniejsze. Powinna pozwalać na wyjaśnienie owej skuteczności formalizmu, a przede wszystkim umożliwiać zrozumienie opisywanej rzeczywistości fizycznej. Istotnej roli w związku z tym nabiera interpretacja formalizmu.

Ostatnie lata przyniosły, jak się wydaje, wzrost zainteresowania problemami dotyczącymi interpretacji mechaniki kwantowej. Wysiłki podejmowane w tym kierunku są w dużej mierze kontynuacją, z mniejszymi lub większymi modyfikacjami, znanych już idei. Omówieniu najważniejszych z nich poświęcony jest niniejszy artykuł.

Mechanika kwantowa, zapoczątkowana genialną intuicją Maxa Plancka, rozwinęła się burzliwie na przełomie lat dwudziestych i trzydziestych naszego stulecia. Ten stosunkowo krótki okres przyniósł prawdziwą „erupcję” pomysłów i koncepcji, które zaczęły składać się na teorię zdolną poradzić sobie z opisem zjawisk nie dających się wyjaśnić w ramach klasycznego paradygmatu. To właśnie radykalnie inny, w porównaniu z kla-

sycznym, kwantowy paradygmat przydał sławy mechanice kwantowej i uczynił ją nie tylko tematem naukowych rozważań, ale i filozoficznych dysput, a nawet obiektem doniesień prasowych. Główną zasługę należy przy tym przypisać nie tyle nowemu formalizmowi, co raczej jego interpretacji.

Upraszczając nieco sprawę, można powiedzieć, że każda teoria fizyczna składa się z matematycznego formalizmu, który jako „kawałek” matematyki jest czymś w rodzaju dopuszczalnych reguł postępowania z abstrakcyjnymi obiektami i z reguł interpretacji, przy pomocy których łączy się abstrakcyjne pojęcia formalizmu, niekoniecznie wszystkie, z realnymi obiektami fizycznymi. Dopiero zinterpretowany formalizm stać się może wartościową teorią fizyczną, której weryfikacja jest możliwa na drodze doświadczalnej.

Gwoli ścisłości należy wspomnieć, że to, co nazwaliśmy tu interpretacją teorii, nie wyczerpuje całego, związanego z tym słowem, pola semantycznego. Dla naszych celów wystarczy jednak ograniczyć się do takiego właśnie rozumienia tego terminu.

Najpierw przyjrzyjmy się, po jaki „kawałek” matematyki sięgnęła mechanika kwantowa w początkach swego rozwoju. Kiedy Werner Heisenberg [1] wpadł na pomysł operowania zależnymi od czasu zbiorami liczb zespolonych reprezentujących wielkości fizyczne, Max Born rozpoznał w tych zbiorach macierze znane w matematyce od połowy XIX w. Zaproponowane przez Schrödingera równanie falowe [2] było w istocie równaniem różniczkowym drugiego rzędu na funkcję zespoloną. Szybko okazało się zresztą, że oba ujęcia są równoważne. Dopiero pierwsza próba formalizacji mechaniki kwantowej pochodząca od J. von Neumanna [3] została oparta na rozwiniętym kilka lat wcześniej rachunku operatorów w przestrzeni Hilberta. W tym miejscu wypada oczywiście przypomnieć wyjątek, którym była delta Diraca zapostulowana przez niego w 1930 r. To nie akceptowane w chwili powstania pojęcie zaowocowało nowym działem matematyki — teorią dystrybucji, dopiero w 1950 r. W gruncie rzeczy jednak pierwsze konstrukcje mechaniki kwantowej nie odznaczały się wyjątkową nowością użytego zestawu pojęć matematycznych.

Prawdziwe natomiast trudności pojawiły się z chwilą podjęcia prób zinterpretowania nowego formalizmu. Pierwsze propozycje, pochodzące od E. Schrödingera, E. Madelunga i A. Korna starały się sprowadzić teorię kwantową do znanych teorii klasycznych. Interpretacja Schrödingera [4], sformułowana na podstawie analogii do klasycznej teorii zjawisk falowych przypisywała funkcji falowej występującej w równaniu Schrödingera konkretny sens fizyczny. Kwadrat modułu funkcji falowej był proporcjonalny do przestrzennej gęstości ładunku elektrycznego. Nie było miejsca w tym podejściu na przeskoiki kwantowe pomiędzy poziomami energetycznymi, co więcej Schrödinger traktował energię jako wielkość makroskopową, której użycie traci sens w rozważaniach mikroskopowych.

Interpretacje Madelunga [5] i Korna [6] wzięły za punkt wyjścia analogię istniejącą pomiędzy równaniami hydrodynamiki opisującymi bezwirowy przepływ płynu i równaniem Schrödingera. W konsekwencji funkcja falowa została związana z gęstością płynu i polem jego prędkości. Tym samym sprowadzono atomowe zjawiska kwantowe do rozważań nad własnościami ośrodka ciągłego. Wymienione powyżej propozycje interpretacji szybko napotkały na poważne trudności. Stało się jasne, że formalne podobieństwo równań klasycznych i kwantowych nie wystarcza do podania poprawnej interpretacji. Przełom przyniósł dopiero pomysł M. Borna [7] uhonorowany zresztą Nagrodą Nobla.

Polegał on na założeniu, że kwadrat modułu funkcji falowej oznacza gęstość prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w przestrzeni. Tym samym podstawowe pojęcie formalizmu, a wraz z nim i on sam uzyskały interpretację probabilistyczną. Trzeba dodać, że dla Borna sama funkcja falowa nie reprezentowała żadnego obiektu fizycznego. Przeciwnie, zawarta w niej była tylko informacja o pewnych własnościach opisywanego układu.

Interpretacja probabilistyczna oznaczała, że mechanika kwantowa pozwala przewidywać jedynie wartości prawdopodobieństwa wystąpienia zdarzeń. Istotnym problemem jaki wobec tego się pojawił, było pytanie czy taka forma opisu jest ostateczna czy też wynika z faktu, że opis poprzez funkcję falową nie jest pełny. W tym drugim przypadku można by bowiem traktować podejście probabilistyczne tak jak się to robi w klasycznej mechanice statystycznej, gdzie posługiwanie się uśrednianiem jest tylko wygodnym sposobem opisu układów złożonych z wielu cząstek. Każda cząstka z osobna podlega jednak deterministycznym prawom mechaniki. Stanowisko zgodne z pierwszą z tych możliwości wydawało się umocnione kiedy w 1927 r. W. Heisenberg [8] podał słynne relacje nieoznaczoności. Orzekały one, że iloczyn dyspersji — czyli nieokreśloności wielkości kanonicznie sprzężonych, takich jak np. pęd i położenie, jest ograniczony z dołu. Sprawa nie przedstawiała się jednak tak prosto. Po pierwsze relacje nieoznaczoności, rozumiane jako wskazujące na istnienie granicy stosowalności pojęć klasycznych w podejściu kwantowym, doczekały się krytyki ze strony Einsteina. Po drugie wyłoniło się kilka różnych sposobów rozumienia sensu nierówności zaproponowanych przez Heisenberga.

Argumenty Einsteina, przedstawiane w dużej mierze w formie eksperymentów myślowych, zapoczątkowały długotrwałą dyskusję między Einsteinem i Bohrem, trwającą od 1927 r. do śmierci Einsteina w 1955 r. Stała się ona walką dwóch konkurencyjnych interpretacji: Einsteina–de Broglie’a i Bohra–Heisenberga. Pierwsza z nich zakładała, że funkcja falowa nie stosuje się do pojedynczych układów, takich jak cząsteczka, lecz opisuje zespół statystyczny czyli zbiór nieskończonej liczby identycznych kopii. Połączone zostały również w tej interpretacji dwa aspekty opisu stosowane w teoriach klasycznych: falowy i korpuskularny. Stało się to możliwe za sprawą pomysłu de Broglie’a [9]. W 1927 r. przedstawił on teorię tak zwanego podwójnego rozwiązania. Zauważył mianowicie, że równanie falowe, np. równanie Schrödingera, ma dwa różne rozwiązania: jedno ciągłe, drugie osobliwe. Rozwiązanie osobliwe opisuje cząstkę, rozumianą klasycznie, jako koncentrację energii wokół osobliwości. Rozwiązanie ciągłe daje natomiast „falę pilotującą”, która steruje niejako ruchem cząstki. To właśnie „fali pilotującej” zawdzięcza cząstka własności falowe, które ujawniać się mogą w doświadczeniach interferencyjnych i dyfrakcyjnych.

Interpretacja Bohra–Heisenberga, nazwana inaczej kopenhaską, opierała się na idei komplementarności. Przez komplementarność rozumiał Bohr uzupełnianie się dwóch istotnie różnych opisów falowego i korpuskularnego [10]. Ponieważ definicja stanu kwantowego zakłada brak zaburzeń a każdy pomiar wprowadza nieusuwalne zakłócenie, opisywane przez relacje nieoznaczoności, zatem mamy do wyboru jedną z dwóch możliwości: albo nie dokonujemy pomiaru i funkcja falowa odpowiadająca stanowi jest ciągłą funkcją czasu — możliwy jest wtedy opis deterministyczny, albo decydujemy się na pomiar i funkcja falowa doznaje skokowej zmiany, zwanej redukcją pakietu falowego, a opis staje się czasoprzestrzenny. Konieczność wprowadzenia komplementarności wiąże

się więc z jednej strony z nieadekwatnością klasycznej koncepcji wyjaśniania w mechanice kwantowej, a z drugiej z niezbędnością używania pojęć klasycznych, bo są one właściwym językiem opisu doświadczenia. Istotną rolę odegrał w tej interpretacji pomiar wprowadzający poziom klasyczny, przez który „widać” charakterystyki kwantowe. Dla uzyskania pełnego opisu należy przygotować wzajemnie wykluczające się sytuacje pomiarowe, z których każda ujawni tylko jeden aspekt. Komplementarność tych aspektów oznacza, że niemożliwe jest ich jednoczesne pojawienie się, a ujawnia się ona np. w relacjach nieoznaczoności, zgodnie z którymi nie można zmierzyć z dowolną dokładnością wartości dwóch wielkości kanonicznie sprzężonych dla jednego układu fizycznego.

Myślowe eksperymenty Einsteina były przede wszystkim próbami obalenia słuszności relacji nieoznaczoności dotyczącymi pojedynczego pomiaru, co w konsekwencji prowadzić miało do podważenia idei komplementarności. Bohr dość łatwo odpierał argumenty Einsteina do czasu kiedy pojawiła się praca Einsteina, Podolskiego i Rosena [11]. Zawarta w niej propozycja eksperymentu, nazwanego od nazwisk autorów eksperymentem EPR, podważała zupełność opisu kwantowego.

Idea eksperymentu EPR polegała na pomiarze wykonanym na dwóch przestrzennie rozdzielonych nieoddziaływających podukładach, które przed pomiarem, przez pewien czas, oddziaływały ze sobą tworząc jeden układ. Za przykład takiej sytuacji służyć może układ znajdujący się w stanie o spinie całkowitym równym zeru. Przypuśćmy, że w pewnej chwili następuje rozpad tego układu na dwa podukłady, z których każdy składa się z cząstki o spinie $1/2$. Spiny cząstek są skorelowane tzn. ustawione tak w przestrzeni, aby ich suma dawała zero czyli wartość spinu układu wyjściowego. W wyniku rozpadu cząstki oddalają się od siebie i po upływie dostatecznie długiego czasu można przyjąć, że to, co dzieje się z pierwszą cząstką, nie zależy od tego co dzieje się z drugą. Innymi słowy układ jest rozseparowany na dwa niezależne podukłady. Założenie to nosi nazwę warunku lokalności i wiąże się ze skończoną prędkością rozchodzenia się dowolnego oddziaływania.

Wykorzystując fakt korelacji spinów cząstek można przewidzieć wartość spinu pierwszej cząstki, jeśli znana jest wartość spinu drugiej. Wystarczy zmierzyć spin drugiej cząstki używając np. ustawionego w pewnym kierunku analizatora. Spin cząstki pierwszej będzie miał dokładnie wartość przeciwną do uzyskanej w wyniku pomiaru ponieważ suma spinów obu cząstek równa jest zeru. Pomiar taki pozwala więc podać wartość wielkości fizycznej dla jednego z podukładów o ile została zmierzona wartość wielkości fizycznej tego samego rodzaju w drugim podukładzie. Ważne jest przy tym, że wartość tej wielkości można uzyskać wykorzystując jedynie fakt korelacji obu podukładów, bez konieczności bezpośredniego jej mierzenia. Takiej wielkości, zgodnie z podanym w pracy kryterium, odpowiada realnie istniejąca własność fizyczna. W ten sam sposób, dokonując pomiaru na jednym podukładzie, można wyznaczyć wartości dwóch wielkości kanonicznie sprzężonych dla drugiego podukładu (w naszym przykładzie odpowiada to wyznaczeniu dwóch składowych spinu), więc i im odpowiadają realnie istniejące własności fizyczne. Jednoczesne wyznaczenie wartości wielkości kanonicznie sprzężonych jest jednak zabronione przez nierówności Heisenberga, zatem takie wielkości nie mogą mieć sensu istniejących realnie własności. Opis kwantowy jest wobec tego niezupełny, bo nie wszystkie istniejące w przyrodzie własności mają swoje odpowiedniki w teorii.

Niezupełność opisu poprzez funkcję falową — główna konkluzja eksperymentu EPR, postawiła tym samym problem znalezienia opisu zupełnego. Próby takiego właśnie opisu przyniosły teorie i interpretacje poprzez parametry ukryte. Pierwsze z nich — teorie, modyfikowały formalizm mechaniki kwantowej, drugie — interpretacje, zachowując formalizm, postulowały istnienie poziomu subkwantowego. Operowanie parametrami ukrytymi oznaczało, że do opisu stanu kwantowego, obok funkcji falowej, wprowadzamy dodatkowe zmienne, których wartości nie mogą być wyznaczone w ramach mechaniki kwantowej. Są one dla mechaniki kwantowej „ukryte”. Podanie funkcji falowej oraz wartości parametrów ukrytych określa jednoznacznie wynik pomiaru obserwabli w tym stanie a stan taki nazywa się bezdyspersyjnym. Dyspersja wyników, wyrażona relacjami nieoznaczoności, jest związana z uśrednianiem po wszystkich możliwych wartościach parametrów ukrytych.

Sięgnięcie po koncepcję parametrów ukrytych było nie tylko próbą deterministycznej interpretacji mechaniki kwantowej, ale także chęcią przewyżczenia dychotomicznego podziału fizyki na klasyczną i kwantową. Argumenty przeciwników takiej interpretacji — dowód von Neumanna [3] o niemożności spójnego włączenia ukrytych zmiennych w formalizm mechaniki kwantowej a także obiekcje wysunięte przez A. Gleasona [12] oraz J. Jaucha i C. Pirona [13], poddane zostały krytyce jako oparte na nieuzasadnionych założeniach o naturze stanów bezdyspersyjnych. W 1952 r. D. Bohm [14] zaproponował potraktowanie cząstki kwantowej jako obiektu o dobrze określonym pędzie — istnieje trajektoria ruchu, której położenie jest zmienną ukrytą. Nieklasyczne zachowanie cząstki spowodowane jest obecnością potencjału kwantowego, który pojawia się oprócz potencjału klasycznego w równaniach ruchu. Konstrukcja Bohma pozwalała odtworzyć wszystkie znane wyniki otrzymane przy użyciu rozważań kwantowych. Zawierała ponadto propozycję testu eksperymentalnego, który mógłby odróżniać statystykę kwantową od statystyki ukrytych zmiennych. Idea testu oparta była na założeniu, że przed pomiarem zmienne ukryte są rozłożone przypadkowo w „ukrytej przestrzeni”, po pomiarze zaś ta przypadkowość zostaje naruszona. Wobec tego pomiary sekwencyjne robione w odstępach czasu mniejszych od czasu relaksacji zmiennych ukrytych do rozkładu niezaburzonego mogłyby dawać inną statystykę.

Inne kryterium pozwalające odróżniać statystyki kwantowe od statystyk wynikających z istnienia ukrytych zmiennych przyniosły nierówności Bella. W 1964 r. J. Bell [15] podał nierówności jakie powinny spełniać wartości oczekiwane dwóch skorelowanych wielkości fizycznych opisywanych przez ukryte zmienne. Założył przy tym lokalność teorii, tzn. przyjął, że wynik pomiaru pierwszej wielkości jest niezależny od aparatury dokonującej pomiaru drugiej z nich. W rozpatrywanym już, przy okazji opisu eksperymentu EPR, przykładzie odpowiadałoby to pomiarom jednej składowej spinu obu cząstek w trzech seriach pomiarowych, przy czym w każdej serii kierunku ustawienia analizatorów byłyby różne. Otrzymane wyniki powinny prowadzić do statystyk pomiarowych zgodnych z nierównościami Bella, co świadczyłoby na korzyść teorii lokalnych z ukrytymi zmiennymi. Okazuje się, że weryfikacja doświadczalna (np. A. Aspect [16]) potwierdza występowanie wyników, które nie spełniają nierówności Bella. Nie przekreśla to jednak zupełnie koncepcji zmiennych ukrytych. Po pierwsze twierdzenie Bella dotyczy tylko teorii lokalnych, po drugie rozważania Bella oparte są na założeniach, których istotność nie jest do końca

jasna. A. Fine [17] wyprowadził nierówności Bella bez zakładania lokalności korzystając jedynie z istnienia łącznej gęstości prawdopodobieństwa dla czterech obserwabli. Rezultat ten skłonił W. M. de Muyncka i O. Abu-Zeida [18] do wysunięcia sugestii, że dobry test sprawdzający nierówności Bella powinien polegać na pomiarze czterech obserwabli. Wyklucza to zatem eksperymenty typu EPR, gdzie mierzy się wartości tylko dwóch obserwabli.

Warto wspomnieć o teoriach z ukrytymi zmiennymi, które modyfikują formalizm mechaniki kwantowej. Należy do nich sformułowanie, które w 1966 r. zaproponowali D. Bohm i J. Bub [19]. Zastąpili oni równanie Schrödingera nieliniowym i nielokalnym równaniem ruchu. Zachowane zostało, w duchu Bohra, holistyczne traktowanie układu złożonego — niepodzielnej całości. Ewolucja w czasie funkcji falowej w danym punkcie zależy więc od jej wartości w każdym punkcie całej rozpatrywanej przestrzeni. Takie ujęcie wyklucza np. eksperyment EPR wymagający przeprowadzenia pomiarów na niezależnych podukładach. Holistyczny charakter tej interpretacji predysponuje ją, zdaniem autorów, jako dobry punkt wyjścia do konstrukcji relatywistycznej mechaniki kwantowej. Podobnie jak w poprzednio omówionej interpretacji Bohma, i ta wersja przewiduje test doświadczalny. Jak dotychczas, przeprowadzone doświadczenia (np. C. Papaliolios [20]) dały wynik negatywny — nie zanotowano odstępstw od statystyki przewidywanej przez mechanikę kwantową.

Znaczącymi pracami dla teorii opartych o pojęcie zmiennych ukrytych były prace S. Kochena i E. Speckera [21] oraz S. Guddera [22]. Dostarczyły one ważkich argumentów przeciwko możliwości konstrukcji „niekontekstowych” teorii z ukrytymi zmiennymi, to znaczy takich, w których pomiar obserwabli nie zależy od tego jakie inne obserwable są jednocześnie mierzone w rozważanym układzie.

Koncepcje oparte na zmiennych ukrytych czyli na klasycznym rozumieniu przyczynowości zajmują jeden biegun zestawu możliwości. Na drugim, przeciwstawnym biegunie, znajduje się indeterministyczna interpretacja stochastyczna, w której pojęciem pierwotnym stają się procesy losowe opisywane przez rachunek prawdopodobieństwa. Przykładami procesów stochastycznych mogą być zjawiska dyfuzji w gazach czy też ruchy Browna cząstek zawiesiny.

Już Schrödinger zauważył formalne podobieństwo równania dyfuzji i równania Schrödingera, które da się wykorzystać, aby wprowadzić język procesów stochastycznych do mechaniki kwantowej. Twórcą pierwszej poważnej próby wprowadzenia interpretacji stochastycznej był I. Fényes [23]. W ujęciu tym współrzędne położenia cząstki stanowiły zbiór zmiennych losowych. Funkcją tych zmiennych i czasu była gęstość prawdopodobieństwa, która opisywała dynamikę cząstki jako proces zwany łańcuchem Markowa. Fényes otrzymał relację nieoznaczoności jako efekt stochastycznej natury procesów kwantowych. Ta stochastyczność jest, według jego opinii, cechą fundamentalną, nie zaś tylko analogią do procesów typu dyfuzji.

Dalsze próby podejścia stochastycznego przyniosły odkrycie szeregu podobieństw między układami stochastycznymi i kwantowymi (np. E. Nelson [24]). Owocne okazało się także użycie metod stochastycznych do rozwiązywania pewnych znanych problemów fizycznych. Jako przykład służyć może próba uniknięcia trudności elektrodynamiki związanych z samooddziaływaniem elektronu (L. de la Peña-Auerbach i A. Cetto [25]).

Istotny składnik stochastyczny miała także propozycja D. Bohma i J. Vigiera [26]. Wyrażał się on w istnieniu przypadkowych fluktuacji, których doznawała cząstka o dobrze określonej trajektorii ruchu i związane z nią realne pole reprezentowane przez funkcję falową. Źródłem tych fluktuacji było oddziaływanie z subkwantowym ośrodkiem — „ukrytym” termostatem, który odpowiadał wprowadzonemu przez Diraca [27] eterowi. To podejście zapoczątkowało, rozwijaną głównie przez Vigiera, przyczynowo-stochastyczną interpretację mechaniki kwantowej rozszerzoną także na przypadek relatywistyczny. Do osiągnięć tej interpretacji należy między innymi pokazanie jak otrzymuje się kwantowe statystyki Bosego-Einsteina i Fermiego-Diraca zakładając, że zespół rozróżnialnych cząstek oddziałuje ze sobą na odległość poprzez nielokalny potencjał.

Obok ujęcia stochastycznego rachunek prawdopodobieństwa dostarczył także podstawowych koncepcji interpretacji statystycznej mechaniki kwantowej. W tym jednak przypadku, w odróżnieniu od interpretacji stochastycznej, gdzie już na poziomie pojedynczego układu kwantowego procesom przypisywana jest losowość, własności probabilistyczne przysługują zespołowi identycznie przygotowanych układów, tzw. zespołowi statystycznemu. Właściwym obszarem zainteresowania mechaniki kwantowej są własności zespołów statystycznych, zatem charakter procesów związanych z pojedynczym układem nie jest istotny.

Początki interpretacji statystycznej można znaleźć już u Einsteina [28, 29]. Również K. Popper [30] statystycznie wyjaśniał relacje nieoznaczoności. Początkowo podejście statystyczne nie cieszyło się wśród fizyków dużą popularnością. Dominowała interpretacja kopenhaska (np. D. Błochincew [31], A. Landé [32]). Z czasem jednak zaczęła rosnąć liczba prac pisanych w duchu interpretacji statystycznej przy czym, co ciekawe, wzrost ten dokonywał się także za sprawą dotychczasowych zwolenników interpretacji kopenhaskiej (D. Błochincew [33], A. Landé — seria artykułów od 1952 r., np. [34, 35]). Całościowym ujęciem i spójnością logiczną wyróżnia się obraz mechaniki kwantowej przedstawiony przez Błochincewa jako uogólnienie klasycznej mechaniki statystycznej. Pojęcia pierwotne to kwantowy zespół statystyczny i operator statystyczny. Kwantowy zespół statystyczny różni od klasycznego to, że nie wszystkie zmienne dynamiczne mogą być w nim określone. Wynika to z faktu, że pomiar wielkości kanonicznie sprzężonych na zespole statystycznym obarczony jest rozrzutem wartości zgodnie z relacjami nieoznaczoności. Operator statystyczny reprezentuje stan kwantowy zespołu. Funkcja falowa związana jest ze szczególnym przypadkiem zespołu kwantowego, tzw. zespołu koherentnego albo czystego. Jej znajomość daje maksymalną informację o zespole. Nie pojawiają się w tej interpretacji paradoksy związane ze skokową zmianą funkcji falowej ani paradoks EPR. Pomiar traktowany jest jako proces wydzielania z zespołu statystycznego pewnego podzespołu. O tym jaki podzespół jest wybierany, decyduje charakter urządzenia pomiarowego.

Szczególną wersję interpretacji statystycznej podał Landé. Wykluczył on z rozważań aspekt falowy i wprowadził indeterminizm na wzór termodynamiczny. Zamierzenie Landégo szło w kierunku oparcia mechaniki kwantowej na „niekwantowych” postulatach. Interferencję pojawiającą się w eksperymencie dwuszczelinowym wyjaśniał na przykład przez czysto mechaniczne oddziaływanie padających cząstek kwantowych i przesłony.

Idee Landégo spotkały się najpierw z niemal entuzjastycznym przyjęciem, potem jednak doczekały się poważnej krytyki (np. A. Shimony [36]).

Rozpatrując interpretację statystyczną trzeba podkreślić, że sposób wprowadzania pojęć związanych z prawdopodobieństwem jest istotnie różny od sposobu znanego z klasycznych teorii statystycznych. Próby skonstruowania probabilistycznej interpretacji mechaniki kwantowej w klasycznym sensie (E. Wigner [37], J. Moyal [38]), napotkały na trudności. Okazało się, że nie da się wprowadzić dodatkowo określonej funkcji reprezentującej rozkład prawdopodobieństwa wielkości kanonicznie sprzężonych (L. Cohen [39]). Taka sytuacja prowadzi do konieczności operowania trudnym do zaakceptowania ujemnym prawdopodobieństwem (M. Bartlett [40]).

Wykluczenie możliwości przeprowadzania eksperymentów z pojedynczymi układami kwantowymi — podstawowe założenie interpretacji statystycznej, które wydawało się dobrze potwierdzone przez praktykę doświadczalną — okazało się jednak nieprawdziwe. W 1980 r. W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek i H. Dehmelt [41] opublikowali pracę, w której donieśli o zaobserwowaniu pojedynczego jonu uwięzionego w pułapce elektromagnetycznej. Sygnał fluorescencyjny emitowany przez wzbudzony jon został bezpośrednio zaobserwowany pod mikroskopem.

Realizacji eksperymentalnej doczekał się także pomysł H. Dehmelta [42], aby zaobserwować przeskoki kwantowe¹ elektronu między poziomami energetycznymi w atomie wykorzystując trójpoziomowy układ złożony z poziomu podstawowego, wzbudzonego i metatrwałego. Silna fluorescencja, która pochodzi od przejścia: poziom podstawowy — poziom wzbudzony może dawać mierzalny impuls tylko wtedy, gdy obsadzony jest poziom wzbudzony. Jeżeli elektron zostaje wzbudzony na poziom metatrwały o dużym, w porównaniu z poziomem wzbudzonym, czasie życia, wtedy natychmiast fluorescencja zanika. W ten sposób przeskoki kwantowe między poziomem podstawowym i metatrwałym powinny być zaobserwowane jako skokowe zmiany natężenia sygnału fluorescencyjnego.

Zgodnie z przewidywaniami, W. Nagourney, J. Sandberg i H. Dehmelt [43] a także Th. Sauter, R. Blatt, W. Neuhauser i P. Toschek [44] przeprowadzili bezpośrednie obserwacje przeskoku kwantowych elektronu pomiędzy poziomem podstawowym i metatrwałym zachodzące w pojedynczym jonie. Przeskoki kwantowe można było obserwować wielokrotnie za każdym razem przygotowując taki sam stan kwantowy pojedynczego jonu. Doświadczenia potwierdziły losowy rozrzut czasu życia elektronu na poziomie metatrwałym.

Opisane doświadczenia wykazały więc, że można z powodzeniem przeprowadzać wielokrotne pomiary na pojedynczym obiekcie kwantowym i losowość wyników pojawia się pomimo doprowadzenia obiektu na początku każdego pomiaru do tego samego stanu. Tym samym przyjęcie interpretacji statystycznej ogranicza zakres stosowalności mechaniki kwantowej.

Godnym uwagi nieklasycznym podejściem probabilistycznym jest sformułowanie (w 1948 r. przez R. Feynmana [45]) mechaniki kwantowej poprzez całki po trajektoriach. Podstawowym pojęciem podejścia feynmanowskiego jest amplituda prawdopodobieństwa przejścia cząstki między dwoma różnymi punktami w przestrzeni czyli propagator.

¹ Patrz także: K. Rzażewski, *Postępy Fizyki* **39**, 000 (1988).

Amplituda prawdopodobieństwa jest liczbą zespoloną, a jej wartość dla dowolnych punktów oblicza się sumując przyczynki od każdej łączącej je trajektorii klasycznej. Prowadzi to do całkowania z uwagi na kontinuum trajektorii. Każda trajektoria daje równy co do modułu wkład. Faza zaś jest proporcjonalna do klasycznego działania obliczonego wzdłuż konkretnej trajektorii. Mając amplitudę prawdopodobieństwa można policzyć prawdopodobieństwo przejścia, które jest równe kwadratowi jej modułu. Odstępstwo od klasycznego schematu prawdopodobieństwa wyraża postulat dodawania amplitud prawdopodobieństwa zamiast samych prawdopodobieństw.

Feynmanowskie sformułowanie jest w zasadzie nowym formalizmem, w jakim wyraża się mechanika kwantowa. Wyróżnia się ono prostotą konstrukcji i spójnością logiczną. Poważnym mankamentem, który stoi na przeszkodzie szerokiemu zastosowaniu jest sama procedura całkowania, tylko bowiem w najprostszych przypadkach daje się ono efektywnie przeprowadzić.

Rozważając różne interpretacje mechaniki kwantowej nie sposób uniknąć omówienia ich ważnego składnika jaki stanowi teoria pomiaru. Obszarem jej zainteresowania jest opis i rozumienie tego czym są procedury pomiarowe odgrywające przecież zasadniczą rolę w każdej teorii fizycznej. W przypadku mechaniki kwantowej sytuacja jest o tyle osobliwa, że istnieje wiele różnych teorii pomiaru. Rzecz jasna taka sytuacja ma ścisły związek z wielością interpretacji. Główny problem teorii pomiaru polega na spójnym opisanu procesu pomiarowego, w którym z jednej strony mamy mikroskopowy układ kwantowy, a z drugiej makroskopową aparaturę pomiarową lub też obserwatora. Spośród różnych podejść do tego zagadnienia warto przypomnieć, omawiany przy okazji interpretacji kopenhaskiej, pogląd Bohra. Pomiar, według niego, wprowadza niekontrolowane zaburzenie układu mierzonego tak, że wynik zależy od konkretnej aranżacji eksperymentu. Nie ma więc potrzeby konstruowania formalnej teorii pomiaru. Procedura pomiarowa to swoisty fenomen opisywany jedynie pojęciami klasycznymi.

Pierwszą znaczącą teorię pomiaru, na której wzorowano wiele innych, podał J. von Neumann [3]. Potraktował on kwantowo przyrząd pomiarowy a pomiar określił jako zachodzące w pewnym przedziale czasu oddziaływanie przyrządu z układem mierzonym. W wyniku tego oddziaływania stan układu mierzonego i przyrządu zmieniał się w sposób ciągły, przyczynowy (tzw. proces drugiego rodzaju). Wymaganie takie było zgodne z założeniem jednolitego traktowania obu układów. Z kolei akt pomiaru, dający wyniki probabilistyczne, powinien być opisywany jako nieciągła zmiana (tzw. proces pierwszego rodzaju), tzn. redukcja superpozycji stanów przyrządu pomiarowego do jednego z jego stanów własnych. Aby pogodzić oba te wymogi i uzyskać konsystentny opis von Neumann zmuszony był wprowadzić obserwatora, w którego świadomości dokonuje się owa redukcja. Taki zabieg obarczył oczywiście teorię piętnem subiektywności.

Znaczącą, z punktu widzenia interpretacji, teorię pomiaru, która obeszła się bez konieczności operowania pojęciem redukcji pakietu falowego podał H. Everett [46]. Doprowadziła ona do powstania tzw. wieloświatowej interpretacji mechaniki kwantowej (B. de Witt, N. Graham, [47]). Według Everetta każdy układ izolowany opisywany jest funkcją falową, która zmienia się w czasie tylko deterministycznie zgodnie z liniowym równaniem ruchu. Każdy układ poddany pomiarowi może być traktowany jako część większego, izolowanego układu. Stan podukładu nie jest przy tym dowolny lecz zależy

od stanu reszty układu izolowanego — zachodzi między nimi korelacja. Obserwator lub przyrząd pomiarowy, to układ fizyczny mogący oddziaływać z układem mierzonym i wyposażony w „pamięć”, dzięki której istnieje możliwość rejestracji wyników pomiarowych. Układ izolowany, złożony z przyrządu pomiarowego i układu mierzonego, tworzy „świat”. W wyniku pomiaru następuje rozszczepienie czy też rozgałęzienie tego „świata” na superpozycję „światów”. W każdym z nich stan obserwatora jest jednym z jego stanów własnych. Odpowiednio do tego, dzięki korelacji, „dopasowuje się” stan układu mierzonego. W każdym „świecie” pomiar daje inny wynik — zgodny ze stanem własnym obserwatora. Przy każdym następnym pomiarze zachodzi ponowne rozgałęzienie, przy czym proces ten ma charakter losowy i niezależny od poprzedniego rozgałęzienia. Stąd w jednym „świecie” obserwator notuje wyniki o statystyce zgodnej z prawdopodobieństwem występującym u von Neumanna. Ponieważ stany własne w różnych „światach” są do siebie ortogonalne to niemożliwe jest obserwowanie rozgałęzienia i jakakolwiek komunikacja między różnymi „światami”. Konstrukcja „wieloswiatowej” interpretacji wynika, według Everetta, ze struktury logicznej samego formalizmu. Jej aspekt probabilistyczny daje się wyprowadzić z ogólnych założeń dotyczących możliwości przypisania Wszechświatowi funkcji falowej i traktowania pomiaru jako oddziaływania pomiędzy jego podukładami.

Zupełnie inne podejście do problemu pomiaru zaproponował G. Ludwig [48]. Przyrząd pomiarowy potraktował on jako makroukład znajdujący się w stanie metatrwałym. Może on zostać przeniesiony do stanu trwałego przez małe zaburzenie spowodowane oddziaływaniem z układem kwantowym, na którym dokonywany jest pomiar. Teoria pomiaru powinna zatem badać procesy nieodwracalne wywołane w układach makroskopowych przez obiekty mikroskopowe. Indeterminizm pojawiający się w wynikach pomiarów ma swe źródło w niemożności identycznego przygotowania zespołu układów kwantowych przy użyciu makroskopowych urządzeń. W późniejszych pracach [49], Ludwig rozwinął podejście, które przyjmuje jako pierwotne pojęcia układu fizycznego i statystyki pomiarowej związane z makroskopowymi układami pomiarowymi. Interpretacja pojęć związanych z poziomem mikroskopowym pojawia się jako wynik teorii układów makroskopowych. Wprowadzona przez Ludwiga aksjomatyka mechaniki kwantowej bierze za punkt wyjścia teorię pewnych klas eksperymentów, poprzez które przejawiają się własności obiektów kwantowych.

Omówione przykłady różnych sposobów spojrzenia na problem pomiaru należy traktować jako ilustrację tego, jak ważna dla interpretacji mechaniki kwantowej może być konstrukcja teorii z nim związanej. Wyróżnić przy tym można dwa skrajne stanowiska. Pierwsze widzi teorię pomiaru poprzez pryzmat teorii kwantowej. Drugie traktuje mechanikę kwantową i jej interpretację jako podrzędne względem teorii pomiaru. Dokładniejsze przedstawienie głównych kierunków, w których rozwijała się i rozwija kwantowa teoria pomiaru wymagałoby napisania oddzielnego artykułu.

Kończąc przegląd najważniejszych interpretacji mechaniki kwantowej warto wspomnieć o próbach związanych ze zmianami samego formalizmu przez oparcie go na logice niearystotelesowskiej. Uzasadnieniem takiego podejścia było przekonanie, że trudności koncepcyjne w mechanice kwantowej wiążą się z nieadekwatnością stosowania logiki klasycznej.

Pierwszym, który podjął próbę w tym kierunku, proponując zastąpienie logiki klasycznej trójwartościową logiką Łukasiewicza, był Z. Zawirski [50]. Potem pojawiły się inne propozycje stosowania logik wielowartościowych (H. Reichenbach [51], F. Zwicky [52]) a także „logiki komplementarnej” (M. Strauss [53], C. von Weizsäcker [54]). G. Birkhoff i J. von Neumann [55] zapoczątkowali rachunek na elementarnych pytaniach eksperymentalnych, które określają stan układu i na które można udzielić odpowiedzi tak—nie. Podejście to rozwinęto konstruując formalny rachunek na sieciach (J. Jauch, G. Emch, C. Piron [56]) o odpowiednio dobranej syntaktyce. Dalszy wysiłek badawczy został skierowany w stronę podejmowania prób konstrukcji jednolitej struktury logicznej, z której teoria klasyczna i kwantowa wynikałaby jako szczególne przypadki. Jednym z efektów było sformułowanie algebraicznej aksjomatyzacji mechaniki kwantowej I. Segal [57], G. Mackey [58], R. Haag i D. Kastler [59].

Najpoważniejszym zarzutem jaki można podnieść przeciw próbom wykorzystywania logiki nieklasycznej przy konstrukcji formalizmu mechaniki kwantowej i jego interpretacji jest zarzut niekonsystencji. Obliczenia przeprowadzone bowiem w ramach tak zbudowanego formalizmu robione są przy użyciu logiki klasycznej.

Przedstawione przykłady interpretacji mechaniki kwantowej, choć nie wyczerpują rzecz jasna wszystkich możliwości, pokazują jednak, w jak różnorodny sposób daje się patrzeć przez ten sam formalizm, na to co nazywa się rzeczywistością fizyczną. Dużo trudniej uzgodnić przy tym interpretację, ponieważ wiąże się ona z „wizją świata”, a ta z kolei ściśle zależy od systemu podstawowych pojęć filozoficznych przyjmowanych przez fizyków. Wielość interpretacji jest z jednej strony zachętą do podejmowania wysiłków unifikacyjnych, ale z drugiej pozwala często lepiej rozumieć teorię, której używa się w różnych kontekstach znaczeniowych. Interpretacja, i to chyba najważniejsze, wskazuje niejednokrotnie na ograniczenia teorii, zakres jej stosowalności i miejsce w całym gmachu fizyki. W związku z tym może także inspirować nowe kierunki koncepcyjne i eksperymentalne zmierzające do rozszerzenia już istniejącej teorii lub zastąpienia jej nową.

Prawie wszystkie omówione podejścia interpretacyjne są wciąż przedmiotem dalszych dociekań. Podejmowane są próby podbudowania ich argumentacją nie tylko metodologiczną, ale także odwołującą się do testów eksperymentalnych. Otwartą kwestią pozostaje więc nie tylko znalezienie powszechnie akceptowanej interpretacji mechaniki kwantowej, ale nawet i to, jak z punktu widzenia teorii, oceniać istnienie różnych, często wykluczających się, podejść hermeneutycznych. Należy mieć jednak nadzieję, że wysiłki interpretacyjne doprowadzą do wyodrębnienia fundamentalnych koncepcji i podstawowego zespołu pojęć teorii, a przede wszystkim pozwolą zrozumieć na czym naprawdę polega używanie mechaniki kwantowej.

Literatura

- [1] W. Heisenberg, *Z. Phys.* **33**, 879 (1925).
- [2] E. Schrödinger, *Ann. Phys.* **81**, 109 (1926).
- [3] J. von Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, Springer, Berlin 1932.
- [4] E. Schrödinger, *Ann. Phys.* **79**, 361 (1926).

- [5] E. Madelung, *Z. Phys.* **40**, 322 (1926).
- [6] A. Korn, *Z. Phys.* **44**, 745 (1927).
- [7] M. Born, *Z. Phys.* **37**, 863 (1926).
- [8] W. Heisenberg, *Z. Phys.* **43**, 172 (1927).
- [9] L. de Broglie, *Comptes Rendus* **184**, 273 (1927).
- [10] N. Bohr, *Nature* **121**, 580 (1928).
- [11] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- [12] A. M. Gleason, *J. Math. Mech.* **6**, 885 (1957).
- [13] J. M. Jauch, C. Piron, *Helv. Phys. Acta* **36**, 827 (1963).
- [14] D. Bohm, *Phys. Rev.* **85**, 166 (1952); *Phys. Rev.* **85**, 180 (1952).
- [15] J. S. Bell, *Physics* **1**, 195 (1964).
- [16] A. Aspect, J. Dalibard, G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982).
- [17] A. Fine, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 291 (1982); *J. Math. Phys.* **23**, 1306 (1982).
- [18] W. M. de Muynck, O. Abu-Zeid, *Phys. Lett.* **100A**, 485 (1982).
- [19] D. Bohm, J. Bub, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 453 (1966).
- [20] C. Papaliolios, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 622 (1967).
- [21] S. Kochen, E. P. Specker, *J. Math. Mech.* **17**, 59 (1967).
- [22] S. P. Gudder, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 229 (1968).
- [23] I. Fényes, *Z. Phys.* **132**, 81 (1952).
- [24] E. Nelson, *Phys. Rev.* **150**, 1079 (1966).
- [25] L. de Peña-Auerbach, A. Cetto, *Phys. Rev.* **D3**, 795 (1971).
- [26] D. Bohm, J. P. Vigiér, *Phys. Rev.* **96**, 208 (1954); **109**, 1882 (1958).
- [27] P. A. M. Dirac, *Nature* **168**, 906 (1951); **169**, 702 (1952).
- [28] A. Einstein, *Proc. Congres Solvay* 1927.
- [29] L. E. Ballentine, *Am. J. Phys.* **40**, 1763 (1972).
- [30] K. Popper, *Naturwissenschaften* **22**, 807 (1934).
- [31] D. I. Blokhintsev, *Vvedenie v Kvantovuiu Mekhaniku*, G.I.T.T.L., Moskwa 1944.
- [32] A. Landé, *Principles of Quantum Mechanics*, Cambridge University Press, Macmillan, New York 1937; *Quantum Mechanics*, Pitman, London 1951.
- [33] D. I. Blokhintsev, *Osnovy Kvantovoi Mekhaniki*, G.I.T.T.L., Moskwa 1949.
- [34] A. Landé, *Am. J. Phys.* **20**, 353 (1952); *Phys. Rev.* **87**, 267 (1952); *Foundations of Quantum Theory*, Yale University Press, New Haven, Connecticut 1955.
- [35] A. Landé, *New Foundations of Quantum Mechanics*, Cambridge University Press, London 1965.
- [36] A. Shimony, *Phys. Today* **19**, 85 (1966).
- [37] E. Wigner, *Phys. Rev.* **40**, 749 (1932).
- [38] J. E. Moyal, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **45**, 99 (1949).
- [39] L. Cohen, *J. Math. Phys.* **7**, 781 (1966).
- [40] M. S. Bartlett, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **41**, 31 (1945).
- [41] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev.* **A22**, 1137 (1980).
- [42] H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 60 (1975).
- [43] W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2797 (1986).
- [44] Th. Sauter, R. Blatt, W. Neuhauser, P. E. Toschek, *Opt. Commun.* **60**, 287 (1986).
- [45] R. P. Feynman, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 367 (1948).
- [46] H. Everett, III, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 454 (1957).
- [47] B. S. de Witt, N. Graham, *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton University Press, Princeton 1973.
- [48] G. Ludwig, *Z. Phys.* **135**, 483 (1953); *Die Grundlagen der Quantenmechanik*, Springer-Verlag, Berlin 1954.
- [49] G. Ludwig, *Notes Math. Phys.* **6**, Marburg (1972); *Lecture Notes in Physics* **29**, Springer-Verlag, Berlin 1974.
- [50] Z. Zawirski, *Sprawozdania Poznańskiego Towarzystwa Przyjaciół Nauk* **2** (1931).

- [51] H. Reichenbach, *Berliner Berichte* **476** (1932).
- [52] F. Zwicky, *Phys. Rev.* **43**, 1031 (1933).
- [53] M. Strauss, *Berliner Berichte* **382** (1936).
- [54] C. F. von Weizsäcker, *Naturwissenschaften* **42**, 521 (1955).
- [55] G. Birkhoff, J. von Neumann, *Ann. Math.* **37**, 823 (1936).
- [56] G. Emch, J. M. Jauch, *Dialectica* **19**, 259 (1965); C. Piron, *Helv. Phys. Acta* **37**, 439 (1964).
- [57] I. E. Segal, *Ann. Math.* **48**, 930 (1947).
- [58] G. W. Mackey, *The Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*, W. A. Benjamin Inc., New York 1963.
- [59] R. Haag, D. Kastler, *J. Math. Phys.* **5**, 848 (1964).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

VII Dni Wymiany Doświadczeń Nauczania Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych

W dniach 26-27 czerwca 1987 r. odbyło się w Szczecinie ogólnopolskie seminarium dydaktyczne pod nazwą „VII Dni Wymiany Doświadczeń Nauczania Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych”. W seminarium wzięło udział 57 uczestników z 14 wyższych uczelni technicznych. Gospodarzem spotkania, które zostało zorganizowane w ramach obchodów 40-lecia Politechniki Szczecińskiej, był Instytut Fizyki tej Uczelni.

Tematem wiodącym seminarium była rola fizyki w kształceniu inżyniera. Wygłoszony został na ten temat referat programowy (prof. S. Skoczowski, Politechnika Szczecińska) i dwa koreferaty (doc. J. Dembczyński, IF Politechniki Poznańskiej i dr L. Wolf, IF Politechniki Łódzkiej) oraz odbyła się dyskusja.

Spotkanie poświęcone było problemom nauczania fizyki na studiach technicznych. Wygłoszone zostało 8 wykładów i 11 komunikatów obejmujących, oprócz tematu wiodącego także:

- wprowadzenie nowych zagadnień w wykładach fizyki,
- problematykę pokazów na wykładach,
- metody opracowywania i przykłady magnetowidowych filmów dydaktycznych,
- wprowadzenie nowych ćwiczeń i technik pomiarowych w laboratoriach studenckich,
- zastosowanie mikrokomputerów w laboratoriach oraz przykłady programów dydaktycznych,
- problemy nauczania fizyki na studiach dla pracujących,
- rolę konkursów w zainteresowaniu fizyką i studiami technicznymi.

Na zakończenie uczestnicy seminarium zaakceptowali wnioski wynikające z obrad. Oto niektóre spośród nich:

- 1) Seminarium odbywać się będzie co dwa lata.
- 2) Do współpracy i uczestnictwa w Dniach Wymiany należy zapraszać przedstawicieli uniwersytetów i wyższych szkół pedagogicznych.
- 3) Istnieje potrzeba współuczestniczenia PTF-u w przygotowaniu programów nauczania fizyki w technicach.
- 4) Ze względu na trudności z prowadzeniem i uruchamianiem pracowni specjalistycznych z fizyki na wyższych latach studiów, postanowiono wystąpić poprzez uczelnie do Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego o specjalny budżet na potrzeby dydaktyki fizyki w wyższych uczelniach technicznych.
- 5) Uznano, że wobec realnych możliwości wykonywania magnetowidowych filmów dydaktycznych należy zapewnić priorytet finansowy dla wyposażenia sal wykładowych w odpowiedni sprzęt odtwarzający.
- 6) Stwierdzono, że należy zorganizować możliwość wymiany programów komputerowych do potrzeb dydaktyki fizyki i działalność tę powierzono doc. Tadeuszowi Rewajowi (Politechnika Szczecińska).
- 7) W związku z możliwością finansowania dydaktyki w ramach problemu koordynowanego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego zobowiązano doc. Kazimierza Jelenia (AGH, Kraków) do przekazania instytutom fizyki związanych z tym informacji.
- 8) Zebrani uznali za ważne honorowanie działalności dydaktycznej nauczycieli akademickich co najmniej na równi z działalnością naukową.
- 9) Uczestnicy seminarium byli zgodni, że w dalszym ciągu liczba godzin przeznaczonych na dydaktykę fizyki jest niewystarczająca. Została powołana komisja do rozważenia tych spraw.
- 10) Z satysfakcją przyjęto stworzenie przez Instytut Fizyki Politechniki Szczecińskiej możliwości wydrukowania streszczeń referatów przedstawionych na seminarium. Ustalono, że referaty przedstawione podczas następnego Dnia Wymiany powinny być również drukowane, co stworzy możliwość wykorzystania

ich w procesie nauczania fizyki. Doc. Lidia Maksymowicz (AGH, Kraków) zobowiązała się załatwić drukowanie tych materiałów w *Zeszytach Naukowych AGH*.

Uczestnicy seminarium zwrócili się z prośbą do doc. Henryka Sodolskiego (Instytut Fizyki Politechniki Gdańskiej) o podjęcie roli gospodarza Dni Wymiany w roku 1989.

Ewa Weinert-Rączka

Instytut Fizyki
Politechnika Szczecińska

Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii HEP '87

Ubiegłoroczna Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii Europejskiego Towarzystwa Fizycznego obradowała w Szwecji, w Uppsali od 25 czerwca do 1 lipca 1987 r. Spotkało się na niej ok. 600 fizyków, gościnnie przyjmowanych przez jeden z najstarszych w Europie, bo liczący 510 lat, Uniwersytet.

Stało się już tradycją konferencji z tej serii, że w pierwszych jej dniach odbywają się sesje równoległe. Wielka liczba przedstawionych na nich referatów jest następnie podsumowywana na sesjach plenarnych. Tym razem odbywało się aż 16 sesji równoległych. Niektóre ich tematy to: oddziaływania elektrosłabe, poszukiwanie odstępstw od modelu standardowego, supergravitacja i superstruny, fizyka cząstek a kosmologia, własności leptonów, miękkie oddziaływania hadronów, spektroskopia hadronowa, funkcje struktury, eksperymenty podziemne, zderzenia ciężkich jonów, nowe detektory.

Konferencja nie przyniosła doniesień o nowych odkryciach, które zmieniłyby radykalnie nasz obraz świata. Nie zaobserwowano znaczących odstępstw od modelu standardowego. Wcześniejsze sygnały nie zostały potwierdzone w nowych, dokładniejszych eksperymentach. Nie zaobserwowano jeszcze kwarka „top”.

Najbardziej niezwykle odkrycia w fizyce w roku ubiegłym: zjawisko wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa i obserwacja wybuchu supernowej są tylko pośrednio związane z fizyką cząstek elementarnych. Poświęcono im jednak sesje plenarne. O odkryciu zjawiska nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego mówił Georg Bednorz z Zurychu, a o wybuchu supernowej John Ellis i Alvaro de Rujula z CERN-u. Z obserwacji neutrin pochodzących z wybuchu supernowej wynikają ważne ograniczenia na ich masę ($m_\nu \lesssim 20$ eV), czas życia ($\tau_\nu \gtrsim 10^6$ lat) oraz przy pewnych dodatkowych założeniach, na liczbę rodzajów neutrin ($N_\nu \lesssim 6$).

Środowisko fizyków wysokich energii oczekuje niecierpliwie na uruchomienie kilku nowych akceleratorów. Dlatego też kilka sesji plenarnych poświęcono omówieniu ich stanu. Przedstawiono stan prac nad akceleratorami UNK (Sierpuchow), HERA (Hamburg), LEP (CERN), SLC (Stanford). T. Kondo mówił o nowym akceleratorze wiązek przeciwbieżnych TRISTAN w japońskim laboratorium KEK. Akcelerator uruchomiono przy końcu 1986 r., a w Uppsali zostały już przedstawione pierwsze rezultaty z trzech wielkich eksperymentów VENUS, AMY i TOPAZ, dotyczące stosunku częstości produkcji hadronów i mionów w zderzeniach elektronów z pozytonami. Każda ze zderzających się wiązek niosła energię 25 GeV. Planowana wartość energii wynosi 30 GeV. Uzyskano już świetność $0,8 \cdot 10^{31}$ cm⁻²s⁻¹, co stanowi 80% wartości przewidywanej.

Nie tylko podnoszenie energii dostępnej w oddziaływaniu budzi nadzieję na uzyskanie informacji o nowych egzotycznych efektach. Niezwykle finezyjne eksperymenty prowadzone w poszukiwaniu rozpadów rzadkich lub wzbronionych w ramach standardowych modeli dostarczyły szeregu nowych oszacowań, które prowadzą do nowych ograniczeń dla supersymetrii, technicoloru, symetrii horyzontalnych itp. Poszukiwano rozpadów mionów naruszających zachowanie rodzaju leptonów. Wyznaczone górne granice ich częstości są niezwykle niskie (np. 10^{-12} dla rozpadu $\mu^+ \rightarrow 3e$). Dla leptonu τ granica ta nie jest tak niska (rzędu 10^{-5}). Daje ona jednak dwukrotnie lepsze ograniczenie na sprzężenie lepton-cząstka Higgsa. Nie zaobserwowano jak dotychczas rozpadu protonu. Jego czas życia musi więc być dłuższy od 10^{32} lat.

Prowadzono poszukiwania cząstek Majorany w podwójnych rozpadach beta. Człon masowy Majorany transformuje neutrino w antyneutrino i odwrotnie i wobec tego zmienia liczbę leptonową o dwa. Procesem,

w którym taka zmiana następuje byłby bezneutrinowy podwójny rozpad beta. Przykładem procesu, w którym poszukiwano takiego rozpadu jest ${}^{76}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}\text{Se} + e^- + e^- + (X^0)$. Oszacowano dolną granicę półokresu takiego rozpadu na ok. 10^{20} roku. Eksperymenty tego typu są kontynuowane w kilku ośrodkach. Pojawiły się wyniki nowych pomiarów masy neutrina elektronowego w rozpadzie trytu. Wszystkie one są zgodne z zerową wartością masy (Zurych: $m_\nu < 18$ eV, Tokyo: $m_\nu < 32$ eV, Los Alamos: $m_\nu < 27$ eV), a więc różny od zera wynik grupy moskiewskiej nie został potwierdzony. Na podstawie informacji z wybuchu supernowej uzyskano podobne ograniczenia $m_\nu < 20$ eV. Ustalono zostały nowe granice na masę kwarka „top”. Dolna granica to 44-50 GeV. Najlepsze oceny górnej granicy zawierają się w przedziale 60-200 GeV.

Nowe granice na produkcję krótkożyciowego aksjonu uzyskane w eksperymencie „beam dump” w CERN-ie wykluczają możliwość interpretacji wąskiego maksimum w energii pary e^+e^- przy 1,8 MeV jako aksjonu. Jednak sygnał zaobserwowany w Darmstademie został potwierdzony w Sztokholmie.

Trudno jest w kilku zdaniach streścić ogromną liczbę prac i wyników przedstawionych na sesjach dotyczących oddziaływań hadronów i spektroskopii hadronowej czy głęboko nieelastycznych oddziaływań lepton-hadron. Postęp w tej dziedzinie jest stały. Coraz bogatsze są informacje doświadczalne o funkcjach struktury hadronów. Przedstawiono nowe wyniki pomiarów tych funkcji. Pomiar spinowej funkcji struktury protonu, wykonane przez Europejską Współpracę Mionową wskazują, że spin kwarków daje mniejszy wkład do całkowitego spinu protonu niż się spodziewano.

Pionier teorii superstrun M. Green nie starał się podsumować wyników prac zgłoszonych na konferencję, ale przedstawił podstawy tej teorii w prawie popularny sposób. Pomimo braku kontaktu z doświadczeniem, optymistyczny wydaje się fakt coraz głębszego rozumienia matematycznych podstaw tej teorii. Wielka liczba bardzo dobrych wyników eksperymentalnych i teoretycznych oraz stały szybki postęp — to wrażenie dotyczy całej Konferencji. Czy następna konferencja EPS w Madrycie w 1989 r. przyniesie nowy skok jakościowy?

Joanna Stepaniak

Instytut Problemów Jądrowych
Warszawa

Międzynarodowa Konferencja „Kryształ Jądrowe” na Krecie

Konferencja „Kryształ Jądrowe”, trwająca od 28 czerwca do 4 lipca 1987 r., była zorganizowana przez Centrum Badań Jądrowych „Demokritos” z Aten pod auspicjami Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, Greckiego Towarzystwa Fizycznego, Greckiego Ministerstwa Kultury, Greckiej Komisji Energii Atomowej oraz Politechniki w Atenach. Miejszem konferencji było centrum turystyczne Agia Pelagia na Krecie.

Konferencja zgromadziła ok. 150 uczestników z Europy, USA, Japonii, Kanady, Izraela i ChRL. Polskę reprezentowały dwie niżej podpisane osoby. Z europejskich krajów socjalistycznych przez jedną osobę reprezentowane były Bułgaria, NRD i ZSRR. Podkreślenia wymaga fakt, że pobyt uczestników z krajów o walutach niewymienialnych został pokryty przez komitet organizacyjny konferencji.

W trakcie konferencji wygłoszono 10 referatów 50-minutowych oraz 18 komunikatów 30-minutowych specjalnie wyselekcjonowanych przez komitet organizacyjny spośród nadesłanych komunikatów krótkich. Większość spośród pozostałych komunikatów została przedstawiona podczas dwóch sesji plakatowych.

Tematyka konferencji koncentrowała się na tych zagadnieniach struktury jądra atomowego, które związane są z geometrią powierzchni jądrowej. W praktyce oznaczało to, że uczestnicy reprezentowali podejście szkoły kopenhaskiej (model Bohra-Mottelsona), gdzie pojęcie powierzchni jądrowej, układu wewnętrznego jądra atomowego i jądrowych ruchów kolektywnych odgrywa pierwszoplanową rolę. Nieobecni byli przedstawiciele tak modnych ostatnio modeli algebraicznych. To zawężenie tematyki podniosło — naszym zdaniem — poziom konferencji. Referaty dotyczyły bowiem zagadnień szczegóło-

wych, które można było omówić w sposób bardzo wyczerpujący, nie tracąc czasu na elementarne wprowadzenie. Wprawdzie większość przedstawionych referatów i komunikatów miała charakter eksperymentalny, cieszyła nas stosunkowo duża liczba referatów teoretycznych (13).

Wygłoszone referaty obejmowały bardzo szerokie widmo zagadnień. Dotyczyły zarówno własności jąder atomowych w stanie podstawowym, jak i zachowania się jąder w stanach ekstremalnych o bardzo dużych momentach pędu lub/ oraz bardzo dużych energiach wzbudzenia.

Jednym z „gwoździ” programu były zagadnienia związane z niedawnym odkryciem superzdeformowanego pasma rotacyjnego w jądrze ^{162}Dy . Ten bardzo spektakularny eksperyment spowodował gwałtowny wzrost liczby prac doświadczalnych i teoretycznych związanych z istnieniem konfiguracji jądrowych o bardzo wydłużonych kształtach. O szczegółach odkrycia superdeformacji w ^{162}Dy oraz jego konsekwencjach mówił P. Twin (Daresbury). Przedstawił on kilka spekulacji dotyczących zasilania struktur zdeformowanych w czasie procesu rozpadu silnie wzbudzonych jąder złożonych utworzonych podczas reakcji jądrowych z udziałem ciężkich jonów. Twin omówił wiele eksperymentów przeprowadzonych przez grupy z Liverpoolu i Daresbury dotyczących pomiarów czasów życia w pasmach superzdeformowanych zarówno w ^{162}Dy , jak i w lżejszych jądrach wokół ^{132}Ce . P. Taras (Montreal) przedstawił wstępne dane doświadczalne dotyczące superdeformacji w jądrze ^{161}Tb , G. Hebbinghaus (Jülich) omówił wyniki pomiarów w ^{146}Gd otrzymane przy pomocy spektroskopii w *quasicontinuum*, M. de Voigt (Gröningen) przedstawił wyniki doświadczeń przeprowadzonych w laboratorium w Berkeley nad izotopami neodymu. Teoretycznym aspektem superdeformacji poświęcone były referaty J. Dudka (Strasburg), V. Strutinskiego (Kijów) oraz S. Åberga (Lund). Szczególnie interesująca była hipoteza J. Dudka dotycząca możliwości wystąpienia stanów super-superzdeformowanych odpowiadających elipsoidalnym kształtom powierzchni jądrowej o stosunku półosi głównych 3:1.

Wiele uwagi poświęcono roli korelacji nadprzewodnikowych (*pairing*) w stanach jądrowych o bardzo dużych momentach pędu. Wydaje się, że najnowsze dane doświadczalne otrzymane przy pomocy spektroskopii gamma-gamma potwierdzają zanik statycznego nadprzewodnictwa przy bardzo dużych prędkościach kątowych obrotu kolektywnego. Mówił o tym m. in. J. Sharpey-Schafer (Liverpool). Powyżej częstości krytycznej Mottelzona-Valatina korelacje kojarzące nukleony w pary (*pairing*) mają charakter dynamiczny. Konsekwencją doświadczalną takiego przejścia fazowego powinien być wzrost przekroju czynnego na przekaz pary nukleonów. Zagadnieniami tymi zajmowali się Y. Shimizu (Kyushu) oraz P. Ring (Monachium). Ten ostatni przedstawił bardzo ciekawą analogię pomiędzy wysokospinową reakcją przekazu pary a efektem Josephsona w fizyce nadprzewodników. W pewnych warunkach przekrój czynny na przekaz pary nukleonów gwałtownie się zmniejsza, co jest przejawem wystąpienia fazy Berry’ego w fizyce jądrowej wysokich momentów pędu.

Szeroko reprezentowane były zagadnienia związane z rozpraszaniem elektronów na jądrach atomowych — referaty J. Liberta (Orsay) oraz A. Richtera (Darmstadt). Pomiarów elektronowe umożliwiają bardzo precyzyjne wyznaczenie deformacji kształtu jądra oraz dostarczają wielu informacji dotyczących wielonukleonowych wzbudzeń jednocząstkowych. Duże zainteresowanie wzbudził referat A. Richtera dotyczący silnie kolektywnych dipolowych stanów magnetycznych. Wydaje się, że można je wiązać z „nożycowymi” oscylacjami protonów względem neutronów — referat R. R. Hiltona (Monachium).

G. Huber (Moguncja), S. A. Wells (Birmingham) oraz L. Vanneste (Leuven) przedstawili wyniki pomiarów momentów jądrowych otrzymanych przy pomocy technik laserowych. Eksperymenty związane z atomowym oddziaływaniem nadształtnym umożliwiają bardzo dokładne wyznaczenie momentów kwadrupolowych (a zatem i deformacji jądra), momentów magnetycznych oraz przesunięć izotopowych w stanach podstawowych lub stanach o bardzo długich czasach życia (izomerach). Doświadczenia przeprowadzone na neutrino — deficytowych izotopach złota — pokazały, że w ^{185}Au zachodzi przejście od kształtu spłaszczonego do wydłużonego — związane z obecnością protonowego poziomu „intruza” (*intruder level*) $h_{9/2}$ — referat W. Nazarewicza (Warszawa).

Przełomem w analizie eksperymentów wzbudzenia kulombowskiego jest nowa metoda analizy wyników pomiaru opracowana przez T. Czosnykę z Warszawy. D. Cline (Rochester) przedstawił nowe dane doświadczalne dotyczące kształtu jąder atomowych w stanach wzbudzonych otrzymane przy użyciu tej metody. Eksperymenty wzbudzenia kulombowskiego umożliwią w przyszłości — jak się wydaje — analizę zmian kształtu jąder atomowych pod wpływem obrotu.

Na zakończenie wypada wspomnieć referat P. Bonche'a (Saclay), w którym przedstawiono wyniki najnowszych obliczeń otrzymanych przy pomocy metody Hartree'ego-Focka z siłami typu Skyrme'a. Nowym elementem w tych rachunkach jest użycie modelu wymuszonego obrotu do opisu stanów wysokospinowych oraz naruszenie parzystości wewnętrznej. Ku satysfakcji niżej podpisanych okazuje się, że rachunek samozgodny daje wyniki bardzo zbliżone do rezultatów tradycyjnej metody poprawki powłokowej.

Organizatorzy przygotowali bardzo bogaty program towarzyski. Uczestnicy zwiedzili zamek Knossosa w Heraklionie oraz mieli okazję zapoznać się z bardzo oryginalnym folklorem kreteńskim. Liczne bankiety, wspaniała pogoda oraz malownicza natura umożliwiały swobodną dyskusję i nawiązywanie kontaktów osobistych. Podczas konferencji wygłoszono dwa referaty o tematyce ogólnej: na temat kultury kreteńskiej (prof. Ch. Doumas z Uniwersytetu w Heraklionie) oraz na temat kształtów wirujących obiektów astrofizycznych (dra J. Garretta z Instytutu Nielsa Bohra w Kopenhadze).

Materiały konferencji ukażą się jako osobna książka wydana przez World Scientific Publ. (Singapur).

Piszący te słowa wyjechali z Krety w przekonaniu, że fizyka struktury jądra atomowego jest żywa jak nigdy dotąd.

Witold Nazarewicz

Instytut Fizyki PW
Warszawa

Zdzisław Szymański

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

Czwarta Międzynarodowa Konferencja Procesów Wielofotonowych

Czwarta Międzynarodowa Konferencja Procesów Wielofotonowych (ICOMP IV) odbyła się w Boulder, Colorado w dniach 13-18 lipca 1987. Organizatorem był JILA (Joint Institute for Laboratory Astrophysics), instytut będący częścią Uniwersytetu Colorado i National Bureau of Standards. Przewodniczącym międzynarodowego komitetu organizacyjnego był prof. Steven Smith. W Konferencji wzięło udział ok. 200 uczestników z całego świata. Dominowali oczywiście fizycy amerykańscy, drugą dużą grupę stanowili uczestnicy z krajów Europy Zachodniej. Zwrócił uwagę brak Japończyków. Z krajów socjalistycznych do Boulder przyjechała kilkuosobowa delegacja radziecka, dwóch fizyków z Węgier oraz jedna uczestniczka z Chińskiej Republiki Ludowej. Uczestników polskich było sześciu, w tym dwóch przebywających na długoterminowych stażach w Stanach Zjednoczonych.

Tematyka Konferencji wyznaczona była przez stosunkowo wąsko pojmowany zwrot „przejścia wielofotonowe”. Wiele zagadnień współczesnej optyki, z natury rzeczy dotyczących procesów nieliniowych, czy wielofotonowych, nie było omawianych na Konferencji. Zasadniczym tematem stała się wielofotonowa jonizacja, przede wszystkim tzw. jonizacja powyżej progu (ATI).

ATI była kilka lat temu wielkim wydarzeniem fizyki atomowej. Badając rozkłady energetyczne elektronów emitowanych z atomów w wyniku wielofotonowej jonizacji stwierdzono, że widmo to składa się z szeregu linii. Przy natężeniu powodującego jonizację światła przewyższającym pewne natężenie krytyczne (ok. 10^{13} W/cm²), linie odpowiadające niższej energii są słabsze niż linie odpowiadające większej liczbie absorbowanych fotonów. Mówiąc obrazowo, przy dostatecznie dużej gęstości fotonów elektrony „wołają” zaabsorbować więcej fotonów, niż jest to konieczne do jonizacji.

Jaki postęp nastąpił w dziedzinie ATI od poprzedniej Konferencji ICOMP w 1984 roku? Przede wszystkim postęp dotyczy doświadczeń. ATI obserwowane było w ostatnich trzech latach w wielu laboratoriach. Obserwacje dotyczyły nie tylko atomów gazów szlachetnych, ale także i wodoru atomowego, o najprostszej strukturze elektronowej. Na uwagę zasługują pomiary rozkładów kątowych fotoelektronów zarówno w ksenonie (doświadczenia w Laboratoriach AT & T), jak i w wodrze (Uniwersytet w Bielefeld,

RFN). Rozkłady kątowe fotoelektronów powstających w wielofotonowej jonizacji wodoru obliczył niedawno Rzążewski (ZFT PAN, Warszawa). W wielkim skrócie wyniki pomiarów pokazują, co jest zgodne z rachunkami Rzążewskiego, że fotoelektrony o wszystkich dozwolonych energiach niosą mały momentu pędu.

Nie przedstawiono jednak na Konferencji w pełni satysfakcjonującej teorii procesów ATI. Prof. Peter Lambropoulos z Los Angeles wielokrotnie wyrażał opinię, że taka uniwersalna teoria po prostu nie może istnieć. Proces jonizacji w bardzo istotny sposób zależy, jego zdaniem, od struktury atomu i nie ma możliwości sformułowania modelu nie biorącego pod uwagę tej struktury. Podejście takie spotkało się na ogół z powątpiewaniem, choć nikt z uczestników nie podał poważnych kontrargumentów.

Kilka referatów dotyczyło numerycznej symulacji procesów ATI. Niestety, rachunki takie są bardzo trudne i czasochłonne, przyjdzie jeszcze poczekać, zanim staną się na tyle dokładne, by wniosły nowy element do teorii procesów ATI.

Tematyka jednej z Sekcji dotyczyła wieloelektronowych wzbudzeń pod wpływem ekstremalnie silnych impulsów. Wydaje się, że ta jeszcze dwa lata temu niezmiernie obiecująca dziedzina przynosi obecnie rozczarowanie.

Procesy wieloelektronowe okazały się być w gruncie rzeczy podobne do procesów jednoelektronowych, a zawiła struktura cięższych atomów bardzo utrudnia analizę wyników doświadczalnych.

„Deterministyczny chaos” znajduje zastosowania we wszystkich chyba dziedzinach fizyki. Również w dziedzinie procesów wielofotonowych coraz więcej uwagi poświęca się chaosowi. Obrady jednej z Sekcji poświęcone były tym sprawom, w szczególności wielofotonowej jonizacji atomów rydbergowskich pod wpływem mikrofal. Chaos okazuje się też istotny przy interpretacji pewnych procesów w cząsteczkach.

Zwróciłem uwagę na niemal całkowity brak referatów na temat roli fluktuacji światła laserowego w procesach wielofotonowych. Wydaje się, że ta ważna dziedzina jest już w zasadzie zamknięta.

Jak w każdej dziedzinie, rozwój fizyki procesów wielofotonowych związany jest z rozwojem techniki. W tym przypadku chodzi tu o coraz większe natężenia, coraz silniejsze impulsy światła. Nadzieje na jeszcze silniejsze pola wiąże się z laserami ekscimerowymi oraz, na przyszłość, z laserami na swobodnych elektronach. Interesujące alternatywne rozwiązanie przedstawił prof. Gerard Mourou z Rochesteru. Jego metoda uzyskiwania silnych impulsów polega na wzmacnianiu impulsów piko- lub subpikosekundowych z lasera neodymowego. Przed wzmocnieniem należy impuls rozciągnąć w czasie przepuszczając go przez ośrodek dyspersyjny (światłowód), a po wzmocnieniu z powrotem „ścisnąć” do pierwotnej długości. Osiągane są tą techniką natężenia rzędu 10^{16} W/cm², a zapowiedziane są natężenia rzędu 10^{21} W/cm².

W sumie na Konferencji przedstawione zostały osiągnięcia z dziedziny procesów wielofotonowych uzyskanych w ciągu ostatnich dwóch—trzech lat. Postęp tu jest znaczny. Trzeba jednak stwierdzić, że nie pojawiła się w tym czasie naprawdę nowa idea, rozwój polega w znacznej mierze na rozwijaniu starszych pomysłów.

Teksty zaproszonych referatów ukażą się niebawem w druku.

Boulder jest małym miastem uniwersyteckim położonym u podnóża Gór Skalistych. Piękne widoki gór i niewątpliwy urok miasta przyczyniły się do dobrego nastroju towarzyszącego Konferencji.

Kolejna, piąta Konferencja ICOMP V odbędzie się w 1989 r. we Francji.

Jan Mostowski

Institut Fizyki PAN
Warszawa

XIX Ogólne Zgromadzenie IUPAP oraz konferencja: Fizyka w Technologicznym Świecie

Na przełomie września i października 1987 r. odbyło się w Waszyngtonie XIX Zgromadzenie Ogólne Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). W przeciwieństwie do Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS), członkami Unii mogą być tylko państwa, a więc na Zgromadzeniu Ogólnym głos stanowiący mają tylko delegacje Komitetów Narodowych (oficjalna nazwa: Liaison Committees)

krajów członkowskich. W obradach uczestniczą oczywiście członkowie Komitetu Wykonawczego, przedstawiciele Komisji Naukowych oraz pewna liczba obserwatorów z różnych krajów. Polskę reprezentowała dwuosobowa delegacja w składzie: przewodniczący Polskiego Komitetu ds. IUPAP prof. J. Werle i sekretarz tegoż Komitetu prof. A. Kujawski.

Obradom przewodniczył kończący swą 3-letnią kadencję dotychczasowy prezes IUPAP prof. Allan Bromley (USA). Jak zwykle, obrady Zgromadzenia Ogólnego poświęcone były omówieniu sprawozdań z działalności Komitetu Wykonawczego i Komisji Naukowych, wprowadzeniu oficjalnych zmian na liście krajów członkowskich, zmianom statutu, wytyczeniu głównych kierunków dalszej pracy władz i komisji naukowych i wreszcie wyborom Komitetu Wykonawczego i członków Komisji na następne 3 lata.

Trudno omawiać tutaj sprawozdania z działalności wszystkich 18 komisji naukowych IUPAP. Sprawozdania te zresztą bardzo niejednolite w formie i stopniu szczegółowości — zostały wydane w postaci obszernej broszury i rozdane wszystkim delegatom. Na szczególną uwagę zasługuje jednak dotycząca całej fizyki (a również chemii i techniki) praca Komisji Symboli, Jednostek, Nazewnictwa, Mas Atomowych i Stałych Fundamentalnych, której podsumowaniem stała się wydana w 1987 r. nowa, prawie siedemdziesięciostronicowa broszurka: *Symbols, Units, Nomenclature and Fundamental Constants in Physics*, przygotowana przez E. Richarda Cohena z USA i Pierre'a Giacomo z Francji. Jest to poprawiona, rozszerzona i unowocześniona wersja poprzedniej broszurki wydanej przez tę samą Komisję w 1978 r. Jest to jedna, z oficjalnych publikacji Unii. Osoby zainteresowane, a nie mające dostępu do tej bardzo ważnej broszurki, informuję, że jej tekst został już opublikowany w czasopiśmie *Physica* 146A, 1-68 (1987). Warto podkreślić, że zalecana w broszurce symbolika została uzgodniona z analogiczną Komisją Unii Chemicznej, a wartości stałych fizycznych z odpowiednim działem CODATA.

W czasie ostatniej kadencji 1984-87, Komitet Wykonawczy IUPAP zainicjował działania zmierzające do pogłębienia związków fizyki z przemysłem. Dotychczas Unia zajmowała się niemal wyłącznie fizyką „czystą”, a związki fizyki z przemysłem były — wbrew nazwie Unii — raczej sporadyczne. Nawet w łonie utworzonej 6 lat temu komisji „Fizyka dla rozwoju”, zaczął przeważać pogląd, że komisja ta powinna zajmować się przede wszystkim pomocą krajom rozwijającym się w zakresie nauczania fizyki i kształcenia kadr naukowych. Natomiast podstawowa dla wielu nowych technologii i kulturotwórcza rola fizyki w krajach bardziej zaawansowanych była traktowana raczej drugoplanowo. W celu uwzględnienia w strukturze i w pracach Unii związków z techniką władze IUPAP dodały w czasie ostatniej kadencji do struktury komisji naukowych nowe stanowisko wiceprzewodniczącego, starając się, by była to osoba zajmująca się praktycznymi zastosowaniami fizyki. W czasie Zgromadzenia Ogólnego usankcjonowano i rozszerzono tę innowację dokonując odpowiedniej zmiany statutu, który teraz wymaga, by przewodniczący albo wiceprzewodniczący był związany z przemysłem bądź — ogólniej — z fizyką stosowaną. Coraz głębsze i szersze uwzględnienie w pracach Unii fizyki stosowanej będzie z pewnością jednym z głównych zadań w przyszłości. Wiąże się to także z nadzieją na zwiększenie budżetu Unii, którego wpływy w postaci składek krajów członkowskich wynoszą aktualnie zaledwie dwieście kilkadziesiąt tysięcy dolarów rocznie. Zwiększenie udziału fizyków przemysłowych w pracach Unii może doprowadzić do ustanowienia jakiejś formy członków wspierających (finansowo). Przykładem może być Amerykański Instytut Fizyki, który ma wielu bardzo bogatych tzw. członków korporacyjnych (Corporate Associates) w postaci firm przemysłowych, wydawnictw itp. Jednakże ze względu na znaczne różnice ustrojowe krajów członkowskich oraz ciasne interesy narodowe, przyjęcie podobnej formy członkostwa w IUPAP wydaje się trudne do zrealizowania.

Delegacja polska zaproponowała, by nowowybrane władze Unii zajęły się organizowaniem udziału fizyków w zainicjowanym przez Międzynarodową Radę Unii Naukowych (ICSU) interdyscyplinarnym programie pt. „Global Change”. Zaproponowano też by IUPAP zajął się zbadaniem sytuacji kadrowej w fizyce. Propozycje te zostały przyjęte.

W toku przeprowadzonych wyborów nowym prezesem IUPAP na okres 1987-90 został Kanadyjczyk, prof. L. Kervin, długoletni sekretarz generalny IUPAP (1973-84). Desygnowanym na stanowisko prezesa w następnej kadencji został prof. Yu. A. Ossipian ze Związku Radzieckiego. Sekretarzem generalnym pozostał prof. J. Nilsson ze Szwecji. Dwóch polskich fizyków zostało sekretarzami komisji: prof. M. Grynberg — w Komisji Półprzewodnikowej a prof. J. Wdowczyk — w Komisji Promieniowania Kosmicznego. Członkami komisji zostało następnych dwóch Polaków: prof. G. Białkowski — w Komisji Nauczania Fizyki i prof. J. Łopuszański — w Komisji Fizyki Matematycznej.

W 1988 r. fizycy polscy będą organizowali w Warszawie dużą konferencję półprzewodników. Delegacja polska otrzymała obietnicę, że patronująca tej konferencji Unia przekaże organizatorom subwencję w wysokości 12 000 dolarów (plus 3000 dolarów przeznaczonych na pomoc dla fizyków z krajów Trzeciego Świata). Dla porównania: nasza składka do IUPAP w 1987 r. wyniosła 4200 dolarów.

Pod koniec obrad Zgromadzenia Ogólnego nowy Komitet Wykonawczy podał listę międzynarodowych konferencji fizycznych, które odbędą się w najbliższej przyszłości pod patronatem IUPAP. Zatwierdzona lista obejmuje 19 konferencji w 1988 r. i 2 konferencje zgłoszone z dużym wyprzedzeniem na 1989 r.

Zgodnie z tradycją, zamknięte obrady Zgromadzenia Ogólnego IUPAP były przeplatane sesjami otwartej konferencji naukowej, w której brało udział ok. 500 fizyków. Wspomniana wyżej tendencja zbliżenia fizyki do praktyki znalazła wyraz w wyborze tematu tej konferencji: „Fizyka w Technologicznym Świecie”. Obok IUPAP, w organizacji jej współdziałała amerykańska Narodowa Akademia Nauk i Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne. Bardzo ważną rolę odegrał Amerykański Instytut Fizyki, który w tym samym tygodniu zorganizował w Waszyngtonie doroczne spotkanie swoich członków korporacyjnych, połączone z rozdaniem tegorocznych nagród za wyróżniające się osiągnięcia w zakresie popularyzacji fizyki oraz technicznych zastosowań fizyki. Imprezy te oraz sama konferencja zostały wsparte finansowo przez liczne firmy orzeczniostwo.

Pierwszej, inauguracyjnej sesji konferencji przewodniczył desygnowany na prezesa IUPAP prof. L. Kerwin. Krótkie przemówienie powitalne wygłosili kolejno przedstawiciele amerykańskiej Narodowej Akademii Nauk, Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego i Amerykańskiego Instytutu Fizyki (prof. prof. F. Press, V. L. Fitch, H. Frauenfelder). Główny referat poświęcony przeglądowi aktualnego stanu fizyki wygłosił ustępujący prezes Unii prof. D. A. Bromley. W bardzo pięknym referacie dał on przegląd najważniejszych — jego zdaniem — osiągnięć fizyki w ostatnich trzech latach. Nie sposób przekazać tu treści całego referatu. Na początku referent zrobił dowcipną uwagę na temat oszałamiającej kariery przedrostka „super” w fizyce ostatniego okresu. Mamy więc nie tylko superconductors, superliquids i supernovae, lecz także supercomputers, supercolliders, supersymmetry, superstrings, supergravity, superlattices itd. (Ze względu na niejednolite brzmienie polskich odpowiedników podaję oryginalne terminy angielskie).

Z osiągnięć wymienionych przez referenta zapamiętałem: obserwację wybuchu gwiazdy supernowa 1987 wraz z rejestracją towarzyszącego strumienia neutrin, odkrycie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego w pewnych klasach materiałów ceramicznych, odkrycie podwójnego rozpadu β jądra ^{82}Kr , odkrycie przejścia $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ analogicznego do znanego już ponad 20 lat przejścia $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ naruszającego niezmienniczość względem inwersji czasu, doświadczenia B. Aspecta świadczące o nieistnieniu parametrów ukrytych w mechanice kwantowej, zmierzenie efektu Dopplera drugiego rzędu, zderzenia ciężkich jonów i wytworzenie jąder o spinach dochodzących do 60, kwantowy efekt Halla i precyzyjny pomiar stałej h/e^2 , superprecyzyjne pomiary w fizyce atomowej, skonstruowanie laserów na promieniu X, ogniskowanie promieniowania laserowego, odkrycie niejednorodnego piano-podobnego rozkładu galaktyk we Wszechświecie, eksperymenty z przeciwbieżnymi wiązkami protonów i antyprotonów o coraz wyższej energii. Z pewnością nie wszystko udało mi się zapamiętać, ale prof. Bromley obiecał mi wkrótce przesłać pełny tekst swego referatu, który może uda się udostępnić na tych łamach.

Pozostałe cztery sesje miały następujące tytuły (w swobodnym tłumaczeniu):

- II — Korzenie wysokiej technologii,
- III — Zrozumienie i przykrwanie materii,
- IV — Pograniczne zastosowania fizyki,
- V — Awangarda współczesnej fizyki.

Osiemnaście, wygłoszonych na tych czterech sesjach, referatów przeglądowych obejmowało bardzo szeroki zakres zagadnień: od roli rządów i wielkiego przemysłu w popieraniu nauki i opartych na niej nowoczesnych technologii, do przeglądu aktualnego stanu badań nad najbardziej fundamentalnymi własnościami cząstek i oddziaływań elementarnych oraz planów konstrukcji coraz potężniejszych akceleratorów, gdzie nie widać jeszcze perspektyw praktycznych zastosowań.

Znaczna część referatów omawiała nowe, ważne, a oparte na fizyce aparaty i technologie. Do nich należą np. badania naszej Ziemi, a także układu planetarnego i Kosmosu za pomocą rakiet, sztucznych satelitów i sond, specjalnych spektrometrów, laserów itd. Innego rodzaju osiągnięcia to konstrukcja skaningowego mikroskopu tunelowego, wykorzystującego kwantowy efekt tunelowy do niezwykle precyzyjnych

badani powierzchni ciał stałych, oraz zastosowanie magnetycznego rezonansu jądrowego do dokładnych, tomograficznych i zupełnie nieszkodliwych zdjęć dowolnych partii ludzkiego organizmu. W innych referatach pokazywano, jak otrzymywane przez fizyków i chemików nowe materiały półprzewodnikowe i magnetyczne, monokryształy i szkła, cienkie warstwy powierzchniowe i inne dwuwymiarowe struktury przyczyniają się do gwałtownego, wykładniczego wzrostu możliwości przesyłania, przetwarzania i magazynowania informacji. Dotyczy to nie tylko techniki komputerowej, gdzie nowe materiały pozwalają na zdumiewającą miniaturyzację przy coraz większej szybkości działań i zawrotnym stopniu złożoności rozwiązywanych zadań. Ogromny postęp dokonuje się także w dziedzinie optoelektroniki, gdzie w ciągu ostatniej dekady zwiększono przejrzystość szkła 10 000 razy.

Frapujący jest fakt, że bardzo bogato ilustrowane na Konferencji dążenie do szybkiego zwiększenia dokładności pomiarów fizycznych służy zarówno szybkiemu postępowi badań czysto poznawczych jak i licznym zastosowaniom praktycznym fizyki. Jeśli chodzi o aktualnie osiągalne dokładności pomiaru podstawowych wielkości fizycznych i pewne nieprzekraczalne granice dokładności, to bardzo pouczający — choć na pozór nieco suchy — był referat B. W. Petley'a.

Inna grupa referatów dotyczyła badań fizycznych stwarzających niewątpliwie ogromne możliwości zastosowań, ale nie uwieńczonych jeszcze zdecydowanym sukcesem. Dotyczy to np. nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego i pokojowego wykorzystania energii termojądrowej. Wprawdzie koszt chłodzenia nadprzewodnika ciekłym azotem jest podobno ok. 200 razy mniejszy od kosztu chłodzenia ciekłym helem, ale marzą się nam nadprzewodniki nie wymagające w ogóle chłodzenia. Byłaby to wprost oszałamiająca rewolucja w całej energetyce, ponieważ nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe nie tylko wyeliminowałoby ogromne dziś straty przy wytwarzaniu, przesyłaniu i przetwarzaniu energii, lecz stworzyłoby także zupełnie nowe możliwości magazynowania energii w postaci bardzo silnych pól magnetycznych. Na razie mechanizm tego zjawiska jest nieznany, a w konsekwencji badacze stosują metodę prób i błędów i mają jeszcze mnóstwo kłopotów z powtarzalnością, stabilnością, wrażliwością na zmiany temperatury, tudzież z niepożądanymi własnościami mechanicznymi badanych materiałów.

W badaniach reakcji syntezy jąder, obok plazmy wysokotemperaturowej, ogniskowania laserów itp. nowe nadzieje stworzyło użycie mionów wstrzeliwanych do niskotemperaturowej mieszanki deuteru i trytu. Okazało się, że jeden mion może katalizować setki reakcji syntezy zanim się rozpadnie lub zostanie wychwycony przez którąś z powstałych cząstek alfa. Jest więc nadzieja, że otrzymywana tą drogą energia syntezy przekroczy znacznie wydatek energii konieczny do wytworzenia odpowiedniej wiązki mionów.

W bardzo ciekawy sposób przedstawił związki fizyki z biologią H. Frauenfelder. Odróżnia on biofizykę od fizyki biologicznej. Biofizyka zajmuje się wg niego stosowaniem znanych już praw fizyki i chemii oraz wiedzy fizycznej i chemicznej do problemów biologicznych. Kierunek ten przyniósł już ogromne sukcesy poznawcze i praktyczne w biologii molekularnej dotyczącej najbardziej podstawowych struktur i procesów życiowych, takich jak funkcjonowanie komórek oraz zapis i przekazywanie informacji genetycznej, które dadzą się zrozumieć i opisać za pomocą znanych pojęć fizyki i chemii atomowo-molekularnej. Inaczej sprawa wygląda gdy chcemy zrozumieć i opisać w możliwie ścisły sposób strukturę i działanie całych organizmów żywych, czy choćby poszczególnych organów (np. człowieka). Ponieważ chodzi wtedy o układy o bardzo wysokim stopniu komplikacji, sprowadzenie ich opisu do pierwszych zasad, czyli do praw fizyki atomowo-molekularnej, jest zupełnie nierealne. Wprawdzie fizycy i chemicy znają wiele praw dotyczących układów złożonych z bardzo wielkiej (praktycznie nieskończonej) liczby mikrocząstek, ale są to układy bądź o zerowej wartości parametru uporządkowania (kompletny chaos — np. gaz idealny) lub odznaczające się maksymalnym parametrem uporządkowania (np. idealny kryształ). Te skrajne układy nie nadają się jednak do magazynowania i przekazywania zmiennej informacji czy — ogólniej — do wykonywania szerokiego wachlarza czynności. Dużo bogatsze możliwości stwarzają np. kryształy z odpowiednimi defektami, wykorzystywane szeroko we współczesnej elektronice, których parametr uporządkowania jest wprawdzie mniejszy, ale bardzo bliski jedności. Organizmy żywe charakteryzują się znacznie mniejszym stopniem uporządkowania, leżącym raczej bliżej wartości $1/2$. Otóż fizyka nie posiada dotychczas adekwatnego języka pojęć, praw i teorii dla tego typu układów i należy się zająć w przyszłości ich badaniem, bez (raczej beznadziejnych) prób redukcji wszystkiego do poziomu fizyki atomowo-molekularnej.

Osobiście uważam, że konferencja była bardzo interesująca, a niemal wszystkie referaty stały na wysokim poziomie, bez wdawania się w techniczne szczegóły. Konferencja z pewnością miała charakter

informacyjno-przeładowy, a nie roboczy. Na szerszą dyskusję spraw jeszcze niepewnych i spornych raczej nie było czasu. Komplet materiałów konferencji ma się ukazać wkrótce w formie książkowej. Będzie to z pewnością bardzo ciekawa książka, która powinna zainteresować nie tylko fizyków i chemików, lecz także przyrodników i techników. Sądzę, że warto ją będzie szybko przetłumaczyć na język polski jako że w oryginale będzie ona w Polsce trudno dostępna.

Józef Werle

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

LIST DO REDAKCJI

Fizyka w uczelniach technicznych: dokąd zmierza?*

W ostatnim ćwierćwieczu obserwuje się bezprecedensową lawinę pomysłów i zastosowań fizyki w technice. Wystarczy wymienić tranzystor, laser, kwantowe urządzenia interferencyjne (tzw. SQUID-y), urządzenia diagnostyczne w medycynie wykorzystujące rezonans jądrowy, czy układy półprzewodnikowe wysokiej skali integracji. Powstaje zatem podstawowe pytanie: **gdzie powinny być realizowane nowe pomysły zastosowań badań podstawowych**, przede wszystkim w zakresie fizyki, chemii, biologii? Moim zdaniem, jedynym z najwłaściwszych miejsc do tego celu jest **uczelnia techniczna**. Uczelnię techniczną od resortowego instytutu czysto badawczego odróżnia bowiem współlistnienie inżynierów i przedstawicieli nauk podstawowych, którzy uzupełniają się we współtworzeniu osobowości inżyniera.

Uczelnia techniczna winna wypełniać lukę pomiędzy klasycznym uniwersytetem a nowoczesnym przemysłem czy nawet instytutem resortowym. Z tego też względu wiele nowoczesnych szkół technicznych na Zachodzie zostało przemianowanych na **uniwersytety techniczne** obejmujące oprócz dyscyplin czysto technicznych (górnictwo, hutnictwo, automatyka, architektura, itd.) także **(na równych prawach)** aspekty i wybrane dziedziny nauk ścisłych i przyrodniczych jako podstaw nowoczesnych nauk technicznych. Takie dziedziny nauk technicznych, jak inżynieria materiałowa, elektronika, metaloznawstwo, czy nawet część informatyki, opierają się solidnie na nowoczesnych działach fizyki, takich jak fizyka ciała stałego, optyka kwantowa, fizyka jądrowa, czy komputerowa analiza modeli fizycznych (metody Monte Carlo). Żeby czegoś dokonać w nowoczesnej technice trzeba mieć solidne podstawy z nauk podstawowych!

Wspólnym mianownikiem wielu z tych nowych dyscyplin technicznych jest **nauka o materiałach**, która zawiera w sobie elementy fizyki ciała stałego, fizyki statystycznej, optyki kwantowej, czy elektroniki pomieszanych ze sobą w różnym stopniu, w zależności od rodzaju materiału. Stworzenie zatem porządnej nauki o materiałach stanowi szansę dla fizyki w uczelni technicznej. Także na odwrót: stworzenie silnego ośrodka fizyki w zakresie nauki o materiałach stwarza nowe perspektywy prac badawczych dla inżynierów, a przez to przetestowania tych materiałów pod kątem wykorzystania ich konkretnych właściwości w urządzeniach, lub też poznania mechanizmu mikroskopowego konkretnego procesu technologicznego.

Wydaje się, iż inżynieria materiałowa w jej obecnej formie nie jest w stanie spełnić tej roli, mimo całej swej użyteczności.

Najodpowiedniejszym środkiem do realizacji porządnej nauki o materiałach jest stworzenie **Wydziału Nauk Podstawowych** (był taki na Politechnice Lwowskiej!). W konkretnym przypadku AGH mógłby on nosić nazwę **Wydziału Fizyki Technicznej, Techniki Jądrowych i Elektroniki (czy Informatyki)**. Przy dobrej organizacji i dobrej kadrze wydział taki mógłby nawet na siebie zapracować, ponieważ zapotrzebowanie na modelowanie fizyczne przez wydziały techniczne jest bardzo duże. Sam ze swojej praktyki wiem, jak wielu inżynierów zwraca się do fizyków o pomoc w problemach natury fizycznej, jakie napotykają w swojej pracy. Można nawet powiedzieć, iż zapotrzebowanie na fizykę przez inne wydziały jest na uczelni technicznej większe niż na uniwersytetach. Jest to wielka luka do zapełnienia. Wymaga jednak dobrej woli z obu stron i rozsądnych decyzji ze strony władz uczelni technicznych.

Celem pracy takiego Wydziału Fizyczno-Technicznego byłoby co następuje:

* Jest to mój głos w dyskusji prowadzonej w ramach prac komisji rektorskiej nad kształtem fizyki w AGH. Wydaje mi się, iż przedstawione tutaj uwagi mogą mieć znaczenie także dla innych uczelni, więc pozwalam sobie przedstawić je szerszemu gronu.

1) koordynacja zajęć dydaktycznych na poziomie ogólnym jak dotychczas, ale także (w **równym stopniu!**) na poziomie specjalistycznym dla inżynierii materiałowej, elektroniki czy metaloznawstwa, w zakresie fizyki ciała stałego, teorii przemian fazowych, zastosowań metod jądrowych czy elektrodynamiki;

2) stworzenie silnego ośrodka badań materiałów perspektywicznych, które są trojkiego rodzaju: **materiały nadprzewodzące, półprzewodnikowe i magnetyczne**. Każdy z tych typów materiałów ma wprost fantastyczne perspektywy zastosowań. Na przykład, są to materiały na magnesy trwałe i nadprzewodzące, na nowe typy układów scalonych na supersieciach, na komputery nadprzewodzące, urządzenia wykorzystujące makroskopowe efekty kwantowe (efekt Josephsona). Wielkie zmiany w technologii zapowiada także odkrycie w ub. r. nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego;

3) utworzenie międzywydziałowego i interdyscyplinarnego centrum badań materiałów, z którego mogą korzystać **na równych prawach** fizycy i technicy (dyrektor takiego centrum byłby mianowany przez Senat uczelni na określony okres czasu). Takie centra istnieją w prawie wszystkich liczących się uniwersytetach amerykańskich i są rozwijane. Idea takiego centrum byłaby tym bardziej potrzebna u nas, że ze względu na ograniczenia finansowe nie dublowałoby się zakupów tej samej aparatury dla różnych instytutów;

4) stworzenie centrum fizyki komputerowej w ramach Instytutu Informatyki. Miałoby ono na celu tworzenie modeli ilościowych do złożonych problemów fizyki ciała stałego (obliczenia pasmowe), metaloznawstwa czy techniki w przypadkach kiedy „analityczna” fizyka zawodzi (propagacja pęknięć plastycznych, model procesu wytopu wielkopicowego, itp.).

W konkretnym przypadku AGH proponuje utworzenie na takim wydziale m. in. dwóch Instytutów o profilu fizycznym: jednego dotyczącego badań materiałów i fizyki ciała stałego, i drugiego w zakresie fizyki jądrowej i jej zastosowań. W obu dziedzinach mamy liczące się osiągnięcia w zakresie fizyki i dziedzin pokrewnych. Absolwent takiego wydziału mógłby być zatrudniony w instytutach resortowych oraz w nowoczesnych jednostkach przemysłowych o profilu elektronicznym lub materiałowym.

Propozycja ta (utworzenia wydziału wraz z centrum badań materiałów i centrum modelowania komputerowego) ma stanowić głos za stworzeniem perspektywicznego planu rozwoju fizyki i technik jądrowych w uczelni technicznej oraz za harmonijnym włączeniem się zespołu fizyków do **współtworzenia** kształtu uczelni technicznej, a nie tylko do ograniczenia ich głównej roli do **usługowego** kształcenia w zakresie fizyki ogólnej oraz elementów jej działów specjalistycznych.

Na koniec o aspekcie psychologicznym. W mojej opinii, zmiany proponowanego typu stanowią wyzwanie nie tylko dla inżynierów odpowiedzialnych w głównej mierze za obecny profil uczelni technicznej, ale także dla fizyków, których styl myślenia w pracach badawczych jest ukształtowany w głównej mierze przez styl uprawiania fizyki w klasycznym uniwersytecie na początku tego wieku. Zaryzykuję hipotezę, iż od przezwyciężania wąskiego myślenia specjalistycznego inżynierów oraz od przezwyciężenia kompleksu klasycznego uniwersytetu przez fizyków ze szkół technicznych zależy w znacznej mierze postęp w wielu dziedzinach techniki w naszym kraju. Bowiernowoczesny postęp w elektronice czy inżynierii materiałowej na Zachodzie (a zwłaszcza w USA) dokonał się w decydującej mierze poprzez laboratoria fizyczno-przemysłowe w tych krajach.

Józef Spalek

Akademia Górniczo-Hutnicza
Kraków

KRONIKA

PTF

Oddział Gdański

Dnia 7 stycznia 1988 odbyło się Walne Zebranie Oddziału. Podsumowano działalność ustępującego Zarządu oraz wybrano nowy Zarząd na kadencję 1988-89.

W okresie sprawozdawczym liczba członków zmalała z 114 do 88. Członkowie Oddziału to głównie pracownicy Uniwersytetu Gdańskiego (46) i Politechniki Gdańskiej (24).

Odbyło się 7 posiedzeń Zarządu, na których omawiano aktualne sprawy Oddziału, oraz 8 zebrań naukowych o przeciętnej frekwencji 20 osób. Referentami spoza Oddziału byli: prof. B. Culshaw (Glasgow), prof. M. Menzinger (Toronto), doc. I. Stępniewski (Warszawa), dr P. Badziąg (Pretoria).

W dniu 21 listopada 1986 odbyła się uroczysta sesja poświęcona czterdziestolecu pracy doc. Kazimierza Badziąga w dziedzinie dydaktyki fizyki. W sesji uczestniczyło ok. 100 osób, w tym wielu dawnych uczniów Jubilatów z całej Polski.

Oddział prowadził działalność popularyzatorską i dydaktyczną dwóch rodzajów: a) odczyty z fizyki wraz z pokazami dla młodzieży szkół ponadpodstawowych (31 odczytów, przeciętna frekwencja — 40 osób), b) zajęcia z młodzieżą szczególnie uzdolnioną (współpraca z Gdańskim Towarzystwem Naukowym) — były to spotkania problemowe połączone z wykonywaniem prac laboratoryjnych, prowadził je dr inż. K. Kozłowski (Politechnika Gdańska). Młodzież uczestnicząca w tych zajęciach (odbyło się ich 27, przeciętna frekwencja — kilkunastu uczniów) zwykle bez trudu dostaje się na studia, przy czym część z nich wybiera fizykę jako kierunek studiów.

Wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący — Jerzy Grzywacz, z-ca przewodniczącego — Czesław Lewa, sekretarz — Kazimierz Nowaczyk, skarbnik — Tadeusz Zaleski, członkowie — Krystian Kozłowski, Kazimierz Knapieński, Adam Taszner i (dokooptowani w terminie późniejszym) Irena Witort i Zdzisław Konefał. Nowo

wybrany Zarząd postanowił nadal prowadzić działalność popularyzatorską wśród młodzieży, współpracować z przemysłem, organizować spotkania naukowe oraz bardziej zaktywizować środowisko nauczycieli fizyki. Na zebraniu postułowano aby Zarząd zorganizował dyskusję w środowisku fizyków na temat elektrowni jądrowej w Żarnowcu.

Stanisław Zachara

Oddział Słupski

Na Walnym Zebraniu w dniu 18 listopada 1987 wybrano nowy Zarząd w składzie: przewodniczący — Henryk Wrembel, z-ca przewodniczącego — Zdzisław Szpiter, sekretarz — Jerzy Pawłowski, skarbnik — Henryk Bober, członek Zarządu — Bolesław Wojtowicz. Korespondentem Oddziału została Danuta Ficek.

Henryk Wrembel

Oddział Szczeciński

Dnia 19 listopada 1987 odbyło się Walne Zebranie Oddziału, na którym przedstawiono sprawozdanie z działalności w okresie od 7.12.85 do dnia zebrania oraz wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący — Tadeusz Rewaj, z-ca przewodniczącego — Jan Budziński, sekretarz — Krzysztof Lichsztełd, skarbnik — Bronisław Bystron, członkowie Zarządu — Mieczysław Prajsnar i Jerzy Stelmach.

W omawianym okresie Oddział Szczeciński zorganizował 10 zebrań naukowych, na których wygłaszali referaty zaproszeni goście z kraju i z zagranicy. Oddział prowadzi działalność populary-

zującą fizykę wśród młodzieży szkół średnich zrzeszonej w Młodzieżowym Towarzystwie Naukowym, polegającą na wygłaszaniu wykładów z pokazami i organizowaniu zajęć laboratoryjnych oraz opieki nad grupami prowadzącymi badania własne. Zorganizowano również, we współpracy z Kuratorium Oświaty i Wychowania, Turniej Wiedzy Fizycznej dla szkół szczecińskich.

Oddział Szczeciński PTF liczy 57 członków.

Ewa Weinert-Rączka

Oddział Toruński

W październiku 1987 Walne Zebranie Oddziału wybrało nowy Zarząd w składzie: przewodniczący — Stanisław Dembiński, z-ca przewodniczącego — Andrzej Bielski, sekretarz — Jarosław Zarembo, skarbnik — Adam Makowski, członkowie Zarządu — Aleksander Balter, Włodzisław Duch, Grażyna Ibron.

Hanna Męczyńska

Oddział Wrocławski

Dnia 14 stycznia 1988 odbyło się Walne Zebranie Oddziału. Ustępujący Zarząd przedstawił sprawozdanie z działalności.

Odbyło się 15 zebrań naukowych. Tematami referatów były zagadnienia teoretyczne, historia fizyki i zastosowania. Trzy z nich wygłoszono w języku angielskim: prof. Charles Enz (Uniwersytet Genewski) — „Wolfgang Pauli — physicist and philosopher”, dr Leslie Ward (Lanchester Polytechnic) — „Accuracy of measurements of optical constants”, prof. Gert von Bally (Uniwersytet w Münster) — „Applications of the optical fibres in medicine”. Liczba słuchaczy wahała się od 10 do 94 osób. Szczególnym zainteresowaniem cieszyły się wykłady dotyczące materiałów nadprzewodzących w wysokich temperaturach i perspektyw telewizyjnej satelitarnej.

Poza tym prowadzono działalność popularyzatorską. Wygłoszono 14 odczytów z pokazami dla uczniów czterech liceów wrocławskich oraz jednocześnie dla grupy uczniów z Pińczowa i Zakopanego. Uczniowie z X Liceum Ogólnokształcącego we Wrocławiu wykonali niektóre ćwiczenia w laboratorium fizyki ogólnej Politechniki Wrocławskiej.

Zarząd planował nawiązanie współpracy z przemysłem, ale doszło jedynie do wstępnego rozeznania co do liczby fizyków pracujących w zakładach przemysłowych. Zadzierżgnięte kontakty pozwolą nawiązać ściślejszą współpracę z tymi osobami, a zwłaszcza zachęcić je do brania udziału w konferencjach „Fizyka dla przemysłu”.

Wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodnicząca — Ewa Dobierzewska-Mozrzyńska, z-ca przewodn. — Witold Karwowski, sekretarz — Waław Urbańczyk, skarbnik — Lucjan Jacak, członkowie — Tadeusz Lewowski, Joachim Mader, Cecylia Wesołowska.

Bernard Jancewicz, Krystyna Żukowska

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów. Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Andrzej Sukiennicki (Politechnika Warszawska).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Jerzy Langer (Instytut Fizyki PAN, Warszawa).

Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 22 grudnia 1987.

Nagroda Marii Skłodowskiej-Curie

Jesienią 1987 została przyznana przez Wydział III Polskiej Akademii Nauk Nagroda im. Marii Skłodowskiej-Curie. Laureatem został prof. Robert Gałązka z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie w uznaniu osiągnięć w dziedzinie fizyki półprzewodników półmagnetycznych.

Tak zwane półprzewodniki półmagnetyczne są półprzewodnikowymi związkami mieszanymi, w których niemagnetyczne kationy zostały częściowo zastąpione atomami metali przejściowych. Są zatem materiałami z pogranicza typowej fizyki magnetyków i typowej fizyki półprzewodników. Z punktu widzenia tej pierwszej są zwykle rozcieńczonymi antyferromagnetykami. W początkowym okresie badań okazało się jednak niezwykle istotne, że „niemagnetyczny” składnik związku mógł być

dobrze znanym półprzewodnikiem. Pierwsze znaczące rezultaty uzyskane zostały dla półprzewodników grupy II-VI, jak HgTe czy CdTe, z niezbyt wielką przymieszką manganu, którego do połowy zapełniona powłoka 3d ma szczególnie proste właściwości magnetyczne. Materiały te krystalizują w „półprzewodnikowych” strukturach przestrzennych (sfaleryt, wurcyt) i w związku z tym mają dobrze znane struktury pasmowe. Obecność jonów paramagnetycznych — przez oddziaływanie wymienne elektronów swobodnych i elektronów związanych — powoduje w nich bardzo silne rozszereżenie spinowe pasm energetycznych w zewnętrznych polach magnetycznych. Związane są z tym np. bardzo silne właściwości magnetooptyczne, jak efekt Faradaya. Ta wyjątkowa sytuacja pozwoliła na poważny postęp w badaniach problemów typowych dla półprzewodników magnetycznych — np. zagadnienia polaronów magnetycznych.

Ostatnie lata przyniosły bardzo poważne rozszerzenie zakresu prowadzonych badań. Dotyczy to w pierwszym rzędzie materiałów, np. półprzewodników grup III-V czy IV-VI, magnetycznych przymieszek innych pierwiastków grupy żelaza czy lantanowców itp. Rozwija się typowa problematyka magnetycznych struktur nieuporządkowanych (np. szkielec spinowych). Od samego początku prowadzone były pomiary właściwości transportu (np. zjawiska Szubnikowa-de Haasa czy przewodnictwa *hoppingowego*).

Profesor R. R. Gałązka brał niezwykle aktywny udział w rozwoju badań nad tymi materiałami. Szczególnie istotne były prace technologiczne prowadzące do otrzymywania monokryształów tych związków. Poza tym najszerzej uczestniczył on w badaniach zjawisk galwanomagnetycznych w reżimie kwantowym oraz badań własności magnetycznych. Wokół tematyki naukowej fizyki półprzewodników półmagnetycznych Gałązka skupił zespół fizyków, których osiągnięcia zostały wysoko ocenione przez międzynarodową społeczność fizyków zajmujących się półprzewodnikami. Tematyka ta wywodzi się z Warszawy (i uprawiana jest również na UW). Mimo aktywnego włączenia się wielu ośrodków badawczych zarówno na wschodzie jak i na zachodzie, nadal uważa się ją za „polską specjalność”. Po raz pierwszy w 1976 r. na Międzynarodowej Konferencji Fizyki Półprzewodników tematyce półprzewodników półmagnetycznych poświęcony był referat, który na zaproszenie organizatorów wygłosił prof. R. R. Gałązka. Od tego czasu tematyka zyskała sobie trwałe miejsce na międzynarodowych spotkaniach w postaci oddziel-

nej sesji, na której najczęściej referaty przeglądowe przedstawiane są przez fizyków polskich.

Jerzy Ginter, Marian Grynberg

Nagrody PAN

W 1987 r. następujące prace z dziedziny fizyki lub z pogranicza fizyki zostały wyróżnione **Nagrodą Sekretarza Naukowego PAN**:

Zbadanie własności magnetycznych warstw modulowanych — pracę wykonał zespół z IFM PAN: doc. Janusz Baszyński (kierownik pracy), dr Janusz Dubowik, dr Romuald Gontarz, dr Jadwiga Kowalewska, mgr Lesław Smardz i dr Feliks Stobiecki.

Metody analityczne i geometryczne w teorii równań różniczkowych i ich zastosowania w mechanice kwantowej, mechanice ośrodków ciągłych i fizyce technicznej — zespół: prof. Bogdan Bojarski (kierownik) i dr Wojciech Chojnacki (obaj z IM PAN), prof. Jan Kiszyński (PL) oraz dr Roman Dwilewicz, dr Henryk Kołakowski, dr Jan Rempała, dr Jan Rusinek, dr Kazimierz Senator, prof. Zofia Szymdt i dr Krzysztof Wojciechowski (wszyscy siedmioro z IM UW).

Podstawowe defekty struktury w kryształach GaAs — zespół: prof. Tadeusz Figielski (kierownik), dr Eugenia Kaczmarek-Morawiec, Andrzej Świątek i dr Tadeusz Wośniński (wszyscy czworo z IF PAN) oraz prof. Jacek Baranowski (kierownik), mgr Michał Jeżewski, dr Maria Kamińska, mgr Wojciech Kuszko, mgr Paweł Trautman i mgr Jerzy Piotr Walczak (wszyscy sześcioro z IFD UW).

Określenie wpływu koncentracji Mn na fizyczne właściwości półprzewodników PbSnMnTe — zespół: prof. Robert R. Gałązka (kierownik), dr Jacek Igalson, mgr Tomasz Story i dr inż. Andrzej Szczerbakow (wszyscy czterej z IF PAN) oraz dr Tadeusz Suski (ZWC PAN).

Prace dot. długich śladów hydromagnetycznych magnetosfer Ziemi i Jowisza (7 publikacji) — zespół z CBK PAN: prof. Stanisław Grzędzielski (kierownik), dr Wiesław Macek i dr Paweł Oberc.

Dynamika stanów elektronowych cienkiej warstwy w podłużnym polu magnetycznym — doc. Stanisław Klama (IFM PAN).

Cykl prac z dziedziny holografii dynamicznej — zespół z IF PAN: prof. Adam Kujawski (kierownik), mgr inż. Aleksander Błędowski i mgr inż. Wiesław Królikowski.

Identyfikacja stanów donorowych w kryształach CdF_2 — zespół: prof. Jerzy Langer (kierownik), mgr Paweł Ciepielewski, dr Janusz Dmochowski, mgr inż. Danuta Dobosz, dr Zbigniew Kaliński, dr Marek Potemski i dr Zbysław Wilamowski (wszyscy siedmioro z IF PAN) oraz mgr Teresa Langer (ITME Unitra).

Czterokołowy monokrystaliczny dyfraktometr rentgenowski KM-4 — zespół z INTiBS PAN: prof. Kazimierz Łukaszewicz (kierownik), inż. Marek Brzozowski, dr Damian Kucharczyk, dr Mariusz Malinowski, dr Włodzimierz Paciorek i dr Ignacy Uszyński.

Zbadanie i wyjaśnienie własności silnych wiązań wodorowych w monokryształach wybranych klas związków na podstawie badań spektroskopowych i obliczeń kwantowo-mechanicznych — zespół: prof. Henryk Ratajczak (kierownik), dr Jan Baran i dr Zdzisław Latajka (wszyscy trzej z ICh UW) oraz dr Veneta Videnowa-Adrańska (PWr).

Opracowanie metody obserwacji struktury domenowej za pomocą dekoracji tlenem, umożliwiające badanie materiałów nieprzezroczystych w niskich temperaturach — zespół z IF PAN: doc. Ritta Szymczak, Bożena Krzymańska, dr Kazimierz Piotrowski i mgr Andrzej Szewczyk.

Wyznaczenie struktury elektronowej związków jonów pierwiastków d-elektronowych z bezpośrednim wiązaniem metal-metal, zespół: prof. dr hab. Walter Wojciechowski (kierownik), dr Ewa Matczak-Jon i dr Jan Starosta (wszyscy trzej z PWr) oraz dr Piotr Bągiel (IF WSP Częstochowa) i dr Marian Czerwiński (ICh WSP Częstochowa).

Nagrody Naukowe Wydziału III PAN za rok 1987 otrzymali

w zakresie fizyki:

dr Piotr Filipowicz (IF PAN) za rozwinięcie teorii jednoatomowego masera,

dr Jerzy Gronkowski (IFD UW) za prace badawcze dot. dyfrakcji promieni X w kryształach zdeformowanych lub zawierających defekty sieci krystalicznej,

dr hab. Piotr Pierański (IFM PAN) za cykl prac poświęconych eksperymentalnym badaniom zjawiska chaosu deterministycznego w najprostszych, nieliniowych układach dynamicznych,

dr hab. Marek Płoszajczak (IFJ w Krakowie) za prace teoretyczne dot. nieperturbacyjnej kwantowej teorii transportu,

oraz w zakresie astronomii:

dr Aleksander Brzeziński (CBK PAN) za prace dotyczące teorii ruchu obrotowego Ziemi,

dr Paweł Moskalik (CAMK PAN) za pracę pt. „Modulacja amplitud wywołana wewnętrznym rezonansem jako możliwe wyjaśnienie efektu Błażki w gwiazdach typu RR Lyrae Stars”.

Małgorzata Glódz

Medal Diraca

Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście przyznało Medal Diraca za r. 1987. Otrzymali go Bruno Zumino (Univ. of California, Berkeley) i Bryce S. De Witt (Univ. of Texas, Austin).

Medal został przyznany Zumino jako „wiodącemu ekspertowi” w dziedzinie teorii pola w ciągu ostatnich 25 lat. Zumino uzyskał doktorat z matematyki w 1945 r. na Uniwersytecie Rzymskim. W latach 1951-66 był profesorem Uniwersytetu Nowego Jorku. Następnie pracował w CERN-ie, gdzie w latach 1970-73 kierował Oddziałem Fizyki Teoretycznej. Od 1981 jest profesorem fizyki na Uniwersytecie w Berkeley. Wspólnie z Juliusem Wessesem wniósł znaczny wkład do badań anomalii chiralnych w teoriach cechowania i sformułował czterowymiarową supersymetrię, w szczególności pierwsze renormalizowalne teorie pola pozwalające uzyskać supersymetrię w czterowymiarowej czasoprzestrzeni. W 1976 Zumino i Stanley Deser stworzyli jedną z pierwszych teorii supergrawitacji w czterech wymiarach.

De Witt otrzymał Medal za „podstawowy wkład do badań klasycznej i kwantowej grawitacji i nieabelowej teorii cechowania”. Fizykę studiował w Uniwersytecie Harvarda. Przez pewien czas pracował w Instytucie Tata w Bombaju, następnie w Uniwersytecie Kalifornijskim i Uniwersytecie Północnej Karoliny. Od 1972 jest w Uniwersytecie Stanu Texas, gdzie kieruje Centrum Badań Teorii Względności. Wniósł bardzo istotny wkład w teorię cechowania. Przyczynił się do rozwoju kosmologii kwantowej (równanie Wheelera-De Witta). Natomiast równanie Schwingera-De Witta ma duże znaczenie w teorii strun i teorii pola w zakrzywionej czasoprzestrzeni.

B. W.

Ginzburg członkiem Royal Society

Towarzystwo Królewskie w Londynie wybrało na swego członka zagranicznego Witalego Ginzburga (Instytut Fizyki im. Lebidiewa AN ZSRR, Moskwa) w uznaniu „jego wybitnego wkładu w wiele dziedzin fizyki teoretycznej”.

Przypomnijmy tu, że w ubiegłym roku Polskie Towarzystwo Fizyczne nadało Ginzburgowi Medal Mariana Smoluchowskiego i z tej okazji jest w poprzedniej Kronice notatka przedstawiająca osobę i osiągnięcia Ginzburga.

Phys. Today 40, No 12 (1987)

B. W.

Medal dla W. S. Wawilowa

Prezydium Akademii Nauk ZSRR nadało złoty medal im. Lebidiewa za r. 1987 Wiktorowi Siergiejewiczowi Wawilowowi (Instytut Fizyki im. Lebidiewa AN ZSRR) za cykl prac „Eksperymentalne badania efektów radiacyjnych w półprzewodnikach”.

Jest to dość spóźnione uhonorowanie prac Wawilowa z lat 1958-65. Ich wyniki miały wówczas duże znaczenie dla wyjaśnienia oddziaływań wzajemnych defektów punktowych w krzemie i oddziaływań tych defektów z centrami domieszkoowymi.

Vestn. AN SSSR, No 10 (1987)

B. W.

Stulecie urodzin Gustawa Hertza

Z okazji setnej rocznicy urodzin Gustawa Hertza (1887-1975) Uniwersytet w Lipsku, w którym pracował przez ostatnie kilkadziesiąt lat swego życia, urządził jesienią 1987 uroczyste sympozjum. Zgromadziło ono ok. 400 osób z różnych krajów. Poza odczytami typowo wspomnieniowymi i pokazem filmu „Gustav Hertz erzählt aus seinen Leben” wygłoszono kilkanaście referatów przeglądowych przedstawiających obecny stan tych dziedzin badań, w które Hertz wniósł znaczny wkład.

Jak wiadomo Gustaw Hertz otrzymał w 1925 r. wspólnie z Jamesem Franckiem Nagrodę Nobla z fizyki za badania zderzeń elektron-atom, które

umożliwiły eksperymentalne wyznaczenie poziomów energetycznych w atomach. Innym z zagadnień, którymi zajmował się Hertz, było rozdzielanie izotopów. Pracował nad tym m. in. przez kilka lat powojennych w ZSRR.

Materiały sympozjum zostaną opublikowane w *Zeitschrift der Karl-Marx Universität*.

Phys. Bl. 43, No 12 (1987)

B. W.

Sesja Naukowa z okazji 25-lecia Międzyresortowego Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej im. St. Staszica w Krakowie

W 1962 r. powołano do życia w Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie pierwszy w owym czasie w szkolnictwie wyższym instytut uczelniany pod nazwą Instytut Techniki Jądrowej. W 5 lat później uzyskał on status instytutu międzyresortowego i obecną nazwę. Z tej okazji pod patronatem J. M. Rektora, w porozumieniu z Prezesem Państwowej Agencji Atomistyki odbyła się w AGH w dniu 20 listopada 1987 r. uroczysta sesja naukowa.

Założkiem Instytutu była Katedra Fizyki II kierowana przez prof. Mariana Mięśowicza. Obecnie liczy on 170 pracowników i ma uprawnienia jednostki pozawydziałowej. W czasie sesji przypomniano historię powstania Instytutu, oraz omówiono jego działalność naukową i dydaktyczną na przestrzeni ubiegłego ćwierćwiecza.

Uroczystość zaszczytlili swoją obecnością liczni goście.

Z tej okazji odbyło się także spotkanie absolwentów Wydziału Elektrotechniki, Automatyki i Elektroniki AGH (specjalizacja Technicznej Fizyki Jądrowej), oraz kierunku Podstawowe Problemy Techniki, w kształceniu których Instytut odegrał wiodącą rolę.

Kazimierz Przewłocki

Osiemdziesiąta rocznica urodzin Mariana Mięśowicza

W listopadzie 1987 r. przypadła osiemdziesiąta rocznica urodzin wybitnego polskiego fizyka, profesora zwyczajnego w Akademii Górniczo-Hutniczej im. St. Staszica w Krakowie, Mariana Mięśowicza.

Urodził się on we Lwowie dn. 21 listopada 1907 r. Studia ukończył na Wydziale Filozoficznym Uniwersytetu Jagiellońskiego. W Akademii Górniczej podjął pracę jako asystent w Katedrze Fizyki kierowanej przez prof. Mieczysława Jeżewskiego w r. 1932. Jest członkiem rzeczywistym PAN, doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Jagiellońskiego, Uniwersytetu Warszawskiego oraz macierzystej Uczelni.

Z okazji rocznicy odbyła się w dniu 20 listopada 1987 w Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie uroczystość, podczas której Jubilat za swoje zasługi został udekorowany Wielkim Krzyżem Orderu Odrodzenia Polski, najwyższym wyróżnieniem jakie można uzyskać za służbę cywilną. Uczniowie Profesora przypomnieli jego życiorys naukowy oraz wybitne osiągnięcia z zakresu badań anizotropii lepkości ciekłych kryształów, fizyki wysokich energii oraz techniki jądrowej.

Były liczne gratulacje oraz wystąpienia przyjaciół i uczniów. Sesja miała charakter serdeczny i podniosły.

W dniu 3 grudnia 1987 r. odbyła się również w Uniwersytecie Jagiellońskim inna miła uroczystość. Na Krakowskim Konwersatorium Fizycznym Polskiego Towarzystwa Fizycznego nadano prof. Marianowi Mięśowiczowi godność członka honorowego Towarzystwa. W imieniu Zarządu Głównego dyplom okolicznościowy przekazał prof. Tadeusz Skaliński. O tym jak wokół prof. Mięśowicza powstawała krakowska szkoła fizyki wysokich energii opowiedział prof. Andrzej Białas. W ramach własnych wspomnień Jubilat nawiązał do wczesnych lat 30-tych kiedy to własnoręcznie zbudował aparaturę do wytwarzania i detekcji mikrofal oraz wykonał za jej pomocą pomiary stałej dielektrycznej różnych cieczy.

Na uroczystość licznie przybyli przyjaciele i uczniowie prof. Mięśowicza, którzy mu złożyli z tej okazji najlepsze życzenia i gratulacje.

Kazimierz Przewłocki

Międzynarodowa Konferencja Fizyków

„Problems in Quantum Physics, Gdańsk '87“

W dniach 21-25 września 1987 r. odbyła się w Gdańsku Międzynarodowa Konferencja „Problems in Quantum Physics, Gdańsk '87“. Organizatorem Konferencji był Ośrodek Polskiego Ko-

mitetu Współpracy z Alliance Française Uniwersytetu Gdańskiego przy współudziale Gdańskiego Towarzystwa Naukowego. Patronat w sprawach merytorycznych sprawowały Instytuty Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej Uniwersytetu Gdańskiego. Komitet Naukowy Konferencji stanowili dwaj wiodący przedstawiciele paryskiej interpretacji mechaniki kwantowej: prof. Jean-Pierre Vigiér z Francji i prof. Franco Selleri z Włoch. W skład Komitetu Organizacyjnego wchodził: dr L. Kostro (przewodniczący), dr A. Posiewnik, dr J. Pykacz i dr M. Żukowski.

W Konferencji wzięło udział 102 uczestników, w tym 48 z zagranicy. Podczas Konferencji wygłoszono 25 wykładów plenarnych oraz 32 wykłady w trzech różnych grupach tematycznych. Tematyka Konferencji dotyczyła głównie problemów fizycznych i filozoficznych wynikających ze sporu pomiędzy Einsteinem a Bohrem na temat interpretacji mechaniki kwantowej. Wielu fizyków wypowiedziało swój pogląd na ten temat w swych ciekawych referatach.

Wszystkie prace przedstawione na Konferencji zostaną wydrukowane jako *Proceedings* przez wydawnictwo World Scientific Publishing Co. Druk ma być zakończony wiosną 1988 r. Następną Konferencja ma się odbyć w 1989 r., również w Gdańsku.

Po zakończeniu Konferencji J.-P. Vigiér i H. Rauch (Austria) odwiedzili kilka miast, w których istnieją wyższe uczelnie i w których działają Ośrodki Alliance Française (Warszawa, Białystok, Łódź i Gdańsk). Rauch przedstawiał swoje najnowsze doświadczenia z dziedziny interferometrii pojedynczych neutronów przeprowadzone w Instytucie Lauego-Langevina w Grenoble we Francji, Vigiér interpretował te doświadczenia w ramach prac teoretycznych Szkoły Louis de Broglie'a.

Stanisław Zachara

Fizyka japońska

Ze względu na uderzające osiągnięcia nauki i przemysłu w Japonii, redakcja czasopisma *Physics Today* poświęciła zeszyt grudniowy 1987 fizyce japońskiej. Zawiera on artykuły autorów japońskich przedstawiające te dziedziny badań, w których Japończycy osiągnęli największe sukcesy. Są tu więc dwa artykuły na temat badań kosmicznych

i astrofizyki (m. in. o rejestracji neutronów słonecznych i neutronów z wybuchu supernowej 1987a), raport o badaniach podstawowych nadprzewodników wysokotemperaturowych (a także informacje o żywej reakcji firm przemysłowych na to odkrycie), opis badań (prowadzonych częściowo we współpracy z MIT) nad materiałami z interkalowanego grafitu i artykuł o programie państwowo-przemysłowo-universyteckim badań ultradrobnych cząstek (makroskopowych).

Jest uderzające jak wielu świetnych fizyków japońskich odnosi się z ogromnym entuzjazmem do możliwości wykorzystania praktycznego osiągniętych wyników.

Phys. Today 40, No 12 (1987)

B. W.

Najczęściej cytowane prace z r. 1985

Eugene Garfield, redaktor *Current Contents* przedstawia w zeszycie 45 (1987) zestawienie prac z zakresu nauk fizycznych opublikowanych w r. 1985 i najczęściej cytowanych w latach 1985-86. Na podstawie *Science Citation Index* znalazł on 104 prace cytowane w ciągu tych dwóch lat co najmniej 32 razy.

„Najczęściej cytowane” nie oznacza oczywiście „najważniejsze”. Wiele bardzo istotnych prac zyskuje liczne cytowania dopiero po nieco dłuższym czasie.

Interesująco układają się w 1986 r. „fronty badań” — grupy tematyczne publikowanych prac: supersymetrie, supergravitacja, niskoenergetyczne modele superstrun — 736 cytowań w 1986 r. (183 w 1985 r.); ograniczona dyfuzja, agregaty, wzrost fraktalny — 486; lokalizacja Andersona, oscylacje kwantowe, oddziaływanie elektron-elektron w układach nieuporządkowanych — 475; struktury dwudziestościenne (ikosahedryczne), kwazikryształy — 345; ultrakrótkie impulsy laserowe — 325.

Jest uderzające, że wśród najczęściej cytowanych brak jest w omawianym okresie prac doświadczalnych z fizyki cząstek elementarnych. W związku z tym zmieniała się struktura liczebności autorów (w poprzednim zestawieniu prac z r. 1983 były 3 prace z CERN-u, każda sygnowana przez ponad 130 autorów). Średnio na jedną najczęściej cytowaną pracę z r. 1984 przypadało 9 autorów, a w okresie 1985-86 jest poniżej 4 autorów.

Spośród 104 najczęściej cytowanych w latach 1985-86 prac, 38 ukazało się w *Phys. Rev. Lett.*, 18 w *Phys. Lett. B*.

Najczęściej cytowane były:

D. J. Gross, J. A. Harvey, E. Martinec, R. Rohm, „Heterotic string”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 502 (1985) — 304 razy,

tych samych autorów „Heterotic string theory”, *Nucl. Phys.* **B 256**, 253 (1985) — 199 razy,

P. Candelas, G. T. Horowitz, A. Strominger, E. Witten, „Vacuum configurations for superstrings”, *Nucl. Phys.* **B258**, 46 (1985) — 269 razy.

Current Cont. 27, No 45 (1987)

B. W.

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1988

13—16 września 1988, Gliwice

VI Konferencja Fizyka dla Przemysłu. Polskie Tow. Fizyczne i Inst. Fizyki Politechniki Śląskiej.

21—24 września 1988, Warszawa

Open Seminar on Acoustics. Inst. Podstawowych Problemów Techniki, Mgr A. Duda, IPPT, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa, tel. 26-12-81.

3—8 października 1988, Wrocław

9th Internat. Symposium on Exoelectron Emission and Applications. Inst. Fizyki Doświadczalnej Uniw. Wrocławskiego. Dr J. Lesz, IFD UWr., Czubskiego 36, 50-205 Wrocław.

18—22 października 1988, Mrągowo

High Pressure Chemical Synthesis and Physical Transformations. Instytut Chemii Organicznej PAN. Dr J. Jurczak, IChO PAN, Kasprzaka 44, 01-224 Warszawa.
U: 200, ang.

5—9 września 1988, Toruń

VII Polska Konferencja Spektroanalityczna i X CANAS. Komisja Analitycznej Spektrometrii Atomowej Komitetu Chemii Analitycznej PAN i Uniwersytet Mikołaja Kopernika. Dr Jerzy Fijałkowski, Inst. Chemii i Techniki Jądrowej, Dorodna 16, 03-195 Warszawa, tel. 11-30-21 w. 1276.
pol. i ang.

5—7 września 1988, Kraków

Conf. on Noise Control '88. Inst. Mechaniki i Wibroakustyki AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków.

4—9 września 1988, Szczyrk-Biła

4th Internat. Conf. on Physics of Magnetic Materials. Instytut Fizyki PAN, Dr M. Gutowski, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01.
P, U: 240, ang.

SZKOŁY 1988

2—11 września 1988, Miłkołajki

20th Summer School on Nuclear Structure — Heavy Ions in Nuclear and Atomic Physics. Inst. Fizyki Dośw. UW, Inst. Problemów Jądrowych — Świerk, patronat PTF. Dr Edmund Gierlik, IFD UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa.
P, ang., O: dla uczestników z Polski 30 000 zł.

10—17 września 1988, Sulejów

2nd Internat. School on Electrochemistry of Conductive Polymers (ECP-2). Politechnika Warszawska. Dr J. Płochowski, Inst. Technologii Chemii Nieorganicznej PW, Noakowskiego 3, 00-664 Warszawa.
ang.

KONFERENCJE 1989

8—12 maja 1989, Warszawa

Interferometry '89 — 100 years Michelson: state of art and applications. Sekcja Optyki SIMP i Ośrodek Doskonalenia Kadr SIMP. Małgorzata Sochacka. Centralne Laboratorium Optyki, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa.

SZKOŁY 1989

26 lutego — 5 marca 1989, Karpacz

XXV Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Całkowanie funkcjonalne, geometria i struny. Inst. Fizyki Teoret. UW. Doc. Zbigniew Haba, IFT UW., Czubalskiego 36, 50-205 Wrocław.
Z: 30.11.1988, P, U: 100, ang.

23—27 maja 1989, Gdańsk

4th Spring School on Acousto-Optics and its Applications. Uniwersytet Gdański, Prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.
A: 31.3.89, U: 80, ang.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopis 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 dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przesyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. 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 i 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 pochyłych 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:

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

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

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

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1-16 s. wynosi zł 80.—

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

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty na r. 1988:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 450.—
rocznie zł 900.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny,
do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

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

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

Prenumerata dla członków PTF

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

Information for subscribers

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

D. H. Davis, J. Pniewski — Własności hiperjąder w stanie podstawowym	199
L. Pokora, Z. Ujda — Lasery na swobodnych elektronach	223
J. M. Langer — Defekty punktowe o głębokich poziomach w półprzewodnikach	245
RÓŻNE	
P. Trzaskoma — O interpretacji mechaniki kwantowej	257
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	271
LIST DO REDAKCJI	281
KRONIKA	283

CONTENTS

D. H. Davis, J. Pniewski — Basic Features of Hypernuclei in Their Ground States	199
L. Pokora, Z. Ujda — Free Electron Lasers	223
J. M. Langer — Deep Level Point Imperfections in Semiconductors	245
MISCELLANEA	
P. Trzaskoma — On the Interpretation of Quantum Mechanics	257
MEETINGS AND CONFERENCES	271
LETTER TO THE EDITOR	281
CHRONICLE	283