PTF

POSTĘPY FIZYKI

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesi

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
Prof. dr JERZY DEMBCZYŃSKI
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Doc. dr STANISŁAW MICHALAK
Prof. dr JÓZEF TERLECKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*
Dr JAN KALINOWSKI — *Delta*
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 41, Zeszyt 1—2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1990

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

Redaktor PWN — Wanda Lohman

Korespondenci Oddziałów PTF

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

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

Nakład 1611+79 egz. Ark. wyd. 8. Ark. druk. $6^4/_{16}+1$. Papier druk. kl. V 70×100, 71 g. Oddano do składania w sierpniu 1989. Podpisano do druku w grudniu 1990. Druk ukończono w grudniu 1990. Zam. 374/89 Cena zł 960.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. J. Piłsudskiego 13

Donald H. Davis

University College London
Londyn, Anglia

Jerzy Pniewski *

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Stany wzbudzone hiperjąder **

Hypernuclei in excited states

Abstract: In this review, the experimental evidence for hypernucleus excitation is presented and various decay modes of the excited states by γ-ray and particle emission are discussed. Ths progress in the gamma and pion hypernuclear spectroscopy is described. The energy spectra of ${}^{17}_{\Lambda}C$ and ${}^{16}_{\Lambda}O$ are presented in detail and the conclusion that the ΛN spin-orbit force is small is revealed. Σ hypernucleus excited states are also presented and some unexpected features of these states are discussed.

1. Wstęp

W zasadzie należy oczekiwać, że hiperjądro będące w stanie wzbudzonym może ulec rozpadowi poprzez emisję fotonu γ lub cząstki typu barionowego, stając się hiperjądrem w stanie podstawowym, czy w razie uwolnienia hiperonu, jądrem zwykłym. Jeśli jednak stan wzbudzony hiperjądra jest metatrwały ze względu na emisję γ z dostatecznie długim czasem życia ($\tau > 10^{-10}$ s), wtedy może wystąpić konkurencja między rozpadem γ a słabym rozpadem hiperonu Λ z ewentualną przewagą jednego z nich, stanowiąc ciekawy przypadek hiperizomerii. W ten sposób można obserwować rozpad Λ w stanie wzbudzonym hiperjądra z wydzieleniem dodatkowej energii wzbudzenia, bądź przejście γ do stanu podstawowego hiperjądra a następnie normalny rozpad Λ. Kłopoty związane z wyznaczeniem energii wiązania B_Λ takiego hiperizomeru były w przypadku ${}^{7}_{\Lambda}He$ szczegółowo dyskutowane w poprzednim artykule tego cyklu [3]. Hiperizomer ${}^{7}_{\Lambda}He$, zauważony w 1962 r., może być uważany za pierwszy eksperymentalny przykład możliwości wzbudzania hiperjąder [5].

Poszukując prostych modeli wzbudzeń hiperjądrowych można skupić uwagę przede wszystkim na wzbudzeniu związanym z odwróceniem spinu hiperonu Λ, o ile tylko spin

---

* Prof. Jerzy Pniewski zmarł w Warszawie dnia 16 czerwca 1989 r. (przyp. Red.).

** Z tego cyklu ukazały się w *Postępach Fizyki* trzy artykuły: „Początki fizyki hiperjąder" w 1979 r. [1], „Identyfikacja hiperjąder" w 1986 r. [2] oraz „Własności hiperjąder w stanie podstawowym" w 1986 r. [3]. Niezależny artykuł obecnych autorów pt. „Hypernuclei", opublikowany w *Contemporary Physics* w 1986 r. [4] stanowił podstawę obecnego i poprzedniego artykułu tego cyklu.

samego rdzenia jest różny od zera. W tym przypadku w obu stanach: podstawowym i wzbudzonym hiperon Λ pozostaje w powłoce s. Można mówić o wzbudzeniu hiperjądra, jeśli hiperon Λ zostaje związany, np. w powłoce p i wreszcie gdy Λ gra rolę jedynie „obserwatora" przy wzbudzeniu rdzenia hiperjądrowego. Szczególnie jednak interesujący model wzbudzenia reprezentuje przypadek, w którym przy produkcji hiperjądra jeden z neutronów jądra tarczy zostaje zamieniony na hiperon Λ z ewentualnym zachowaniem liczb kwantowych neutronu. Można wtedy mówić o sprzężeniu hiperonu Λ z luką powstałą w jednej z powłok neutronowych. Bardziej wnikliwe rozpracowanie tych modeli staje się bardzo owocne, znajdując potwierdzenie w badaniach eksperymentalnych.

2. Stany wzbudzone hiperjąder prowadzące do emisji fotonów γ

Badanie stanów wzbudzonych rozpadających się poprzez emisję γ stwarza duże trudności ze względu na niską wydajność ich produkcji, sięgającą w eksperymentach konwencjonalnych zaledwie paru promili ogólnej liczby wyprodukowanych hiperjąder. Poza tym poszukiwane linie γ hiperjąder pojawiają się na tle widma γ pochodzenia jądrowego, wywołanego procesami różnego typu, zachodzącymi, jeśli nie w samej tarczy, to w materiale osłon czy nawet liczników. Szczególnie uciążliwe jest tło wywołane przez neutrony oddziałujące z osłonami lub detektorami.

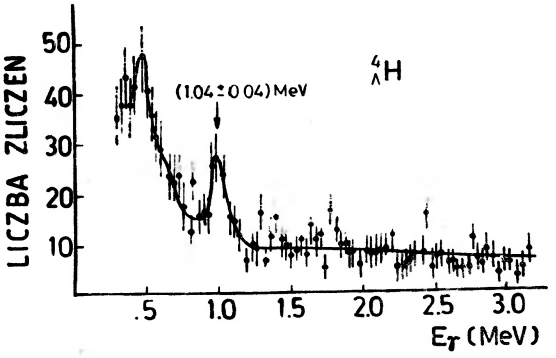
Trud ten jednak został podjęty w 1969 r. w CERN-ie przez zespół laboratoriów Heidelbergu i Warszawy w celu wyznaczenia energii wzbudzenia hiperjader o liczbie masowej 4, związanego z odwróceniem spinu Λ. Miało to na celu bezpośrednie ustalenie energii oddziaływania spinowego ΛN.

Wiadomo było, że obrane za obiekt badań hiperjądra ${}^{4}_{\Lambda}$H i ${}^{4}_{\Lambda}$He miały spin 0 w stanie podstawowym, natomiast dla ich stanów wzbudzonych oczekiwano spinu o wartości 1 [3]. Za tarcze obrano ^{7}Li oraz separowany izotop ^{6}Li, przy czym zatrzymywane mezony K^- były identyfikowane w locie.

W celu wyodrębnienia fotonów γ z tła użyto metody czasu przelotu liczonego od momentu wychwytu mezonu K^- do chwili rejestracji fotonu. Wybór tarcz ^{7}Li i ^{6}Li gwarantował niskie tło linii jądrowych oraz brak ewentualnych widm innych hiperfragmentów tworzonych z tych tarcz.

Ostatecznie w latach 1971—73 ustalono istnienie linii 1.09 MeV, którą jednak można było przypisać każdemu z hiperjąder o masie 4, lub im obu jednocześnie [6]. Kontynuacja tego eksperymentu została podjęta przez zespół laboratoriów z Lyonu i Warszawy w 1975 r. Około 50% wszystkich hiperjąder ${}^{4}_{\Lambda}$H* oraz 40% hiperjąder ${}^{4}_{\Lambda}$He* po emisji fotonu γ rozpada się dwuciałowo produkując monoenergetyczne mezony π, w tym dla rozpadu ${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{H} \to \pi^- + {}^{4}_{\Lambda}\mathrm{He}$, $E_{\pi^-} = 53$ MeV, zaś dla ${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{He} \to \pi^0 + {}^{4}\mathrm{He}$, $E_{\pi^0} = 57$ MeV. W ten sposób można było rejestrować fotony γ w koincydencji z obu rodzajami mezonów π o odpowiednich energiach, co pozwalało jednoznacznie przypisać je właściwym hiperjądrom. Ostatecznie w 1979 r. dla wzbudzenia ${}^{4}_{\Lambda}$H* wyznaczono wartość $E_\gamma = (1.04 \pm 0.04)$ MeV oraz dla ${}^{4}_{\Lambda}$He* — $E_\gamma = (1.15 \pm 0.05)$ MeV [7a].

Na rys. 1 podane jest zaobserwowane widmo ${}^{4}_{\Lambda}$H*. Wyniki te dowiodły, że dla obu badanych hiperjąder istnieją stany wzbudzone trwałe, jeśli chodzi o emisję cząstek i że siły spinowe w oddziaływaniu ΛN, mimo że są słabsze niż w oddziaływaniu NN, to jednak



Rys. 1. Linia $E_\gamma = (1{,}04 \pm 0{,}04)$ MeV w widmie $^4_\Lambda H^*$

wyraźnie różnią się od zera. Ten sam zespół, kontynuując w 1980 r. eksperyment z tarczą berylową, podjął pierwszą próbę wyznaczenia widma γ hiperjądra p-powłokowego $^8_\Lambda$Li. Tym razem obserwowana linia mogła odpowiadać jedynie wzbudzeniu rdzenia jądrowego ^{7}Li [7b].

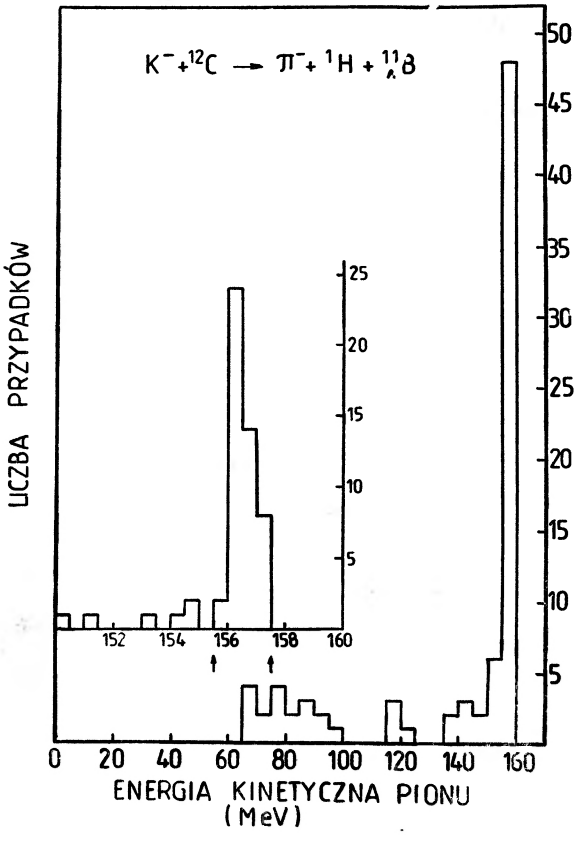
Nowe podejście do hiperjądrowej spektroskopii γ, łączące w sobie pewne elementy spektroskopii pionowej zostanie przedstawione w rozdz. 6.

3. Stany wzbudzone rozpadające się poprzez emisję cząstek

Od wczesnych lat sześćdziesiątych próbowano wykryć stany hiperjąder rozpadające się z emisją cząstek barionowych. Poszukiwano ich, badając korelacje między produkowanymi hiperjądrami (np.: $^4_\Lambda$H czy $^5_\Lambda$He) a towarzyszącymi im protonami. Korelacje takie mogłyby wskazywać na tworzenie się nietrwałych hiperjader, pojawiających się w pierwszej fazie produkcji, które po rozpadzie prowadziłyby ostatecznie do obserwowanych hiperjąder. Niestety, żadna z tych prac wykonywanych techniką fotograficznych emulsji jądrowych, nie dała pozytywnego rezultatu. Dopiero na przełomie lat siedemdziesiątych oraz w 1972 r. Zespół Europejskiej Współpracy K^-, korzystając również z techniki emulsyjnej [8, 9], zauważył, że w reakcji wychwytu mezonu K^- na tarczy węglowej: $K^- + {}^{12}\mathrm{C} \to \pi^- + p + {}^{11}_\Lambda\mathrm{B}$ pojawia się bardzo wyraźne zgrupowanie mezonów π w wąskim przedziale energii ok. 156 MeV (rys. 2). Zostało to przypisane dwustopniowemu procesowi reakcji wychwytu mezonu K^- zgodnie ze schematem

$$K^- + {}^{12}\mathrm{C} \to \pi^- + {}^{12}_\Lambda\mathrm{C}^* \;\big|\!\to p + {}^{11}_\Lambda\mathrm{B}\,.$$

W tym procesie analiza kinematyczna prowadzona iteracyjnie pozwalała wyznaczyć masę wzbudzonego hiperwęgla 12 z bardzo dużą dokładnością (ok. 0,1 MeV), o ile tylko wszystkie w grę wchodzące cząstki były prawidłowo identyfikowane. Ustalono, że w zaobserwowanym stanie wzbudzonym $^{12}_\Lambda$C* hiperon Λ winien być chcć słabo, ale jednak związany, mimo że dla protonu jest to stan rezonansowy. Podówczas, przy braku dobrej

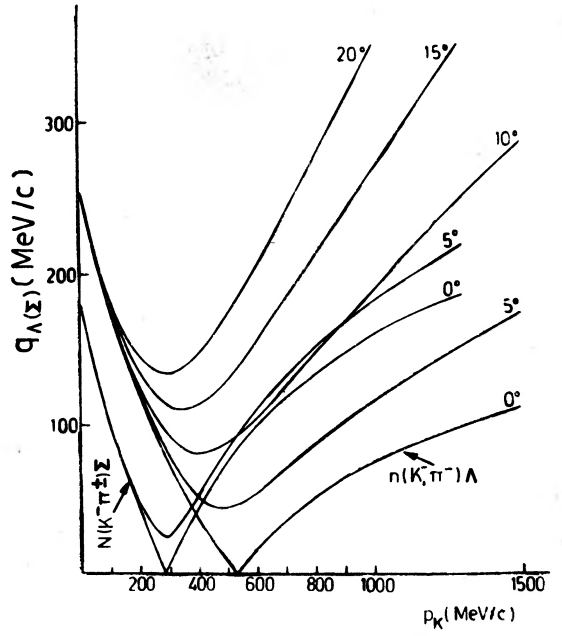


Rys. 2. Widmo pionów towarzyszących produkcji ${}^{11}_{\Lambda}B$ w reakcji $K^- + {}^{12}C \rightarrow \pi^- + p + {}^{11}_{\Lambda}B$

znajomości energii B_Λ hiperwęgla 12 w stanie podstawowym, energię wzbudzenia obserwowanego stanu można było ocenić jedynie w przybliżeniu na ok. 11 MeV. Energia ta odpowiadała wiązaniu hiperonu w powłoce p.

4. Pionowa spektroskopia hiperjąder

W 1963 r. Podgorecki [10] po raz pierwszy zwrócił uwagę na pewną osobliwość kinematyki dwuciałowej reakcji wymiany dziwności typu $n(K^-, \pi^-)\Lambda$, gdy pęd kaonu $p_K = 530$ MeV/c, a pion utrzymuje kierunek lotu mezonu K^-. W tych warunkach hiperonowi Λ nie zostaje przekazany żaden pęd ($q_\Lambda = 0$), a pion przejmuje cały pęd kaonu. O ile $300 < p_K < 1000$ MeV/c przekaz pędu nadal jest mały ($q_\Lambda < 75$ MeV/c), natomiast ze wzrostem kąta $\theta_{K\pi}$ wzrasta q_Λ, ale nawet dla $\theta_{K\pi} = 15°$ minimalny przekaz pędu, $q_\Lambda = 115$ MeV/c, uzyskuje się jeszcze dla pędu kaonu $p_K = 344$ MeV/c. Krzywe ilustrujące zmiany q_Λ wraz z p_K i $\theta_{K\pi}$ przedstawia rys. 3. Na ogół korzysta się z wiązek kaonów o pędzie p_K większym od tego, który gwarantuje minimum q_Λ, by w ten sposób uzyskać większe natężenie wiązki K^-. Podobne krzywe, podane również na rys. 3, uzyskuje się dla



Rys. 3. Przekaz pędu $q_{\Lambda(\Sigma)}$ do hiperonów Λ lub Σ w funkcji pędu p_K mezonu K^- i kąta $\theta_{K\pi}$ w reakcjach elementarnych $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ i $N(K^-, \pi^\pm)\Sigma$

analogicznej reakcji wymiany dziwności w przypadku hiperonów Σ: $N(K^-, \pi^\pm)\Sigma$, jednak minimum pędu przekazywanego hiperonowi Σ przypada tu dla mniejszych pędów kaonu. Chociaż kinematyka reakcji dwuciałowych zmienia się nieco, gdy tarczą jest jądro atomowe, tj. gdy nukleony są związane i uczestniczą w ruchu Fermiego, to jednak przy małych kątach $\theta_{K\pi}$ główne wnioski tyczące się niewielkiego przekazu pędu p_K do hiperonu z dużym przybliżeniem nadal pozostają w mocy.

Mały przekaz pędu q_Λ wskazuje, że niemal cały pęd kaonu przejmuje pion, a powstały hiperon może być łatwo uwięziony tworząc hiperjądro. Na tej drodze pojawia się możliwość dość obfitej produkcji stanów wzbudzonych hiperjąder.

Idea zastępowania neutronu przez hiperon Λ znalazła w latach sześćdziesiątych odbicie w wysuniętym przez Feshbacha, Kermana i Lipkina modelu dziwnych stanów analogowych [11—13] Takie stany miały właściwie reprezentować spójną superpozycję kolejnych przemian wszystkich neutronów w hiperon obecny w danym hiperjądrze. Jednak w 1974 r. Hüfner i wsp. [14] zwrócili uwagę, że ze względu na duże różnice między odpowiednimi poziomami w poszczególnych powłokach, można najwyżej mówić o stanach dziwnych analogowych w obrębie jednej powłoki czy nawet tylko jednej podpowłoki.

Od początku lat siedemdziesiątych zaczęto tworzyć intensywne wiązki mezonów K^-, co stwarzało perspektywy szybkiego rozwoju pionowej spektroskopii hiperjąder, dzięki której widmo stanów wzbudzonych hiperjąder mogło znaleźć odbicie w widmie energetycznym towarzyszących pionów.

Pierwsze eksperymenty podjęto około połowy lat siedemdziesiątych najpierw w CERN-ie, potem w Brookhaven i wreszcie w latach osiemdziesiątych w laboratorium KEK (Tokio) w Japonii.

Jeżeli przekaz pędu q_Λ jest mały (< 80 MeV/c), proces produkcji hiperonu Λ nazywamy bezodrzutowym, natomiast gdy pęd q_Λ jest porównywalny lub większy od pędu Fermiego, proces ten uważany jest za kwaziswobodny. W obu przypadkach hiperon zastępuje jeden z neutronów, a powstałe hiperjądro uzyskuje strukturę odpowiadającą sprzężeniu hiperonu z luką neutronową. W procesie bezodrzutowym najbardziej prawdopodobne jest lokowanie się hiperonu w tej samej powłoce, w której tworzy się luka neutronowa, natomiast przy produkcji kwaziswobodnej prawdopodobny staje się przeskok hiperonu do sąsiedniej powłoki czy też podpowłoki. Wprowadzono proste oznakowanie charakteryzujące konfigurację wynikającą z tworzonych sprzężeń. Na przykład $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ wskazuje na sprzężenie będące wynikiem procesu bezodrzutowego, podczas gdy konfiguracje $(1p_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ czy $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ odpowiadają procesom kwaziswobodnym.

Intensywność obserwowanych przejść w oczywisty sposób zależy od liczby neutronów w danej powłoce, stąd najbardziej powszechne jest tworzenie się luki neutronowej w podpowłoce $p_{3/2}$, czy w przypadku cięższych hiperjąder w innych powłokach obficie zapełnionych neutronami. Sprzężenie hiperonu z wybraną luką neutronową może prowadzić do paru stanów hiperjądrowych o różnych spinach i parzystościach. Np. w przypadku ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}(0^+)$ sprzężenie $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ mogłoby w zasadzie prowadzić do czterech różnych stanów o spinach i parzystościach 0^+, 1^+, 2^+ i 3^+, jednak stosunkowo proste rozważania teoretyczne wskazują, że naturalnymi stanami w tym przypadku mogą być jedynie 0^+ i 2^+ [15]. W istocie, jeśli w wychwycie $K^-_n \to \pi^- \Lambda$ odwrócenie spinu barionu jest bardzo mało prawdopodobne, to przekaz orbitalnego momentu pędu L pociąga za sobą zmianę parzystości o $(-1)^L$, co przy spinie i parzystości jądra wyjściowego, tak jak w węglu 12, równych 0^+, eliminuje stany 1^+ i 3^+. Podobnie sprzężenie $(1p_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ prowadzi jedynie do stanu 2^+, zaś sprzężenie $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ do stanu 1^-.

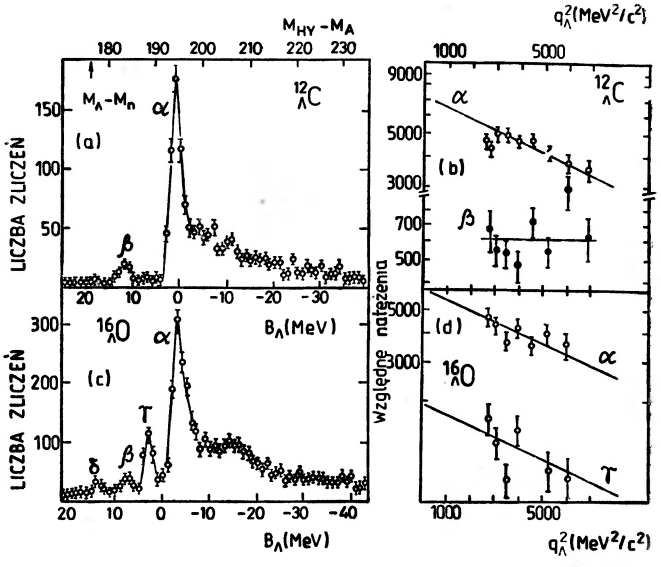
Do chwili obecnej eksperymenty z zakresu spektroskopii pionowej zostały już przeprowadzone z wieloma tarczami jądrowymi od litu aż do bizmutu [16].

5. Widmo stanów energetycznych ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$

Jądro ${}^{12}\mathrm{C}$ posiada neutrony w powłokach $s_{1/2}$ i $p_{3/2}$ i w zasadzie luki neutronowe można by tworzyć w obu tych powłokach, jednakże uwolnienie silnie związanego neutronu powłoki $s_{1/2}$ musi prowadzić do wysokiego wzbudzenia hiperjądra i można je na razie pominąć. Z drugiej strony powstający hiperon Λ lokuje się przede wszystkim w powłokach: $s_{1/2}$, $p_{3/2}$, $p_{1/2}$, co powinno prowadzić do tworzenia się czterech stanów ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$: podstawowego $1^-(s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ i trzech wzbudzonych: $0^+(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ i $2^+(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ oraz $2^+(p_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$.

W 1978 r. Brückner i wsp. [17] otrzymali widmo ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ korzystając z wiązki mezonów K^- o pędzie 715 MeV/c. Przedstawia je rys. 4a, na którym na osi odciętych podane są dwie skale. Jedna przedstawia Q — energię transformacji jądra, będącego w stanie podstawowym i mającego masę M_A w hiperjadro o masie M_{Hy}, tworzone w jednym z jego możliwych stanów — $Q = M_{Hy} - M_A = E_K^{\text{całk}} - E_\pi^{\text{całk}} - T_{Hy}^{\text{kin}}$, (w doświadczeniu [17] energia T nie przekraczała 0,4 MeV). Druga skala wskazuje energię wiązania B_Λ hiperonu

w poszczególnych stanach hiperjądra, dającą się bezpośrednio powiązać z energią Q. Dla identyfikacji mezonów K^- i π^-, wyznaczenia ich energii oraz geometrii poszczególnych torów użyto dwóch spektrometrów magnetycznych, które wraz z szeregiem wielodrutowych komór proporcjonalnych, liczników scyntylacyjnych i liczników Czerenkowa stanowiły dwa hodoskopy. Analizując poszczególne pary torów mezonów K^- i π^- akceptowano je jedynie wtedy, gdy odtworzona geometria wskazywała, że tory wybranej pary przecinały się w obrębie tarczy. Ostatecznie zdolność rozdzielcza całego zestawu wyniosła 1,3 MeV, w czym główną rolę odgrywały straty i rozrzut energii K i π w tarczy.



Rys. 4. a) i c): widma $^{12}_{\Lambda}C$ i $^{16}_{\Lambda}O$ z podaną konfiguracją poszczególnych stanów: α) $(1p_{3/2}, 1p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$, β) $(1s_{1/2}, 1p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$, γ) $(1p_{1/2}, 1p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$, δ) $(1s_{1/2}, 1p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$, $p_K = 715$ MeV/c, $\theta_{K\pi}$ bliskie 0°; b) i d): zmiana natężenia obserwowanych linii w zależności od wartości przekazywanego pędu q_Λ

Na rys. 4a widoczne są dwa maksima widma $^{12}_{\Lambda}C$, z których jedno, wyraźnie występujące przy $M_{Hy}-M_A = 194{,}5$ MeV/c, zostało przypisane stanowi $0^+(1p_{3/2}, 1p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$, $B_\Lambda \approx 0$ MeV, co odpowiada wzbudzeniu ok. 11 MeV. Drugie maksimum, $M_{Hy}-M_A = 183{,}5$ MeV, znacznie słabsze, przypisano stanowi podstawowemu $1^-(1s_{1/2}, 1p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$, $B_\Lambda \approx 11$ MeV. Rys. 4b ilustruje wpływ przekazu pędu q_Λ na natężenie obserwowanych maksimów, ukazując, że zasadnicze maksimum, wybitnie uwydatniające się przy kącie $\theta_{K\pi} \approx 0^0$, zanika ze wzrostem q_Λ, jak tego należało oczekiwać w przypadku produkcji bezodrzutowej. Maksimum słabsze, związane ze stanem podstawowym, nie wykazuje podobnych zmian zgodnie z kwaziswobodnym charakterem jego produkcji. Warto zauważyć, że spin i parzystość 1^-, wynikające z konfiguracji przypisanej stanowi podstawowemu $^{12}_{\Lambda}C$, są identyczne z danymi eksperymentalnymi uzyskanymi wcześniej techniką emulsyjną dla stanu podstawowego hiperjądra zwierciadlanego $^{12}_{\Lambda}B$ [3].

Niestety zaobserwowano nie cztery a jedynie dwa stany $^{12}_{\Lambda}C$, jednakże Dover i wsp. [15] zwrócili uwagę, że produkcja stanu $0^+(1p_{3/2}, 1p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ winna stać się zaniedbywalna

dla dużych kątów θ_{K_π} (dużych q_Λ), natomiast jej występowanie, mimo że jest wyraźnie słabsze, wskazuje, że może nakładać się tu produkcja dwóch stanów 2^+ o konfiguracjach $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ i $(1p_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ energetycznie nieodróżnialnych od stanu głównego 0^+ w granicach dokładności użytej techniki eksperymentalnej.

Chrien i wsp. [18], analizując w Brookhaven widmo $^{12}_{\Lambda}C$, również nie mogli oddzielić stanu 0^+ od stanu 2^+, ocenili jednak górną granicę ich odległości na 420 keV, zaś odległość obu stanów 2^+ uznano za nie większą od 820 keV. Technika licznikowa nie zapewnia dostatecznej zdolności rozdzielczej, by móc wyodrębnić te stany. W celu rozwiązania dyskutowanego tu problemu Dalitz, Davis i Tovee zdecydowali w 1986 r. [19, 20] wrócić do techniki emulsji jądrowych, gwarantującej szczególnie wysoką zdolność rozdzielczą. Skorzystano z materiałów Europejskiej Współpracy K^- z początku lat siedemdziesiątych ([8, 9] p. rozdz. 3 i rys. 2), tyczących się reakcji:

$$K^- + {}^{12}C \to {}^{12}_{\Lambda}C^* + \pi^-$$
$$\qquad\qquad\qquad \mapsto {}^{11}_{\Lambda}B + p.$$

Ówcześnie wykonana analiza tej reakcji wymiany dziwności w pierwszym rzędzie opierała się na identyfikacji hiperjądra $^{11}_{\Lambda}B$, przy czym brano wtedy pod uwagę jedynie rozpady mezonowe $^{11}_{\Lambda}B$, stanowiące nieduży procent wszystkich rozpadów tego hiperjądra. Autorzy obecnej pracy stwierdzili, że dla niemezonowych przypadków obserwuje się również wyraźne gromadzenie mezonów π dokładnie w tym samym przedziale energii, co dla mezonowych, a stosunek ogólnej ich liczby do liczby przypadków mezonowych zgadza się z przewidywaniem dla tego hiperjądra. Upoważniało to do włączenia przypadków niemezonowych do ogólnej statystyki, która w ten sposób została wybitnie wzbogacona. Z tak uzyskanego widma udało się wyodrębnić metodą najlepszego dopasowania nie mniej niż trzy różnej szerokości maksima o rozkładzie Breita-Wignera. Maksimum odpowiadające najwyższemu wzbudzeniu hiperjądra przy $B_\Lambda = (0{,}14 \pm 0{,}05)$ MeV było bardzo wąskie, dwa pozostałe przy $B_\Lambda = 0{,}17$ MeV i 0,92 MeV znacznie szersze. Okazało się zatem, że we wszystkich trzech stanach hiperon Λ jest związany, choć wszystkie one są nietrwałe ze względu na emisję protonu, tj wobec rozpadu $^{12}_{\Lambda}C^* \to {}^{11}_{\Lambda}B\,(5/2) + p$. Rozpad ten ze stanu $^{12}_{\Lambda}C^*(0^+)$ może zachodzić jedynie przez falę d, co wyraźnie go ogranicza, natomiast ze stanów $^{12}_{\Lambda}C^*(2^+)$ przez falę s, dającą tym rozpadom oczywiste uprzywilejowanie wraz z jednoczesnym rozmyciem tych stanów. Wykazano zatem, że wąski stan położony najwyżej odpowiada konfiguracji $0^+(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$, zaś szerokie, niżej położone stany — konfiguracjom: $2^+(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ oraz $2^+(1p_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$. Z podanej konfiguracji tych stanów wynika, że sprzężenie spinu z momentem orbitalnym hiperonu Λ w stanie p prowadzi do rozszczepienia energetycznego stanów $p_{3/2}$ i $p_{1/2}$ hiperonu Λ wynoszącego $(0{,}75 + 0{,}04)$ MeV, a zatem znacznie słabszego, niż w przypadku nukleonu, dla którego sięga ono 6 MeV.

6. Widmo energii $^{16}_{\Lambda}O$ i oddziaływanie spin-orbita hiperonu Λ

Pierwszą wskazówkę o słabym sprzężeniu spinu hiperonu Λ z jego momentem orbitalnym uzyskano już w 1978 r. dzięki analizie widma $^{16}_{\Lambda}0$ [17]. Ponieważ jądro $^{16}0$ posiada neutrony w obu zapełnionych podpowłokach $p_{3/2}$ i $p_{1/2}$, należało się spodziewać

bardziej rozbudowanej struktury widma związanego z wchodzeniem hiperonu Λ w luki neutronowe, tworzone w tych podpowłokach. W istocie widmo to, przedstawione na rys. 4c obok widma ${}^{12}_{\Lambda}C$ (rys. 4a), zawiera cztery wyraźne linie, odpowiadające czterem różnym energiom B_Λ: −3,5 MeV, 2,5 MeV, 7 MeV i 13 MeV. Niestety wszystkie podane tu wartości B_Λ obarczone są błędem rzędu dziesiątych części MeV. Dane tyczące się tego widma zestawione zostały w tab. 1. Odnosząc to widmo do skali energii transformacji, $Q = M_{Hy} - M_\Lambda$, dostrzegamy, że linie 1) i 3) tak pod względem położenia, jak i natę-

Tabela 1. Widmo stanów wzbudzonych ${}^{16}_{\Lambda}O$ [17]

	B_Λ (MeV]	Konfiguracja stanu	Spin i parzystość	Produkcja	ΔB_Λ [MeV]
1	−3,5	$(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$	0^+	bezodrzutowa	~6 MeV
2	2,5	$(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$	0^+	,,	
3	7	$(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$	1^-	kwaziswobodna	~6 MeV
4	13	$(1s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$	1^-	,,	

żenia w pełni odpowiadają dwu uprzednio zidentyfikowanym liniom ${}^{12}_{\Lambda}C$, co wyraźnie widać z zestawienia obu rysunków 4a i 4c. W ten sposób pierwszą linię ${}^{16}_{\Lambda}O$ (B_Λ = = −3,5 MeV) powiązano ze stanem 0^+ o konfiguracji $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$, zaś trzecią linię ($B_\Lambda = 7$ MeV) ze stanem $1^-(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$, natomiast pozostałe linie — drugą (B_Λ = = 2,5 MeV) i czwartą ($B_\Lambda = 13$ MeV) przypisano odpowiednio stanom: $0^+(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ i $1^-(1s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$. Te konfiguracje potwierdza zaobserwowany spadek natężeń dwu pierwszych linii przy wzroście przekazu pędu q_Λ (rys. 4d). Pierwszy stan, jako jedyny, odpowiada nietrwałemu związaniu hiperonu $\Lambda(B_\Lambda < 0)$, natomiast czwarty stan jest już stanem podstawowym ${}^{16}_{\Lambda}O$.

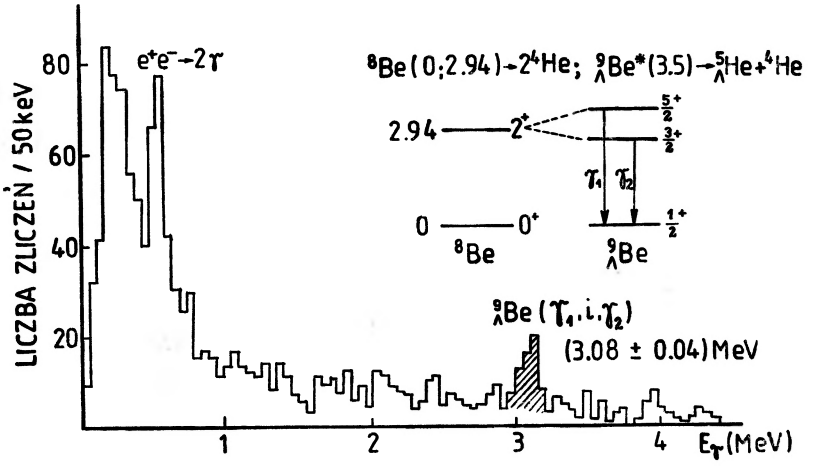
Różnica energii wiązania B_Λ stanów $1^-(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ i $1^-(1s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ wynosi ok. 6 MeV, co znajduje bezpośrednie wytłumaczenie w rozszczepieniu luk neutronowych w stanach $1p_{3/2}$ i $1p_{1/2}$ jądra ${}^{15}O$, wynoszącym 6,1 MeV. Natomiast różnica tego samego rzędu między stanami $O^+(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ i $O^+(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ wskazuje, że przy podobnym rozszczepieniu luk neutronowych, rozszczepienie stanów $p_{1/2}$ i $p_{3/2}$ hiperonu Λ musi być bardzo małe. Przy małej zdolności rozdzielczej techniki licznikowej można by pozornie wnioskować, że tego rozszczepienia w ogóle nie ma, a hiperon Λ zachowuje się w jądrze jak bezspinowy neutron.

Podobne wnioski uzyskano z analizy widm ${}^{32}_{\Lambda}S$ i ${}^{40}_{\Lambda}Ca$ dla sprzężenia spinu z momentem orbitalnym hiperonu Λ w stanie d [21a].

Innym bezpośrednim potwierdzeniem tego wyniku było stwierdzenie, że różnica w energii stanów $(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ i $(1p_{3/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ hiperjądra ${}^{13}_{\Lambda}C$ jest bardzo mała, oceniana na zaledwie (0,36±0,30) MeV. W tym przypadku hiperon Λ będąc w stanie $p_{1/2}$ czy $p_{3/2}$ jest sprzężony z rdzeniem ${}^{12}C$ w stanie podstawowym [22]. Niezależnie w tej samej pracy obserwowano stany ${}^{13}_{\Lambda}C$ związane z wzbudzeniem rdzenia ${}^{12}C^*(4,4)$, gdy sam hiperon znajduje się w stanie $s_{1/2}$ lub p.

Niewątpliwie dalszy postęp spektroskopii hiperjądrowej, w szczególności jeśli chodzi o precyzję pomiarów, może być osiągnięty przy jednoczesnej rejestracji widm pionów

i fotonów gamma. Pierwszą próbę takiego eksperymentu z potrójną koincydencją (K^-, π^- i γ) podjęto w Brookhaven w 1983 r. [23]. Korzystano w nim z wiązki mezonów K^- o pędzie 820 MeV/c, oddziałującej z jądrami ^{7}Li i ^{9}Be. Poszczególnym stanom hiperjąder odpowiadają różne energie pionów towarzyszących im w produkcji. Zakres najwyższych energii odpowiada stanowi podstawowemu z hiperonem Λ związanym w powłoce s oraz stanom wzbudzonym, trwałym ze względu na emisję barionu. Zakres mniejszych energii pionów może odpowiadać stanom hiperjądrowym silniej wzbudzonym rozpadającym się

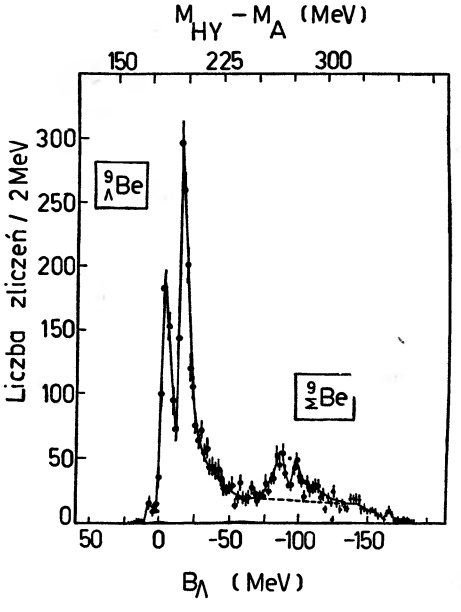


Rys. 5. Linia E_γ = (3,08±0,04) MeV w widmie $^9_\Lambda$Be* odpowiadająca wzbudzeniu rdzenia jądrowego ^{8}Be*(2,94). Widmo uzyskane w koincydencji (K^-, γ, π^-). Obszar wzbudzenia $^9_\Lambda$Be, znakowany przez π^-, nie przekracza 6 MeV, p_K = 820 MeV/c

przez emisję nukleonu bądź hiperonu Λ. Wybierając odpowiednie zakresy energii pionu autorzy mogli znakować obserwowane stany hiperjądrowe. Koincydencja (K^-, π^-, γ) z pionem z najniższego przedziału wzbudzenia ($E^* < 6$MeV) umożliwiła wykrycie stanu (2,03±0,02) MeV w przypadku $^7_\Lambda$Li oraz stanu (3,08±0,04) MeV w przypadku $^9_\Lambda$Be (rys. 5). Odpowiadały im wzbudzenia rdzeni tych hiperjąder ^{6}Li* 3$^+$(2,18 MeV) i ^{9}Be* 2$^+$(2,94 MeV). Odpowiednie poziomy hiperjądrowe winny być dubletami, jednak obserwowane linie γ były pojedyńcze, a wobec ograniczonej zdolności rozdzielczej nie większej niż 120 keV nie można było stwierdzić, czy są one nie rozszczepionymi dubletami. W każdym razie w tej pracy oszacowano, że w badanym hiperjądrze rozszczepienie poziomów związane z oddziaływaniem spinu Λ z momentem orbitalnym wydaje się niezbyt różne od 100 keV. Poza tym warto zaznaczyć, że koincydencje z pionami odpowiadającymi silnemu wzbudzeniu $^7_\Lambda$Li, prowadzącemu już do emisji nukleonów i tworzeniu się lżejszych hiperjąder wskazały na obecność linii γ o energii 1,11 MeV, będącej nie rozszczepioną parą linii $^4_\Lambda$H (1,04) i $^4_\Lambda$He (1,15) obserwowanych przez Bedjidiana i wsp. [7a] (p. rozdz. 2).

7. Rezonans hiperjąder Σ

W końcu lat siedemdziesiątych zespół Heidelberg-Saclay, badając w CERN-ie oddziaływania mezonów K^- z jądrami berylu, zaobserwował, obok dobrze już znanych stanów hiperjąder Λ, również w miarę ostre maksima przy energiach wzbudzenia wyższych o ok. 80 MeV, liczonych w tej samej skali [21b]. Pojawienie się tych maksimów, przesuniętych o energię odpowiadającą różnicy mas hiperonów Λ i Σ, w naturalny sposób sugerowało tworzenie się hiperjąder zawierających hiperony Σ zamiast Λ (rys. 6). Odkrycie to przyjęto



Rys. 6. Widma ${}^{9}_{\Lambda}$Be oraz ${}^{9}_{\Sigma}$Be, uzyskane jednocześnie w reakcji (K^-, π^-), $p_K = 715$ MeV/c, $q_\Lambda = 50$ MeV/c, $q_\Sigma = 125$ MeV/c

z dużym zdziwieniem, ponieważ hiperony Σ oddziałujące z nukleonami winny ulegać szybkim reakcjom egzotermicznym, zamieniającym je w hiperony Λ. Spodziewano się, że w wyniku tych procesów stany hiperjądrowe Σ powinny być skrajnie krótkożyciowe, o szerokości naturalnej nie mniejszej niż 20 MeV, powodującej niemożność wyodrębnienia ich z ogólnego tła.

Istnieją trzy elementarne reakcje, w których mezony K^-, oddziałujące z nukleonami, produkują hiperony Σ wraz z mezonami naładowanymi:

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ \tag{1}$$

$$K^- + n \rightarrow \Sigma^0 + \pi^- \tag{2}$$

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- . \tag{3}$$

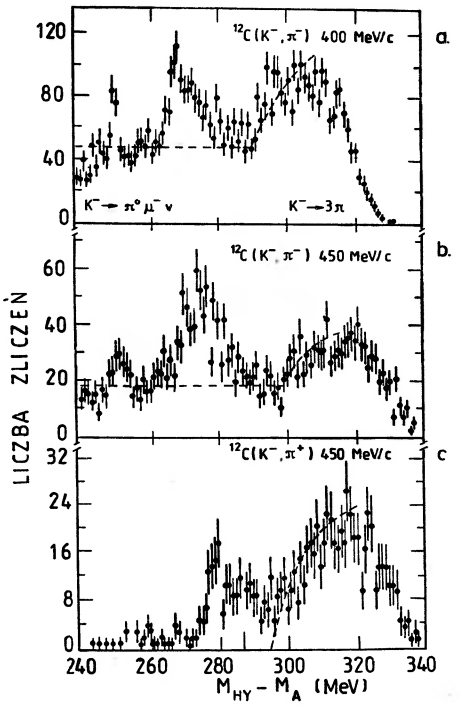
Bardzo podobna kinematyka tych trzech reakcji jest przedstawiona wspólnie na rys. 3, natomiast odpowiadające tym reakcjom elementarnym przekroje czynne różnią się znacz-

nie między sobą, przy czym każdy inaczej zależy od pędu oddziałującego mezonu K^-. Najmniejszy przekaz pędu q, prowadzący do maksymalnej bezodrzutowej produkcji hiperjąder Σ, występuje dla znacznie niższego, niż w przypadku Λ, pędu K^-, wynoszącego zaledwie 270 MeV/c. W tej sytuacji należałoby korzystać raczej z wiązki mezonów K^- o znacznie niższych pędach, to jednak z reguły obniżałoby ich natężenie, niezależnie od zwiększenia liczby ich spontanicznych rozpadów przed wystąpieniem właściwego oddziaływania. Prace w tym zakresie podjęto wkrótce we wszystkich ośrodkach badań hiperjądrowych, tj. w CERN-ie, Brookhaven i KEK w Japonii. Wykazały one, że stany hiperjądrowe Σ zaznaczają swą obecność w widmach uzyskiwanych dla obu reakcji (K^-, π^+) i (K^-, π^-), przy czym badania te prowadzono dla kilku lekkich tarcz jądrowych, w tym dla ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{12}C i ^{16}O [24—27].

Przede wszystkim zauważono wyraźne podobieństwa widm hiperjądrowych Σ i Λ (np. rys. 6), co przez analogię ułatwiało przyporządkowanie niektórym liniom hiperjąder Σ właściwej konfiguracji stanów z nimi związanych. W szczególności było to pomocne przy wskazaniu linii odpowiadającej bezodrzutowej produkcji hiperjądra Σ. Mając nauwadze pewne przesunięcie obserwowanych widm w skali energii wiązania hiperonu, można było wnioskować, że energia oddziaływania hiperonu Σ z rdzeniem jądrowym jest mniejsza niż dla Λ. Średni potencjał centralny odpowiadający temu oddziaływaniu jest zatem płytszy niż w przypadku hiperonu Λ. Na razie nie zidentyfikowano żadnego stanu podstawowego hiperjądra Σ, mającego, np. konfigurację $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Sigma N}$. Energia wiązania B_Σ w tych stanach jest zapewne dodatnia, natomiast nie jest jasne czy niemożność ich wykrycia jest wynikiem zbyt małej statystyki, zakłóceń widma w tym obszarze, czy jest związana z efektem fizycznym.

Zespół Heidelberg-Saclay podjął w CERN-ie badania stanów hiperjądrowych Σ, tworzonych w reakcjach (K^-, π^+) i (K^-, π^-) z tarczą ^{12}C [24a]. Widma uzyskiwano dla kątów $\theta_{K\pi}$ bliskich 0°. Sprzężenie hiperonu Σ o izospinie $I = 1$ z luką nukleonową rdzenia jądrowego o izospinie $I = 1/2$ może prowadzić do stanów hiperjądrowych o dwu wartościach izospinu $I = 1/2$ i 3/2, co niewątpliwie komplikuje interpretację obserwowanych widm. W rekacji elementarnej (K^-, π^+), zgodnie ze schematem (1), produkowany jest hiperon Σ^- i hiperjądro $^{12}_{\Sigma}$Be: ^{12}C(K^-, π^+) $^{12}_{\Sigma}$Be. Uzyskane widmo podane jest na rys. 7c. Wyraźnie widoczne maksimum zostało przypisane konfiguracjom: 0^+, $2^+(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Sigma n}$. Ponieważ $^{12}_{\Sigma}$Be tworzy się ze złożenia ^{11}B i Σ^-, stąd obserwowanemu stanowi można było przypisać wartości izospinu $I_z = -3/2$ oraz $I = 3/2$. Położenie maksimum w skali energii wzbudzenia wypadło przy $Q = M_{Hy} - M_A = 279$ MeV, energię wiązania B_Σ oceniono na -3 MeV, a szerokość maksimum na $(4\pm)$ MeV. Analogicznym stanom $^{12}_{\Lambda}$C 0^+, $2^+(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ odpowiada dodatnia wartość B_Λ, choć bardzo bliska zera.

Natomiast analiza reakcji ^{12}C$(K^-, \pi^-)^{12}_{\Sigma}$C nie była w pełni jednoznaczna. Zgodnie ze schematem (2) czy (3) $^{12}_{\Sigma}$C tworzy się ze złożenia ^{11}C i Σ^0, lub ^{11}B i Σ^+. Składowa I_z izospinu równa jest $+1/2$, jednak I może w zasadzie przyjąć wartości 3/2 lub 1/2. Korzystając z danych dotyczących zależności przekroju czynnego na produkcję Σ^0 i Σ^+ od pędu mezonu K^- w procesach elementarnych, można było oczekiwać, że przy pędzie $p_K = 400$ MeV/c, wyraźnie dominuje produkcja hiperonu Σ^+, natomiast gdy $p_K = 450$ MeV/c, produkcje obu hiperonów są porównywalne. Rys. 7a wskazuje, że w pierwszym przypadku występuje istotnie jedno maksimum dla $Q = 270$ MeV, natomiast w drugim przypa-

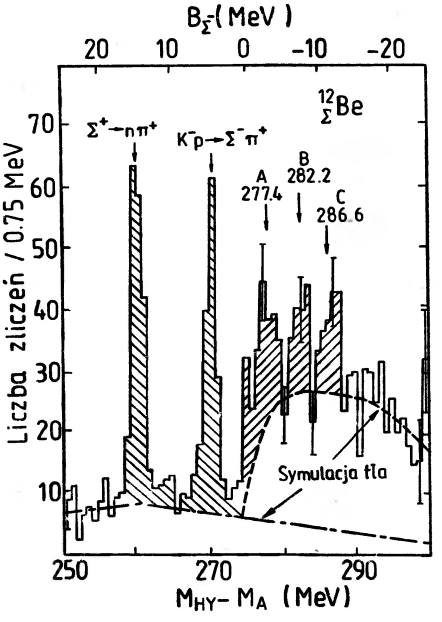


Rys. 7a) i b) Widma $^{12}_{\Sigma}C$ uzyskane z tarczy węglowej dla różnych pędów p_K, c) Widmo $^{12}_{\Sigma}Be$ otrzymane w reakcji (K^-, π^+)

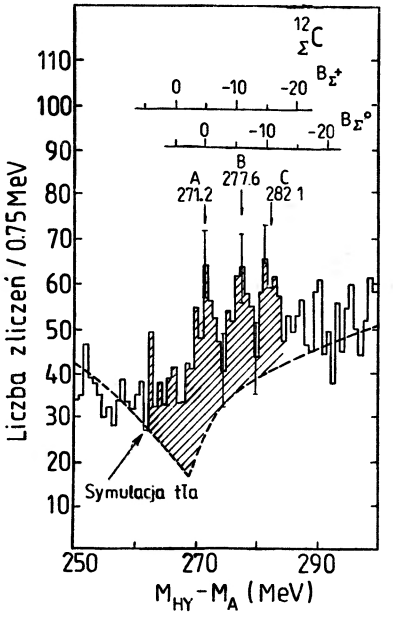
dku (rys. 7b), poza tym samym maksimum pojawia się jak gdyby drugie maksimum w okolicy $Q = 275$ MeV. Czy zatem są to czyste stany ładunkowe, a związane hiperony Σ^+ i Σ^0 zachowują swą identyczność w hiperjądrze? Jeśli jednak oddziaływanie hiperonu z rdzeniem jest dostatecznie silne, oba obserwowane stany mogą reprezentować liniową kombinację stanów ładunkowych, a izospin staje się lepszą liczbą kwantową i zostaje zachowany. Rachunki Dovera i wsp. [25] wskazały, że izospin jest lepszą podstawą do opisu obserwowanych stanów, choć sprawę tę należy nadal uważać za otwartą. Warto poza tym podkreślić, że dane o produkcji Σ^0 i Σ^+ w reakcjach elementarnych nie są zbyt dokładne.

Pewnym zaskoczeniem był wynik eksperymentu wykonanego w ośrodku KEK w Japonii w połowie lat osiemdziesiątych, w którym mezony K^- zatrzymywały się w tarczy zawierającej węgiel: $(CH)_n$. Na tej drodze uzyskano nowe dane o stanach hiperjądrowych Σ w reakcjach (K^-, π^+) i (K^-, π^-) [26, 27].

Dla zredukowania tła obok koincydencji (K^-, π^+) stosowano wykrywanie mezonu π^0, wskazującego na obecność hiperonu Σ^- jako jedynego źródła tych mezonów. W istocie konwersja $\Sigma^- p \to \Lambda n$, a następnie rozpad $\Lambda \to n + \pi^0$ stają się ich źródłem. Ta metoda redukcji tła zyskała nazwę znakowania badanych przypadków przez π^0(π^0-tagging). Nieco inne znakowanie zastosowano w przypadku drugiej reakcji (K^-, π^-), gdzie warunkiem rejestracji przypadku był brak wysokoenergetycznego protonu. Ograniczenie energii



Rys. 8. Widmo $^{12}_{\Sigma^-}$Be. Wychwyt K^- w spoczynku w reakcji $^{12}C(K^-, \pi^+)^{12}_{\Sigma^-}$Be. Zidentyfikowane linie hiperjądrowe Σ: *A*, *B*, *C*. Pochodzenie pozostałych linii nie hiperjądrowych podano na rysunku. Przypadki znakowane obecnością π^0, pochodzącego z konwersji Σ^-



Rys. 9. Widmo $^{12}_{\Sigma}$C. Wychwyt K^- w spoczynku w reakcji $^{12}C(K^-, \pi^-)^{12}_{\Sigma}$C. Linie hiperjądrowe Σ: *A*, *B*, *C*. Przypadki znakowane brakiem wysokoenergetycznych protonów (powyżej 4,2 MeV)

protonu wyodrębniało hiperon Σ^0 (w konkretnym eksperymencie było to "weto" dla energii $Ep > 4{,}2$ MeV). Znakowanie wyodrębniające Σ^0 nie przesądza jednak sprawy, czy obserwowany stan jest czystym stanem ładunkowym Σ^0 [25].

Ostatecznie rys. 8 i 9 ukazują widma uzyskane w KEK w reakcjach (K^-, π^+) i (K^-, π^-) dla mezonów K^- oddziałujących w spoczynku z ^{12}C, a tab. 2 i 3 wyniki ich analizy.

Z tab. 2, w której podane są stany najlepiej zidentyfikowane, wynika, że różnica między energią wiązania hiperonu Σ^- w powłokach $p_{3/2}$ i $p_{1/2}$ wynosi 5 MeV, czyli w ten sposób w zestawieniu z nukleonem byłaby niższa zaledwie o 20%. Zespół fizyków z Heidelbergu

Tabela 2. Stany hiperjądrowe obserwowane w reakcji $^{12}C(K^-, \pi^+)^{12}_{\Sigma}Be$ [27]

	$M_{Hy}-M_A$ [MeV]	Szerokość [MeV]	Konfiguracja główna
A	277,4±0,4	6±0,5	0^+, $2^+(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Sigma^- p}$
B	282,2±0,4	4±0,5	$2^+(1p_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Sigma^- p}+\ldots$
C	286,6±0,4	4±0,5	$2^+(1p_{1/2}, 1p_{3/2}^{*-1})_{\Sigma^- p}+\ldots$

W trzeciej kolumnie przedstawiono główne konfiguracje, na które mogą nakładać się inne, jeśli obserwowane stany są złożone. $p_{3/2}^{*-1}$ oznacza, że stan związany jest z luką wzbudzonego rdzenia $^{11}B^*(5,0)3/2^-$, jednocześnie drugi ze stanów (B) może być mieszanką z bezodrzutowym stanem związanym z tą samą luką.

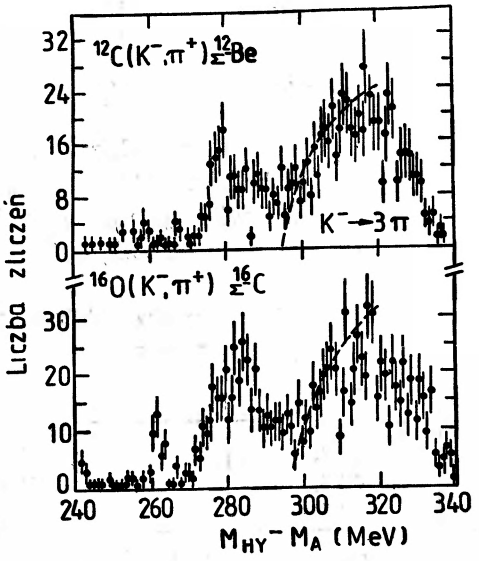
Tabela 3. Stany hiperjądrowe Σ^0/Σ^+ obserwowane w reakcji $^{12}C(K^-, \pi^-)^{12}_{\Sigma}C$ [27]

	$M_{Hy}-M_A$ [MeV]	Szerokość [MeV]	Konfiguracja główna
A	271,2±0,4	6±0,5	0^+, $2^+(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Sigma N}$
B	277,6±0,4	4±0,5	$2^+(1p_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Sigma N}$
C	282,1±0,4	4±0,5	? $(1p_{1/2}, 1p_{3/2}^{*-1})_{\Sigma N}$

$p_{3/2}^{*-1}$ oznacza stan związany z luką wzbudzonego rdzenia hiperjądrowego $^{11}B^*(5,0)3/2^-$ lub $^{11}C^*(4,8)3/2^-$.

i Saclay próbował wyznaczyć tę różnicę w inny sposób [24b], podobnie jak to miało miejsce dla stanów hiperjądrowych Λ [17]. Zestawiono ze sobą widma uzyskane w reakcjach $^{12}C(K^-, \pi^+)^{12}_{\Sigma}Be$ i $^{16}O(K^-, \pi^+)^{16}_{\Sigma}C$. W pierwszym widmie stwierdzono już wcześniej występowanie maksimum przy $M_{Hy}-M_A = 279$ MeV, natomiast w drugim przy (277,5±1) MeV oraz (284±1) MeV (rys. 10). Linię 277,5 MeV $^{16}_{\Sigma}C$ uznano za odpowiadającą linii 279 MeV $^{12}_{\Sigma}Be$, a występująca różnica miała znaleźć wytłumaczenie w poprawce kulombowskiej. W ten sposób linii 277,5 MeV przypisano konfigurację $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Sigma-p}$ natomiast linii 284 MeV konfigurację $(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Sigma-p}$. Wskazywałoby to, że dublet spinowo-orbitalny Σ w $^{16}_{\Sigma}C$ jest odwrócony w porównaniu do analogicznego dubletu dla nukleonu i przy odległości składowych ok. 6 MeV, tj. tak jak w przypadku nukleonu, rozszczepienie spin-orbita dla Σ w stanie p byłoby dwa razy większe niż dla nukleonu. Ta interpretacja sprzeczna jest z wynikami grupy z KEK, może jednak budzić wątpliwości ze względu na niezbyt wyraźne występowanie drugiego maksimum w widmie hiperjądra $^{16}_{\Sigma}C$ i stąd niepewne przyporządkowanie konfiguracji tego stanu [28].

Różnice w sprzężeniu spin-orbita dla poszczególnych barionów dały impuls do podjęcia



Rys. 10. Widma $^{12}_{\Sigma^-}$Be i $^{16}_{\Sigma^-}$C uzyskane dla $p_K = 450$ MeV/c w reakcjach (K^-, π^+), wskazujące (?) na bardzo silne sprzężenie spin-orbita hiperonu Σ i odwrócenie (?) związanego z nim dubletu

prób ich wyjaśnienia tak w oparciu o modele wymiany bozonów jak i przy zastosowaniu addytywnego modelu kwarków. Zanim uzyskano pierwsze dane spektroskopowe hiperjąder Σ, Pirner [31] próbował wyjaśnić te różnice, obserwowane na razie w hiperjądrach Λ, na poziomie oddziaływań kwarków i gluonów. Według niego mogłoby to być związane z krótkim zasięgiem oddziaływań kwarków niedziwnych poprzez wymianę kwark-gluon między barionami walencyjnymi i nukleonami rdzenia. W przypadku hiperonu Λ niedziwny dikwark posiada spin i izospin równe 0, natomiast niedziwny dikwark wchodzący w skład hiperonu Σ ma spin i izospin równe 1. Pirner dochodzi do wniosku, że potencjał oddziaływania spin-orbita dla Λ winien być w zasadzie 0, a dla Σ przewidywał potencjał nawet silniejszy niż dla nukleonu. W nowszych pracach [32] przy innych założeniach uzyskano, że potencjał spin-orbita jest raczej słabszy niż w przypadku nukleonu.

Na pewną uwagę zasługuje praca wykonana w Brookhaven przez Piekarza i wsp. [29], w której badano reakcję ^{6}Li$(K^-, \pi^+)_{\Sigma}{}^6$H. W widmie $_{\Sigma}{}^6$H zaobserwowano dwa maksima, jedno rozmyte, drugie dość wąskie przy wyższej energii. Porównując je z widmem $^6_{\Lambda}$Li [16] uznano, że można przypisać im odpowiednio konfiguracje $(1p, 1p^{-1})_{\Sigma p}$ oraz $(1s, 1s^{-1})_{\Sigma p}$. Natomiast nie zaobserwowano stanu podstawowego z hiperonem Σ w stanie s i luką protonową w stanie p. O ile dane te i ich interpretacja znajdą potwierdzenie, czy też będą uzupełnione, to ze względu na prostotę budowy $^6_{\Sigma}$H złożonego z ^{5}He i Σ^-, mogłoby to pomóc w rozwikłaniu przyczyn powodujących tak duże zwężenie stanów obserwowanych na tle kontinuum (patrz jednak [28]).

Na ostatnim międzynarodowym sympozjum na temat fizyki hiperjądrowej zorganizowanym w Legnaro (Włochy) we wrześniu 1988 r. Hayano w imieniu zespołu z ośrodka KEK podał informację o odkryciu pierwszego stanu związanego hiperjądra Σ [30]. Wobec dotychczasowych niepowodzeń autorzy zdecydowali się szukać tych stanów w możliwie

lekkim hiperjądrze. Jako tarczy użyto ciekłego helu, a wiązka K^- oddziaływała w spoczynku. W reakcji $^4\mathrm{He}(K^-, \pi^-)^4_\Sigma\mathrm{He}$, na skrzydle dość szerokiego maksimum należącego do tła zaobserwowano słabe dodatkowe maksimum, które można było przypisać jedynie stanowi podstawowemu $^4_\Sigma$He. Energia wiązania $B_\Sigma = 3{,}2$ MeV, o ile hiperjądro uważać za złożone z $(^3\mathrm{H}+\Sigma^+)$. Natomiast energia ta byłaby nieco większa, gdyby je rozpatrywać jako $(^3\mathrm{He}+\Sigma^0)$. Zaobserwowany stan nadal jest wąski, poniżej 5 MeV. Natomiast nie wykryto żadnego maksimum w reakcji $^4\mathrm{He}(K^-, \pi^+)^4_{\Sigma n}$. Wydaje się, że ten interesujący wynik należałoby jednak poprzeć większą statystyką przy zredukowanym tle i upewnić się, że obserwowane maksimum jest właściwie zinterpretowane, szczególnie że energia wiązania Σ wydaje się zbyt duża.

Reasumując wyniki badań stanów hiperjądrowych Σ można przedstawić kilka ogólniejszych uwag:

1) Należy uznać za niewątpliwe wykrycie stanów wzbudzonych hiperjąder Σ na tle energetycznego kontinuum.

2) Uderzające są podobieństwa widm hiperjądrowych Λ i Σ, a w szczególności podobna szerokość stanów obserwowanych na tle kontinuum, mimo że w przypadku hiperjąder Σ szerokość tych stanów jest sumą dwóch składników, jednego związanego z konwersją $\Sigma \to \Lambda$, a drugiego z ucieczką hiperonu.

3) Z pewnością wielu spośród obserwowanych stanów przypisano prawidłową konfigurację, jednak w niektórych przypadkach można sądzić, że jest ona oparta na być może wątpliwych przesłankach. Rażącym tego przykładem jest zupełna niezgodność niektórych wniosków tyczących się rozszczepienia stanu $p_{1/2}$ i stanu $p_{3/2}$ związanego ze sprzężeniem spinu Σ z jego momentem orbitalnym. Jedynym niewątpliwym faktem jest to, że takie sprzężenie dla hiperonu Λ jest bardzo słabe, natomiast dla hiperonu Σ jest ono porównywalne z tym co obserwujemy dla nukleonu, lub nawet większe. Wydaje się, że wyjaśnienia występujących różnic w sprzężeniu spin-orbita dla N, Λ i Σ należy szukać raczej na poziomie oddziaływań kwarków i gluonów [31, 32], co mogłoby być związane z zasięgiem sił zależnych od spinu i momentu orbitalnego.

4) Brak danych na temat stanów związanych mógłby sugerować, że hamowanie procesu konwersji $\Sigma N \to \Lambda N$ może być częściowo związane z faktem, że we wszystkich ustalonych stanach rezonansowych hiperon Σ znajduje się w obszarze o zmniejszonej gęstości materii jądrowej [33]. Rozważana była również możliwość osłabienia oddziaływania ΣN w otoczeniu materii jądrowej i w konsekwencji redukcji konwersji $\Sigma N \to \Lambda N$ [34].

8. Uwagi końcowe

Obecny artykuł jest czwartym i ostatnim z cyklu artykułów związanych z fizyką hiperjąder. Zaczynając od ich odkrycia dokonanego w Warszawie w 1952 r. przedstawiono w nim pierwsze kroki stawiane przy badaniu pojedyńczych przypadków hiperjąder obserwowanych w emulsji fotograficznej, a następnie bardzo intensywny rozwój tych badań w ramach szeroko rozwiniętej zespołowej współpracy międzynarodowej. Można powiedzieć, że technika jądrowych emulsji fotograficznych umożliwiła zbadanie wszystkich najważniejszych własności lekkich hiperjąder w stanie podstawowym. Uzyskano w ten

sposób pierwsze informacje o oddziaływaniach hiperonów Λ z nukleonami. Odkryto hiperjądro zawierające dwa hiperony Λ, rozszerzając w ten sposób zakres wiadomości o oddziaływaniu wzajemnym dwóch hiperonów Λ. Stosując technikę emulsyjną udało się zaobserwować ciężkie hiperjądra, chociaż żadnego z nich nie można było jednoznacznie zidentyfikować.

Tak jak w fizyce jądrowej po 30 latach podjęto systematyczne badania stanów wzbudzonych jąder atomowych, tak w fizyce hiperjąder stało się to z początkiem lat siedemdziesiątych. Jednocześnie zmieniła się technika tych badań, chociaż pierwsze stany wzbudzone wykryto jeszcze w emulsji jądrowej. Podjęcie wytwarzania intensywnych wiązek mezonów K^- produkujących hiperjądra umożliwiło zastosowanie techniki licznikowej i przejście od analizy pojedyńczych przypadków do gromadzenia dużych statystyk obejmujących z góry zaplanowane przypadki. Lata siedemdziesiąte to ogromny postęp w badaniach stanów wzbudzonych hiperjąder zawierających hiperony Λ. Rozpoczęto je od badań emisji fotonów γ, a następnie skupiono uwagę głównie na stanach rezonansowych, obserwowanych na tle kontinuum. Uzyskano widma stanów wzbudzonych szeregu hiperjąder, znajdujące swe odbicie w obserwowanych widmach mezonów π^-, towarzyszących produkowanym hiperjądrom i badanych bezpośrednio przy wiązce. W ten sposób poznano dużą różnorodność struktur wzbudzonych hiperjąder i ustalono ich konfiguracje w stanie wzbudzenia. Największym jednak sukcesem było stwierdzenie słabego sprzężenia spinu hiperonu Λ z jego momentem orbitalnym. Lata osiemdziesiąte to z kolei odkrycie stanów hiperjąder Σ o czasach życia dłuższych od oczekiwanych. Wszystkie osobliwości tych stanów przedstawione zostały w tym artykule zamykającym cały cykl.

Kończąc to podsumowanie należy postawić pytanie dotyczące przynajmniej najbliższej przyszłości fizyki hiperjąder.

Niewątpliwie większość obecnych wątpliwości dotyczących widm hiperjądrowych Σ zostanie wyjaśniona przy zastosowaniu lepszych spektrometrów i jeszcze lepszego ograniczania tła.

Jest duża nadzieja na ukierunkowanie badań na ciężkie hiperjądra ze szczególnie dużą energią wiązania hiperonu Λ. Mogą one dostarczyć wielu nowych informacji.

Już obecnie podejmowane są prace nad zastosowaniem ciężkich jonów relatywistycznych do produkcji hiperjąder. To może pomóc w wyznaczaniu czasu życia hiperjąder cięższych od tych, które dokładnie zbadano w emulsjach fotograficznych oraz usunąć pewne niejasności w tym zakresie.

Trzeba zawsze pamiętać, że hiperony, związane w jądrach atomowych, grają rolę barionów znaczonych w tych jądrach, mogących dać odpowiedź na szereg pytań, często nawet niemożliwych do postawienia w zwykłej fizyce jądrowej.

Literatura

[1] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **30**, 517 (1979).
[2] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **37**, 113 (1986).
[3] D. H. Davis, J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **39**, 199 (1988).
[4] D. H. Davis, J. Pniewski, *Contemp. Phys.* **27**, 91 (1986).
[5] J. Pniewski, M. Danysz, *Phys. Lett.* **1**, 142 (1962).

[6] 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; *Nucl. Phys.* **B60**, 1 (1973).

[7] M. Bedjidian, E. Descroix, J. Y. Grossiord, A. Guichard, M. Gusakow, M. Jacquin, M. I. Kudła, H. Piekarz, J. Piekarz, J. R. Pizzi, J. Pniewski, a) *Phys. Lett.* **B83**, 252 (1979); b) *Phys. Lett.* **B94**, 480 (1980).

[8] G. Bohm, J. Klabuhn, U. Krecker, F. Wysotzki, G. Coremans-Betrand, J. Sacton, P. Vilain, J. H. Wickens, G. Wilquet, D. Stanley, D. H. Davis, J. E. Allen, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, *Nucl. Phys.* **B24**, 248 (1970).

[9] M. Jurič, G. Bohm, U. Krecker, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, T. Cantwell, P. Moriarty, A. Montwill, D. H. Davis, D. Kiełczewska, T. Tymieniecka, J. Zakrzewski, *Nucl. Phys.* **B47**, 36 (1972).

[10] M. I. Podorecki, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **44**, 695 (1963).

[11] H. Feshbach, A. K. Kerman, *Preludes Theor. Phys.*, red. A. De-Shalit, H. Feshbach, L. Van Hove, North Holland, Amsterdam 1966, str. 260.

[12] H. J. Lipkin, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 18 (1965).

[13] A. K. Kerman, H. J. Lipkin, *Ann. Phys. N. Y.* **66**, 738 (1971).

[14] J. Hüfner, S. Y. Lee, H. A. Weidenmüller, *Phys. Lett.* **B49**, 409 (1974).

[15] C. B. Dover, A. Gal, G. E. Walker, R. H. Dalitz, *Phys. Lett.* **B89**, 26 (1979).

[16] R. Bertini, O. Bing, P. Birien, K. Braume, W. Brückner, H. Catz, A. Chaumeaux, M. A. Faessler, R. W. Frey, D. Garreta, T. J. Ketel, K. Kilian, B. Mayer, J. Niewisch, B. Pietrzyk, B. Povh, H. G. Ritter, M. Uhrmacher, *Nucl. Phys.* **A360**, 315 (1981).

[17] W. Brückner, M. A. Faessler, T. J. Ketel, 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).

[18] R. E. Chrien, M. May, H. Palevsky, R. Sutter, P. Barnes, S. Dytman, D. Marlow, F. Takeutchi, M. Deutsch, R. Cester, S. Bart, E. Hungerdorf, T. M. Wiliams, L. S. Pinsky, B. W. Mayes, R. L. Stearns, *Phys. Lett.* **B89**, 31 (1979).

[19] R. H. Dalitz, D. H. Davis, D. N. Tovee, *Nucl. Phys.* **A450**, 311c (1986).

[20] D. H. Davis, *40 Years of the Particle Physics*, red. B. Foster, P. H. Fowler, Adam Hilger, Bristol i Philadelphia 1987, str. 79.

[21] R. Bertini, O. Bing, P. Birien, W. Brückner, H. Catz, A. Chaumeaux, J. M. Durand, M. A. Faessler, T. J. Ketel, K. Kilian, B. Mayer, J. Niewisch, B. Pietrzyk, B. Povh. H. G. Ritter, M. Uhrmacher, a) *Phys. Lett.* **B83**, 306 (1979); b) *Phys. Lett.* **B90**, 375 (1980).

[22] M. May, H. Piekarz, R. E. Chrien, S. Chen, D. Maurizio, H. Palevsky, R. Sutter, Y. Xu, P. Barnes, B. Bassalleck, J. J. Colella, R. Eisenstein, R. Grace, P. Pile, F. Takeutchi, W. Wharton, M. Deutsch, J. Piekarz, S. Bart, R. Hackenburg, E. V. Hungerford, B. Mayes, L. Pinsky, R. Cester, R. L. Stearns, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1106 (1981).

[23] M. May, S. Bart, S. Chen, R. E. Chrien, D. Maurizio, P. Pile, Y. Xu, R. Hackenburg, E. Hungerford, H. Piekarz, Y. Xue, M. Deutsch, J. Piekarz, P. D. Barnes, G. Franklin, R. Grace, C. Maher, R. Rieder, J. Szymanski, W. Wharton, R. L. Stearns, B. Bassalleck, B. Budick, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2085 (1983).

[24] R. Bertini, P. Birien, K. Braune, W. Brückner, G. Bruge, H. Catz, A. Chaumeaux, J. Ciborowski, H. Döbbeling, J. M. Durand, R. W. Frey, D. Garreta, S. Janouin, T. J. Ketel, K. Kilian, H. Kneis, S. Majewski, B. Mayer, J. C. Peng, B. Povh, R. D. Ransome, J. Saudinos, R. Szwed, T. A. Shibata, A. Thiessen, M. Treichel, M. Uhrmacher, Th. Walcher, a) *Phys. Lett.* **B136**, 29 (1984); b) *Phys. Lett.* **B158**, 19 (1985).

[25] C. B. Dover, A. Gal, D. J. Millener, *Phys. Lett.* **B138**, 337 (1984).

[26] T. Yamazaki, *Proc. of the Tenth Int. Conf. on Particles and Nuclei*, Heidelberg 1984, red. B. Povh i G. ZuPutlitz, *Nucl. Phys.* **A434**, 373c (1984).

[27] T. Yamazaki, T. Ishikawa, M. Iwasaki, H. Tamura, E. Takada, *Proc. of the Int. Symposium on Hypernuclear and Kaon Physics*, Brookhaven National Laboratory 1985, red. R. E. Chrien, *Nucl. Phys.* **A450**, 1c (1986).

[28] A. Gal, *Proc. of 1986 INS Int. Symposium on Hypernuclear Physics*, Tokyo 1986, red. H. Bando, O. Hashimoto, H. Ogawa, Inst. for Nuclear Study Univ. Tokyo 1986, str. 31.

[29] H. Piekarz, S. Bart, R. Hackenburg, A. D. Hancock, E. V. Hunderford, B. Mayes, K. Sekharan

J. Piekarz, M. Deutsch, R. E. Chrien, S. Chen, M. le Vine, D. Maurizio, M. May, H. Palevsky, Y. Au, P. D. Barnes, B. Bassalleck, R. Eisenstein, R. Grace, C. Maher, P. Pile, R. Rieder, W. Wharton, R. L. Stearns, *Phys. Lett.* **B110**, 428 (1982).

[30] R. S. Hayano, T. Shikawa, M. Iwasaki, H. Outa, E. Takada, H. Tamura, A. Sakaguchi, M. Aoki, T. Yamazaki, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1590 (1989),

[31] H. J. Pirner, *Phys. Lett.* **B85**, 190 (1979).

[32] Y. He, F. Wang, L. W. Wong, *Nucl. Phys.* **A451**, 653 (1986).

[33] A. Gal, *Proc. Int. Conf. Hypernucl. and Kaon Phys.*, MPI H-1982-V20 red. B. Povh, Heidelberg 1982, str. 27.

[34] J. Dąbrowski, *Proc. Int. Conf. Hypernucl. and Kaon Phys.*, MPI H-1982-V20, red. B. Povh, Heidelberg 1982, str. 37.

Michał Majewski

Instytut Fizyki
Uniwersytet Łódzki
Łódź

Mezony gluonowe

Glueballs

Abstract: The present state of glueball search is reviewed with special emphasis put on mixing of non-exotic glueball with quarkonium states.

1. Wstęp

Mezon kwarkowy zbudowany jest z kwarka i antykwarka, mezon gluonowy (glueball) — z dwóch lub więcej gluonów. Mezony kwarkowe są od dawna znane. Obecnie intensywnie poszukuje się mezonów gluonowych, lecz dotychczas nie udało się ich zidentyfikować w sposób bezsporny. Mezon dwugluonowy bywa wyróżniany nazwą gluonium.

Mezony oddziałują silnie. Zaś silne oddziaływania charakteryzują się dwoma rodzajami symetrii: zapachową i kolorową.

Odkryta wcześniej, symetria zapachowa opisywana jest przez grupę $SU(n)_F$ (F-flavour), gdzie n (wymiar grupy) jest nie ustaloną jeszcze ostatecznie liczbą naturalną; sądzi się, iż jest ona równa 6 lub 8. Kwarki są obiektami, których funkcje falowe przekształcają się według reprezentacji podstawowej grupy $SU(n)_F$, zatem liczba zapachowych odmian kwarków jest równa wymiarowi grupy n. Dotychczas odkryto 5 zapachowych odmian kwarków. Poszukiwania "6 kwarka", trwające już dziesięć lat, są na razie bezskuteczne.

Mezony kwarkowe tworzą multiplety, których funkcje falowe przekształcają się według jakiejś reprezentacji grupy $SU(n)_F$. Niżej ograniczamy się do $n = 3$, a więc do multipletów mezonów lekkich, zbudowanych z lekkich kwarków u, d, s i antykwarków $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$.

Mezony kwarkowe mają na ogół niezerowe zapachowe liczby kwantowe. Dla mezonów lekkich są to: ładunek elektryczny Q, dziwność S (lub hiperładunek Y), izospin I oraz trzecia składowa izospinu I_3. Mezon należący do jednowymiarowej reprezentacji grupy zapachowej (skalar grupy $SU(3)_F$ jest bezzapachowy ($Q = S(Y) = I = I_3 = 0$). Symetria zapachowa nie jest dokładna — jest łamana. O łamaniu symetrii zapachowej i jego konsekwencjach będzie mowa niżej.

Drugą symetrią silnych oddziaływań jest symetria kolorowa. Jest to symetria przekształceń cechowania (lokalnego) pól kwarkowo-antykwarkowych. Żądanie niezmienniczości lagranżjanu swobodnego pól kwarkowo-antykwarkowych względem tych przekształceń wprowadza dodatkowe pola — pola cechowania i określa oddziaływania pól cechowania pomiędzy sobą oraz z polami kwarkowymi. Przyjmuje się, że przekształcenia cecho-

wania stanowią grupę, która powinna być wybrana zgodnie z danymi doświadczalnymi. Teoria oparta na założeniu, że grupą symetrii cechowania jest $SU(3)_c$ (C — colour) oraz że symetria ta jest dokładna (nie łamana) nosi nazwę chromodynamiki kwantowej [1-3]. Chromodynamika kwantowa jest obecnie jedyną teorią pretendującą do roli teorii silnych oddziaływań. Pola cechowania wprowadzane przez grupę $SU(3)_c$ noszą nazwę pól gluonowych. Kwantami tych pól są gluony.

Chromodynamika kwantowa jest więc zbudowana podobnie do elektrodynamiki kwantowej: żądanie niezmienniczości lagranżjanu swobodnego pola elektronowo-pozytonowego względem przekształceń cechowania wprowadza dodatkowe pole — pole elektromagnetyczne (reprezentowane przez 4-wektor potencjału) i określa oddziaływanie pola elektronowo-pozytonowego z polem elektromagnetycznym (tzw. oddziaływanie minimalne). Grupą symetrii przekształceń cechowania jest w tym przypadku grupa U(1), a kwantem pola — foton.

W konsekwencji gluon i foton odgrywają podobną rolę: gluon jest kwantem oddziaływania silnego, tak jak foton kwantem oddziaływania elektromagnetycznego; w szczególności, gluon, podobnie jak foton, jest cząstką wektorową o zerowej masie.

Jednakże obok podobieństwa pomiędzy fotonem a gluonem, zachodzą również poważne różnice, wynikające z tego, że grupy symetrii cechowania elektrodynamiki i chromodynamiki są różne. Grupa U(1) jest jednoparametrowa i dlatego abelowa, wskutek czego istnieje jedno (wektorowe) pole cechowania i jeden ładunek będący stałą sprzężenia pola elektronowo-pozytonowego z polem elektromagnetycznym, a kwant pola (foton) nie jest obdarzony ładunkiem (brak bezpośredniego oddziaływania foton — foton). Grupa $SU(3)_c$ jest ośmioparametrowa i nieabelowa, wskutek czego istnieje osiem (wektorowych) pól cechowania, a kwanty tych pól (gluony) są obdarzone ładunkami noszącymi nazwę kolorów (występuje bezpośrednie oddziaływanie gluon — gluon). W chromodynamice kwantowej istnieją 3 podstawowe kolory (z których utworzonych jest 8 kolorów przypisywanych gluonom), lecz oddziaływania są określone przez jedną stałą sprzężenia g_s.

Nosicielami 3 podstawowych kolorów są kwarki. Istnienie koloru potraja więc liczbę kwarków określoną pierwotnie przez grupę zapachową: jeżeli liczba zapachowych odmian kwarków wynosi 6, to uwzględniając kolor, mamy ogółem 18 kwarków (i 18 antykwarków).

Gluony są kolorowe, lecz bezzapachowe (ich funkcje falowe są skalarami grupy $SU(n)_F$), są więc w szczególności pozbawione ładunku elektrycznego.

Teorie z nieabelową grupą cechowania, do których zalicza się chromodynamika kwantowa mają własność swobody asymptotycznej [4]. Oznacza to, że stała sprzężenia g_s, która jest funkcją energii, maleje do zera, gdy energia nieskończenie wzrasta. Ponieważ w zderzeniach z bardzo dużą energią może dochodzić do bardzo wielkiego zbliżenia cząstki bombardującej z cząstką tarczy, to swoboda asymptomatyczna oznacza także znikanie oddziaływania przy znikającej odległości między cząstkami. To właśnie swoboda asymptotyczna nadała szczególną rangę teoriom z nieabelową grupą cechowania.

Na przeciwległym krańcu wartości zmiennej energetycznej — przy małej energii (lub dużej odległości), przyjmuje się nieograniczony wzrost stałej sprzężenia g_s. Jest to hipoteza. Wchodzi ona w skład tzw. hipotezy o ukryciu koloru [5], która nie została dotychczas

udowodniona. Hipoteza o ukryciu koloru odgrywa bardzo ważną rolę w fenomenologii silnych oddziaływań i leży u podstaw całej klasy modeli „inspirowanych przez chromodynamikę kwantową".

Hipoteza o ukryciu koloru głosi, że obiekty w stanach kolorowych nie mogą występować swobodnie — obserwowalne są tylko stany białe, będące singletami $SU(3)_c$. Nie mogą więc być obserwowane pojedyńcze kwarki q ani gluony g, lub utworzone z nich obiekty kolorowe. Natomiast obserwowalne są (jeśli ograniczyć się do mezonów) obiekty białe zbudowane z kwarka i antykwarka [1] — stany $q\bar{q}$ (mezony kwarkowe czyli kwarkonia), dwóch lub więcej gluonów — stany gg, ggg, ... (mezony gluonowe), kwarka-antykwarka i gluonu — stany $q\bar{q}g$ (meiktony, zwane też hybrydami lub hermafrodytami), dwóch kwarków i dwóch antykwarków — stany $qq\bar{q}\bar{q}$ (mezony 4-kwarkowe, w tym "molekuły kwarkowe" i barionia [6]).

Znane obecnie mezony (z wyjątkiem, być może, kilku potencjalnych mezonów gluonowych i paru kandydatów na mezony 4-kwarkowe) są uważane za kwarkonia — stany podstawowe i wzbudzone układu związanego $q\bar{q}$. Istnienie pozostałych rodzajów mezonów jest hipotetyczne. Chromodynamika daje dotychczas bardzo skąpe informacje o ich własnościach i nie dostarcza kryteriów umożliwiających rozpoznanie każdego z tych rodzajów i ich rozróżnianie. Dotyczy to także odróżnienia kwarkoniów od innych mezonów (np. odróżnienia ich od meiktonów), co może przysporzyć trudności interpretacyjnych i stać się powodem błędnych identyfikacji.

Chromodynamika kwantowa przewiduje, że mezony gluonowe winny być singletami grupy zapachowej (co jest prostą konsekwencją własności gluonów). Jest to obecnie jedyne ścisłe przewidywanie tej teorii, w jej oryginalnej (nie przybliżonej i niemodelowej) postaci. Jednakże badania doświadczalne wymagają szeregu innych przepowiedni dotyczących własności mezonów gluonowych. Otrzymuje się je z różnych uproszczonych modeli inspirowanych przez chromodynamikę kwantową.

Hipoteza o istnieniu mezonów gluonowych — stanów związanych dwóch i więcej gluonów — oparta jest oczywiście na istnieniu oddziaływania gluon-gluon. Takie zaś oddziaływanie występuje tylko w przypadku nieabelowej grupy cechowania. Doświadczalne odkrycie mezonu gluonowego byłoby świadectwem nieabelowego charakteru teorii silnych oddziaływań, potwierdzałoby więc w pewnym stopniu prawdziwość chromodynamiki kwantowej.

Nasunąć się może pytanie, czy w przypadku mezonów gluonowych mamy do czynienia z nowym rodzajem cząstek. Odpowiedź tak, lub nie, jest zapewne w znacznej mierze kwestią gustu: tak, jeśli ma się na myśli elementy struktury i stoi na gruncie tzw. modelu standardowego [7], traktującego kwarki i gluony jako obiekty elementarne; tak, jeżeli uwzględnimy, że są to mezony bezkwarkowe, że zbudowane są z bozonów i w istocie stanowią materię polową; nie, jeśli weźmiemy pod uwagę, że nie wyróżniają się własną, specyficzną liczbą kwantową ani odmiennym oddziaływaniem; nie, ponieważ mezon fizyczny może być „w pewnym stopniu glueballem" (zawierać domieszkę, która może być wyrażona

---

[1] W modelu kwarkowym, kiedy nie mówi się o kolorze, wygodniej jest stosować hipotezę o uwięzieniu kwarków. Zawiera się ona w hipotezie o ukryciu koloru.

w %) i nie jest wykluczone, że mezony gluonowe w czystej postaci nie występują w ogóle — wtedy nie byłby nim w pełni żaden mezon fizyczny.

Rozpoznanie mezonu gluonowego polega na odróżnieniu go od mezonów o innej strukturze, stanowiących tło, na którym on występuje. Najważniejszym i najlepiej poznanym elementem tego tła są multiplety kwarkowe (podstawowe i wzbudzone), które realizują pierwsze przybliżenie w spektroskopii mezonów. Paragraf 2 niniejszego artykułu jest z tego względu w całości poświęcony przypomnieniu niezbędnych informacji o multipletach mezonów kwarkowych, ze szczególnym uwzględnieniem pojęcia stanów egzotycznych i zjawiska mieszania stanów. W par. 3 omawiane są spodziewane własności mezonów gluonowych oraz metody ich poszukiwania. Wreszcie w par. 4 dyskutowane są sposoby opisu mieszania stanu "glueballowego" ze stanami kwarkowymi.

2. Multiplety mezonów kwarkowych

2.1. Oktety, singlety i stany egzotyczne pierwszego rodzaju

W modelu kwarkowym przyjmuje się, że mezony są zbudowane z kwarka i antykwarka [2] $q\bar{q}$, gdzie q w przypadku SU(3) [3] jest jednym z kwarków u, d, s. Kwarki są fermionami o spinie 1/2. W tab. 1 przytoczone są zapachowe liczby kwantowe, które się im przypisuje. Dla antykwarków wartości izospinu I są takie same, pozostałe liczby kwantowe (które są ładunkami, a więc addytywnymi liczbami kwantowymi) mają przeciwne znaki.

Tablica 1. Zapachowe liczby kwantowe kwarków u, d, s

Kwark q	l. barionowa B	Ładunek Q	Dziwność S	Izospin I	I_3
u	1/3	2/3	0	1/2	1/2
d	1/3	—1/3	0	1/2	—1/2
s	1/3	—1/3	—1	0	0

Zasada tworzenia mezonów z kwarków i antykwarków jest dla większości mezonów bardzo prosta i może być oparta na znajomości liczb kwantowych mezonów i kwarków, na przykład, $\pi^+ = u\bar{d}$, $K^+ = u\bar{s}$. Oznacza to, że ta część funkcji falowej mezonu, która opisuje jego własności zapachowe jest iloczynem funkcji falowych kwarka i antykwarka. Nieco bardziej złożona jest budowa mezonów neutralnych [8]. Funkcje falowe mezonów należących do oktetu i singletu (8-wymiarowej i 1-wymiarowej reprezentacji grupy SU(3)) są przytoczone w tab. 2. Oktet SU(3) zawiera w sobie cztery pełne izomultiplety: izotryplet $a\,(I = 1)$, dwa izodublety: K i $\bar{K}\,(I = \frac{1}{2})$ oraz izosinglet $z_8\,(I = 0)$.

---

[2] Są to tzw. kwarki walencyjne. Prócz nich w skład mezonu wchodzą pary wirtualne $q\bar{q}$ oraz gluony wirtualne. Stanowią one tzw. „morze". W przypadku mezonu gluonowego można mówić o gluonach walencyjnych.

[3] Niżej nie będziemy już omawiali grupy kolorowej. Symbol SU(3) będzie dalej oznaczał $SU(3)_F$.

Tablica 2. Funkcje falowe mezonów kwarkowych należących do oktetu i singletu

	Funkcja falowa	Izospin I	Dziwność S
oktet			
	$a^+ = u\bar{d}$ $a^0 = (u\bar{u}-d\bar{d})/\sqrt{2}$ $a^- = d\bar{u}$	1	0
	$K^+ = u\bar{s}$, $K^0 = d\bar{s}$	1/2	1
	$\overline{K^0} = s\bar{d}$, $K^- = s\bar{u}$	1/2	−1
	$z_8 = (u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s})/\sqrt{6}$	0	0
singlet			
	$z_0 = (u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s})/\sqrt{3}$	0	0

Singlet i oktet są jedynymi multipletami, jakie można zbudować z kwarka i antykwarka. Grupa SU(3) ma natomiast ciąg reprezentacji: 1, 8, 27, 64, ..., według których mogłyby przekształcać się funkcje falowe mezonów. Mezony, które należałyby do reprezentacji wyższych niż 8 nie są obserwowane. Na przykład, reprezentacja 27 zawiera nie obserwowane stany o izospinie $I = 3/2$ oraz stany o hiperładunku $Y = 2$. Stany należące do wyższych niż 8 reprezentacji grupy SU(3), które nie mogą być zbudowane z jednego kwarka i jednego antykwarka, noszą nazwę stanów egzotycznych 1 rodzaju lub stanów o egzotyce zapachowej.

Multiplety mezonów oznaczone są liczbami kwantowymi J^{PC} (J — spin, P — parzystość, C — parzystość ładunkowa), które są wspólne dla wszystkich cząstek multipletu [4]. Mamy więc multiplety (singlety i oktety): 0^{-+} (mezony pseudoskalarne), 1^{--} (mezony wektorowe) 2^{++} (mezony tensorowe) itd. Struktury kwarkowe przytoczone w tab. 2 obowiązują dla każdego z tych multipletów. Dalej zobaczymy, że dla stanów $q\bar{q}$ nie wszystkie kombinacje wartości J, P, C są możliwe.

Oktet i singlet tworzą łącznie nonet. Nonet jest naturalnym multipletem mezonów fizycznych ze względu na występowanie zjawiska mieszania stanów należących do różnych reprezentacji. Do mieszania stanów wrócimy niżej.

2.2. Stany egzotyczne drugiego rodzaju. Stany kryptoegzotyczne

W nierelatywistycznym modelu kwarkowym uwięzienie kwarków jest skutkiem działania pewnego potencjału, który nie pozwala na rozłączenie kwarka i antykwarka. Kwarkom przypisuje się pewne masy efektywne a stan układu opisywany jest przez równanie Schrödingera (model potencjalny). Jeżeli przez L oznaczyć moment orbitalny układu $q\bar{q}$, to całkowitym momentem pędu (spinem mezonu) jest

$$J = L+S, \tag{1}$$

gdzie $S = 0$ lub 1 jest sumą spinów q i $\bar{q}$.

Parzystość P oraz parzystość ładunkowa C układu $q\bar{q}$ wyrażają się przez L i S:

$$P = (-1)^{L+1} \qquad C = (-1)^{L+S}. \tag{2}$$

[4] Liczba C jest określona tylko dla mezonów neutralnych.

Jeżeli układ $q\bar{q}$ jest w stanie podstawowym to $L = 0$ i mamy

$$J^{PC} = 0^{-+}, 1^{--}.$$

Są to liczby kwantowe mezonów pseudoskalarnych i wektorowych. W stanie wzbudzonym, jeżeli $L > 0$, to związek pomiędzy L i J może być dwojaki:

1) $J = L \pm 1$ (dla $S = 1$),
2) $J = L$ (dla $S = 0$ i 1).

Przypadek 1) odpowiada tzw. parzystości naturalnej $P = (-1)^J$, a multiplety $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, \ldots$ tworzą serię naturalną. W tym przypadku $C = (-1)^J, PC = (-1)^{2J}$ i multiplety mające $PC = -1$ są zabronione. Nietrudno sprawdzić, że multiplet 0^{--} także nie może być utworzony z kwarka i antykwarka. Stany mezonowe o parzystości naturalnej, dla których $PC = -1$, oraz stan 0^{--} noszą nazwę stanów egzotycznych 2 rodzaju, lub stanów o egzotycznej parzystości. Takim byłby, w szczególności, stan $J^{PC} = 1^{-+}$. Stanów egzotycznych 2 rodzaju dotychczas nie obserwowano.

W przypadku 2), $P = (-1)^{J+1}$. Są to stany (multiplety) o parzystości nienaturalnej. Dla parzystości ładunkowej mamy $C = (-1)^{J+1}$ (gdy $S = 1$) lub $C = (-1)^J$ (gdy $S = 0$). Tutaj stany egzotyczne nie występują. W szczególności, stany $J^{PC} = 1^{++}, 1^{+-}$ są nieegzotyczne, a multiplety o takich liczbach kwantowych istnieją.

Stany egzotyczne 1 i 2 rodzaju mają więc egzotyczne liczby kwantowe. Stany o nieegzotycznych liczbach kwantowych, które można utworzyć z jednego kwarka i jednego antykwarka, ale nie utworzone w ten sposób noszą nazwę stanów kryptoegzotycznych. Mezony gluonowe z natury swojej stanowią stany kryptoegzotyczne. Mogą one mieć ponadto egzotyczne parzystości. Kryptoegzotyczne są też meiktony (które mogą być także stanami o egzotycznej parzystości) oraz mezony 4-kwarkowe (dla których możliwa jest egzotyka zarówno 1, jak 2 rodzaju).

2.3. Multiplety wzbudzone

Układ $q\bar{q}$ winien mieć jakieś widmo dyskretne stanów związanych. Model potencjalny dobrze opisuje widmo stanów związanych kwarkoniów ciężkich $c\bar{c}$ i $b\bar{b}$, zbudowanych z kwarków powabnych i pięknych — tzw. rodziny J/ψ i Y [9]. Zaproponowano szereg potencjałów, które odtwarzają to widmo. Nie udało się natomiast dotychczas, mimo ciągle ponawianych prób, opisać z dostateczną dokładnością widma stanów mezonów lekkich. Nieznany jest więc potencjał, który odtwarzałby to widmo. Dysponowanie modelem zdolnym opisać widmo stanów kwarkoniów lekkich byłoby z wielu względów bardzo pożyteczne, m. in. mogłoby pomóc w poszukiwaniu mezonów (multipletów) kryptoegzotycznych. Ale może to właśnie ich obecność utrudnia odkrycie rzeczywistego potencjału? Możliwe zresztą, że model potencjalny nie może być w ogóle stosowany do kwarkoniów lekkich, ponieważ — według ocen — ruch tworzącego je kwarka i antykwarka jest relatywistyczny. Niezależnie jednak od przyczyny dotychczasowych niepowodzeń w opisie stanów wzbudzonych, sam fakt ich istnienia nie budzi wątpliwości. Zaś dla zilustrowania, jakie to pociąga skutki, można posłużyć się jakimkolwiek potencjałem mającym własność uwięzienia. Skorzystajmy więc (wzorem innych autorów) z potencjału oscylatora harmonicznego, którego widmo stanów związanych jest dobrze znane. W tab. 3. przedstawione

Tablica 3. Podstawowe i wzbudzone multiplety mezonów wg modelu kwarkowego z potencjałem oscylatora harmonicznego. Przyporządkowanie multipletów stanom $N \geqslant 2$ jest hipotetyczne. Liczba C jest określona tylko dla mezonów neutralnych

Liczby kwantowe oscylatora harmonicznego			J^{PC}	Mezony					Kąt mieszania
N	L	S		$I = 1$	$I = 1/2$	$I = 0$			
0	0	0	0^{-+}	$\pi(140)$	$K(495)$	$\eta(550)$	$\eta'(958)$		$-10°$
0	0	1	1^{--}	$\varrho(770)$	$K^*(892)$	$\omega(783)$	$\phi(1020)$		$39°$
	...		...	...	...	...	...	...	...
1	1	0	1^{+-}	$b_1(1235)$	$\{K_1(1280)\}$	$h_1(1190)$	$h_1(1400)?$		
1	1	1	1^{++}	$a_1(1270)$	$\{K_1(1400)\}$	$f_1(1285)$	$f_1(1420)$	$f_1(1530)$	
1	1	1	0^{++}	$a_0(980)$	$K_0^*(1350)$	$f_0(975)$	$f_0(1300)$	$f_0(1590)$	
1	1	1	2^{++}	$a_2(1320)$	$K_2^*(1430)$	$f_2(1270)$	$f_2(1525)$	$f_2(1270)$	$28°^a$
	...		...	...	...	...	...	...	...
2	0	0	0^{-+}	$\pi(1300)?$	$K(1460)?$	$\eta(1275)$	$\eta(1400)?$	$\eta(1440)$	
2	0	1	1^{--}	$\varrho(1600)$	$K_1^*(1790)?$		$\phi(1680)$		
2	2	0	2^{-+}	$\pi_2(1680)$	$\{K_2(1580)?\}$				
2	2	1	2^{--}		$\{K_2(1770)\}$				
2	2	1	3^{--}	$\varrho_3(1690)$	$K_3^*(1780)$	$\omega_3(1670)$	$\phi_3(1857)$		$29°$
2	2	1	1^{--}	$\varrho(2150)?$					
	...								
	...								
3	3	1	2^{++}			$g_T(2050)?$	$g_T(2300)?$	$g_T(2350)?$	
3	3	1	4^{++}	$a_4(2040)?$	$K_4^*(2060)$	$f_4(2030)$		$f_4(2300)?$	

? — istnienie cząstki wymaga potwierdzenia.

{ } — w skład multipletu 1^{++} wchodzi stan K_a, w skład multipletu 1^{+-} — stan K_b. Stany te tworzy się jako liniowe kombinacje: $K_a = K_1(1400)\cos\alpha - K_1\sin\alpha$, $K_b = K_1(1400)\sin\alpha + K_1(1270)\cos\alpha$. Kąt α jest nieznany. Podobna sytuacja zachodzi w multipletach 2^{-+} i 2^{--}.

[a] Kąt mieszania stanów $f_2(1270)$ i $f_2'(1525)$.

są niektóre, niżej leżące stany tego widma oraz mezony, które można próbować przypisać tym stanom.

Stany o liczbie kwantowej $N = 0$ są stanami podstawowymi. Stany, mające $N > 0$, $L = 0$ noszą nazwę wzbudzonych radialnie. Stany, dla których $L > 0$ nazywane są wzbudzonymi orbitalnie. Stany wzbudzone radialnie mają sygnaturę J^{PC} taką samą, jak stany podstawowe. Stany wzbudzone orbitalnie mogą mieć sygnaturę stanu podstawowego, ale na ogół mają inną sygnaturę. Zarówno stany wzbudzone radialnie, jak i stany wzbudzone orbitalnie mogą tworzyć nonety, podobnie jak stany podstawowe.

Tylko multiplety mające $N = 0$ oraz $N = 1$, $L = 1$ uchodzą dziś za dość dobrze zrozumiane, jako podstawowe i wzbudzone (z wyjątkiem, być może, multipletu skalarnego 0^{++}, który od półtora dziesięciolecia jest przedmiotem dyskusji). Przypisywanie innym multipletom liczb kwantowych N, L, S zgodnie z tab. 3 byłoby nieuzasadnione.

2.4. Łamanie symetrii. Mieszanie reprezentacji

Gdyby symetria SU(3) była dokładna, to masy mezonów należących do tego samego multipletu byłyby jednakowe. Tymczasem mamy, np. dla mezonów wektorowych

$$m_\varrho = 770 \text{ MeV}/c^2, \quad m_{K^*} = 892 \text{ MeV}/c^2 .$$

Symetria SU(3) jest więc łamana. Podobnie jest w innych znanych multipletach.

Natomiast masy mezonów należących do jednego izomultipletu różnią się pomiędzy sobą bardzo nieznacznie. Różnicę, $m_{K^0} - m_{K^+} = 4 \text{ MeV}/c^2$ itp., przypisuje się oddziaływaniu elektromagnetycznemu, które nie zachowuje izospinu. W silnych oddziaływaniach izospin jest zachowany i dlatego (zaniedbując oddziaływanie elektromagnetyczne) przyjmuje się, że masy mezonów należących do tego samego izomultipletu są jednakowe.

Różne reprezentacje grupy SU(3) mogą się różnić między sobą wartością własną pewnego operatora F^2, który odgrywa podobną rolę, jak kwadrat izospinu I^2 w grupie SU(2) [5]. Dla singletu $F^2 = 0$, dla oktetu $F^2 = 3$. W dokładnej symetrii wartość F^2 byłaby zachowana i przejścia pomiędzy stanami oktetu i singletu byłyby zabronione. W złamanej symetrii takie przejścia zachodzą. Powstają w ten sposób stany, które stanowią superpozycje stanu oktetowego i singletowego — następuje mieszanie reprezentacji. Ponieważ silne oddziaływanie zachowuje izospin, to interferują tylko stany mające jednakowe (zerowe) wartości izospinu — z_0 oraz z_8 (patrz tab. 2). Stany izosingletów fizycznych z_1, z_2 są więc superpozycjami stanów z_0, z_8 (które są stanami niefizycznymi). Zachowując ortonormalność wektorów stanów mamy

$$\begin{aligned} |z_1> &= \cos\theta |z_0> + \sin\theta |z_8> , \\ |z_2> &= -\sin\theta |z_0> + \cos\theta |z_8> , \end{aligned} \tag{3}$$

gdzie θ nosi nazwę kąta mieszania.

[5] Operatory I^2 i F^2 są tzw. operatorami Casimira odpowiednio grup SU(2) i SU(3). W grupie SU(2) wartość własna operatora I^2 określa jednoznacznie reprezentację (np. izoskalarna ($I^2 = 0$), izospinorowa ($I^2 = 3/4$), izowektorowa ($I^2 = 2$)). W grupie SU(3), gdzie istnieją dwa operatory Casimira, różne reprezentacje mogą mieć, w zasadzie, tę samą wartość własną operatora F^2. Jednakże reprezentacje opisujące mezony różnią się wartościami własnymi tego operatora. Operator F bywa niekiedy nazywany „spinem unitarnym". Nie przytaczamy jego definicji, ponieważ nie jest to dla celów tego artykułu konieczne.

Mieszanie stanu należącego do oktetu ze stanem singletowym powoduje, iż mezony kwarkowe grupują się w nonety. Masy mezonów należących do nonetu są związane wzorem masowym. Kąt mieszania jest parametrem charakteryzującym nonet, Jest on określony przez masy mezonów tworzących nonet, ale może być wyznaczony doświadczalnie także w inny sposób, np. przez badanie szerokości rozpadów silnych lub elektromagnetycznych. W tab. 3 przytoczone są wartości kąta mieszania dla tych nonetów, dla których są znane.

2.5. Mieszanie idealne. Reguła OZI

Jak wynika z (3) składy kwarkowe stanów $|z_1>$, $|z_2>$ zależą od kąta mieszania θ. Mieszanie takie, że

$$|z_1> = |N>, \quad |z_2> = |S>, \tag{4}$$

gdzie

$$|N> = |(u\bar{u}+d\bar{d})/\sqrt{2}>, \quad |S> = |s\bar{s}>, \tag{5}$$

nosi nazwę idealnego. W idealnie zmieszanym nonecie $|z_2>$ jest stanem zbudowanym tylko z kwarków dziwnych (stanem o skrytej dziwności), natomiast $|z_1>$ nie zawiera kwarków dziwnych. Kąt mieszania idealnego określony jest przez równość:

$$\mathrm{tg}\theta = 1/\sqrt{2} \quad (\theta = 35^0 16'). \tag{6}$$

Większość znanych nonetów ma kąty mieszania bliskie idealnej wartości. Wyjątkiem jest nonet mezonów pseudoskalarnych (tab. 3). Prawie czystymi stanami o skrytej dziwności są: w nonecie 1^{--} — mezon ϕ (1020), a w nonecie 2^{++} — mezon f_2' (1525).

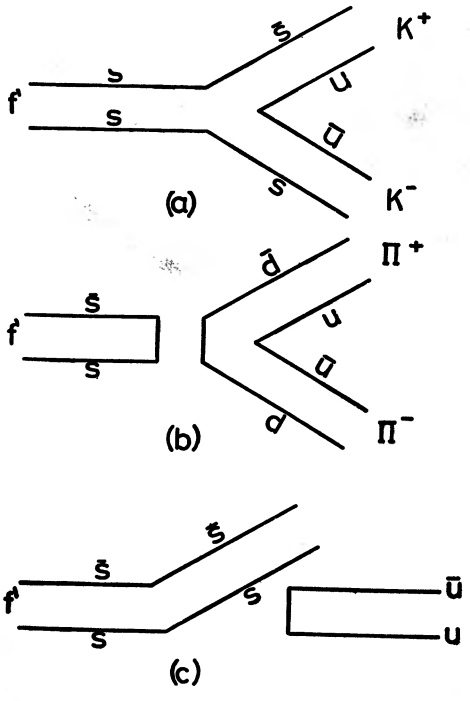
Znaczenie mieszania idealnego wynika z istnienia reguły OZI (Okubo–Zweig–Iizuka). Regułę tę formułuje się zazwyczaj przy pomocy diagramów kwarkowych przedstawionych na rys. 1. Zgodnie z tą regułą, procesy opisywane przez diagramy spójne są dozwolone, natomiast procesy obrazowane przez diagramy niespójne są wzbronione. Przez diagramy niespójne rozumie się takie, w których jeden lub więcej hadronów można oddzielić linią nie przecinającą linii kwarkowych.

Skład kwarkowy i reguła OZI objaśniają obserwowane stłumienie rozpadów mezonów ϕ(1020) i f_2'(1525) na cząstki nie zawierające dziwności — małe prawdopodobieństwa rozpadów $\phi \Rightarrow \pi\varrho$, i $f_2' \Rightarrow \pi\pi$. Gdyby stany te były dokładnie idealne, a zakaz OZI absolutny (tak nie jest), to takie rozpady byłyby całkowicie zabronione.

Reguła OZI ma charakter empiryczny. Jej pochodzenie nie jest w pełni jasne. Uzasadnia się ją zwykle tym, że diagramy niespójne zawierają większą liczbę linii gluonowych niż diagramy spójne, a więc większą liczbę wierzchołków. Jeżeli stała sprzężenia jest mniejsza od 1, to np. proces (b) (rys. 1) będzie mniej prawdopodobny od procesu (a). Zakaz OZI wydaje się jednak działać silniej niż wynikałoby z takiego mechanizmu.

Zauważmy jeszcze, że rozpady typu $q\bar{q} \Rightarrow \phi\pi$, $\phi\omega$ (rys. 1c) są zabronione dla dowolnego stanu $q\bar{q}$. Zaobserwowanie rozpadu

$$X \Rightarrow \phi\pi \quad \text{lub} \quad X \Rightarrow \phi\omega \tag{7}$$



Rys. 1. Diagramy kwarkowe i reguła OZI; (a) rozpad dozwolony, np. ϕ, $f' \to K\bar{K}$; (b) rozpad wzbroniony, np. $\phi \to \pi\varrho, f_2' \to \pi\pi$; (c) rozpad wzbroniony

świadczyłoby więc, gdyby nie był on stłumiony, o kryptoegzotycznej lub egzotycznej naturze mezonu X. Rozpadów takich poszukuje się obecnie w nadziei odkrycia meiktonu.

2.6. Miejsce dla mezonu gluonowego

Model kwarkowy zrodził się z symetrii zapachowej SU(3), którą „objaśnił", uzupełnił i następnie zastąpił w fenomenologicznym opisie multipletów mezonów. Tłumaczy on nieistnienie stanów egzotycznych (1 i 2 rodzaju) dozwolonych przez SU(3). Zostawia miejsce dla multipletów o wyższych masach, oferując im rolę multipletów stanów wzbudzonych $q\bar{q}$. Interpretuje stany idealne N i S jako najprostsze stany $q\bar{q}$ oraz pozwala na bardzo poglądowe przedstawienie szeregu reguł wyboru w formie jednej reguły OZI. Objaśnia wiele innych faktów, których przytaczanie nie było tutaj potrzebne. Jest prosty, giętki i bardzo mocno ugruntowany. Chromodynamika kwantowa nie zastrzega jednak dla kwarkoniów wyłącznego prawa reprezentowania stanów fizycznych. Co najmniej więc wtedy, kiedy model kwarkowy czegoś nie objaśnia, pojawia się miejsce dla stanów kryptoegzotycznych. Istnieje hipoteza, że multiplet 0^{++} jest 4-kwarkowy. Meiktonowy lub 4-kwarkowy może okazać się jakiś multiplet, któremu w tab. 3 przypisuje się $N \geqslant 2$. Każdy taki multiplet obejmowałby wiele stanów zapachowych i bezzapachowych.

Inaczej przedstawia się sprawa mezonów gluonowych. Ich obecność nie kreuje nowych stanów zapachowych. "Glueball" egzotyczny może występować jako jedyny stan o danej sygnaturze J^{PC} (łatwo wtedy rozróżnialny). Natomiast „glueball" nieegzotyczny winien

dołączyć się do jakiegoś nonetu o takiej samej sygnaturze, poprzez zmieszanie się z jego izosingletami, powodując rozszerzenie multipletu od nonetu do dekapletu [6]. Istnienie dekapletu będzie sygnalizowane przez występowanie trzech mezonów izoskalarnych o tej samej sygnaturze. Tablica 3 sugeruje, że w niektórych multipletach może to zachodzić. Zanim jednak przejdziemy do opisu mieszania „glueballu" z nonetem $q\bar{q}$, zobaczmy, jakie są oczekiwane własności czystego (niezmieszanego) „glueballu" i w jaki sposób się go poszukuje doświadczalnie.

3. Cechy kandydata na mezon gluonowy

Jak wspomniano we wstępie, chronodynamika kwantowa przewiduje, że mezon gluonowy winien być singletem zapachowym. Oznacza to, że jego sprzężenie z różnymi stanami zapachowymi powinno być jednakowe. W szczególności, amplitudy rozpadów mezonu gluonowego $G \to \pi^+\pi^-$, $G \to K^+K^-$ winny być równe. (Nie będzie to spełnione dla prawdopodobieństw, a więc i szerokości tych rozpadów, ze względu na nieidentyczność objętości fazowych). Chromodynamika kwantowa informuje nas także, że elementy struktury mezonu gluonowego — gluony są pozbawione ładunku elektrycznego. Z tego zaś wynika, że jego rozpady elektromagnetyczne, np. $G \to \gamma\gamma$, winny być mniej prawdopodobne od podobnych rozpadów singletu kwarkowego. I odwrotnie: „glueballe" winny być rzadko produkowane w reakcji $\gamma\gamma \to G$, tzn. w wysokoenergetycznym zderzeniu fotonów, w którym powinna dominować produkcja kwarkoniów. Do tych dwóch przewidywań ścisłej chromodynamiki kwantowej można jeszcze dorzucić spostrzeżenie, że w przypadku istnienia „glueballu" o nieegzotycznych liczbach kwantowych wystąpi większa liczba mezonów izoskalarnych niż to wynika z modelu kwarkowego, a odpowiedni multiplet będzie większy od nonetu.

Dla doświadczalnego poszukiwania mezonów gluonowych tych informacji jest jednak za mało i pożądane są jakieś dodatkowe przepowiednie. Istniejące obecnie przepowiednie dotyczą: (1) takich własności „glueballów", jak liczby kwantowe J, P, C, masy, szerokości (czasy życia), (2) reakcji, w których mogą one być najobficiej produkowane. Przewidywania te są otrzymywane z różnych modeli fenomenologicznych inspirowanych przez chromodynamikę kwantową. Samych modeli nie będziemy tutaj omawiali, przedstawimy tylko interesujące nas wyniki. W tej części artykułu mowa będzie tylko o „glueballach" czystych.

3.1. Własności mezonów gluonowych — przewidywania modelowe

a) Obsadzenie stanów J, P, C przez mezony gluonowe

Stany dwugluonowe najłatwiej jest utworzyć przyjmując, że dwa gluony kolorowe o liczbach kwantowych wektora $J^P = 1^-$ obdarzone pewną masą efektywną [7] poruszają

[6] Dekapletu mezonów nie należy mylić ze znanym dekapletem barionów. Stany należące do dekapletu mezonów fizycznych przekształcają się według redukowalnej reprezentacji $8 \oplus 1 \oplus 1$ grupy SU(3).

[7] Teoria cechowania przewiduje, że kwanty pola cechowania winny być bezmasowe. Jednakże, ze względu na ukrycie koloru gluony nie mogą być swobodne. Wolno więc przyjąć, że ich czteropędy nie znajdują się na powłoce masy.

Inne postępowanie odwołuje się do modelu worków. W tym modelu łatwo jest zbudować gluonium

się w polu potencjału [8] ze względnym momentem orbitalnym L. Od pełnej funkcji falowej gluonium żąda się symetrii ze względu na zmienne przestrzenne, spinowe i kolorowe gluonów (statystyka Bosego). Przyjmując $J = L+S$, gdzie S jest całkowitym spinem 2 gluonów, otrzymuje się możliwe liczby J, P, C gluonium.

W podobny sposób można zbudować stany 3-gluonowe. Możliwe liczby kwantowe J, P, C stanów 2-gluonowych i 3-gluonowych przedstawione są w tab. 4 [10]. Tabela zawiera także stany $q\bar{q}$, dla uwidocznienia które stany „glueballu" są egzotyczne.

Tablica 4. Stany J^{PC} ($J \leqslant 3$), które mogą (+), lub nie mogą (−) być utworzone w układzie kwark-antykwark ($q\bar{q}$), oraz dwóch (gg) i trzech (ggg) gluonów. Stany zabronione dla $q\bar{q}$ są egzotyczne

Stan	$q\bar{q}$	gg	ggg	Stan	$q\bar{q}$	gg	ggg
0^{++}	+	+	+	2^{++}	+	+	+
0^{+-}	−	−	+	2^{+-}	−	−	+
0^{-+}	+	+	+	2^{-+}	+	+	+
0^{--}	−	−	+	2^{--}	+	−	+
1^{++}	+	+	+	3^{++}	+	+	+
1^{+-}	+	−	+	3^{+-}	+	−	+
1^{-+}	−	+	+	3^{-+}	−	+	+
1^{--}	+	−	+	3^{--}	+	−	+

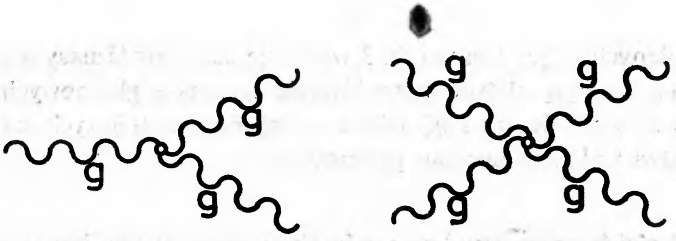
Podział „glueballów" na stany 2-gluonowe, 3-gluonowe itd. nie jest niezmienniczy ze względu na przekształcenie cechowania — nie może więc być traktowany zbyt dosłownie. Na skutek specyficznych oddziaływań występujących pomiędzy gluonami przedstawionych na rys. 2, stan 2-gluonowy może przechodzić w stan o 3 i więcej gluonach. Dlatego stany o różnej liczbie gluonów interferują ze sobą i, na ogół, „glueball" nie jest stanem o określonej liczbie gluonów. Jednakże dla niektórych stanów 3-gluonowych, jak np. 1^{--}, przejście w stan 2-gluonowy jest zabronione przez liczby kwantowe — można więc rozróżniać „glueballe" o dwóch i trzech gluonach walencyjnych.

Z tab. 4 wynika, że z dwóch gluonów może być zbudowany stan o egzotycznej sygnaturze 1^{-+}, zaś stan o dowolnej sygnaturze J^{PC}, zarówno egzotyczny, jak nieegzotyczny może być zbudowany z 3 gluonów. Stany egzotyczne są szczególnie interesujące z punktu widzenia poszukiwania mezonów gluonowych, ponieważ nie mogą się mieszać ze stanami $q\bar{q}$. Stwarza to nadzieje na wystąpienie czystego mezonu gluonowego. Nadzieje te mogą się jednak nie spełnić w przypadku istnienia multipletów meiktonowych lub 4-kwarkowych, dla których możliwa jest egzotyka 2 rodzaju. W takim przypadku egzotyczny „glueball" także mógłby się mieszać z innymi stanami zawierającymi kwarki.

---

jako stan związany dwóch gluonów bezmasowych. Niektórzy autorzy uważają, że gluonium jest takim właśnie stanem. Widmo stanów gluonium nie jest obojętne na to, czy przyjmuje się hipotezę o zerowej czy niezerowej masie gluonu. Gluon posiadający masę ma trzy stany polaryzacji (skrętności), gluon bezmasowy, podobnie jak foton — tylko dwa. W konsekwencji, z dwóch gluonów o masie niezerowej można utworzyć gluonium o spinie $J = 1$, a z bezmasowych nie można go utworzyć (twierdzenie Landaua–Yanga).

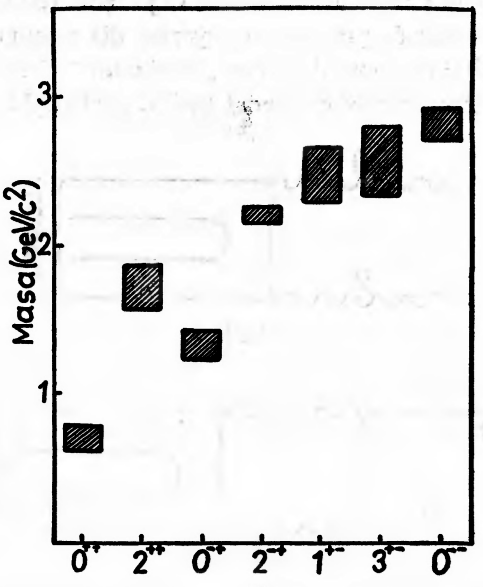
[8] W praktyce korzysta się z potencjału oscylatora harmonicznego, dla którego najłatwiej jest utworzyć stan o określone własności symetrii.



Rys. 2. Wierzchołki 3- i 4-gluonowe

b) Masy

Masy mezonów gluonowych są przewidywane przez model potencjalny, model worków oraz przez chromodynamikę na sieciach i chromodynamiczne reguły sum. Widma mas otrzymywane w tych, tak bardzo różniących się podejściach są, oczywiście, różne i nawet w ramach każdego z nich różni autorzy otrzymują różne wyniki. Szczegółowy przegląd



Rys. 3. Najlżejsze mezony gluonowe dla różnych J^{PC}. Zestawienie przewidywań modelu potencjalnego, modelu worków oraz chromodynamiki kwantowej na sieciach

tych wyników mijałby się z naszym celem — interesuje nas raczej to, co jest w nich wspólne. Uzgodnienie obejmuje kilka najniższych stanów o masach leżących w obszarze 1—3 GeV/c^2. Ilustruje to rys. 3, który łączy wyniki z sieci, worków, oraz modelu potencjalnego [11]. Zgodnie z Tab. 4, stany o najniższych masach są stanami gg, natomiast pozostałe (o masach powyżej ok. 2,5 GeV/c^2) są stanami ggg. Zauważmy jeszcze, że najniższe masy winny mieć mezony gluonowe o sygnaturach

$$J^{PC}(gg) = 0^{++}, \quad 0^{-+}, \quad 2^{++},$$

podczas gdy dla najniższych mas kwarkonium

$$J^{PC}(q\bar{q}) = 0^{-+}, \quad 1^{--}.$$

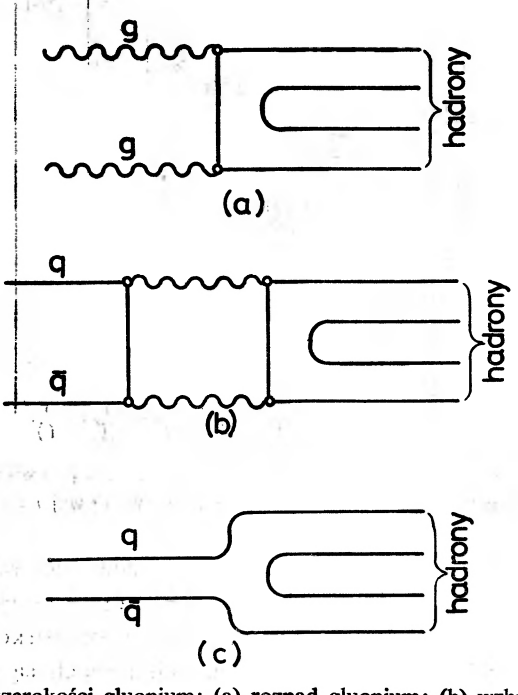
Porównanie danych z rys. 3 oraz tab. 3 wskazuje, że wartość masy nie jest wielkością charakterystyczną mogącą ułatwić poszukiwanie mezonów gluonowych. Raczej przeciwnie, bliskość mas stanów gg i $q\bar{q}$ winna sprzyjać mieszaniu tych stanów, co raczej utrudni, niż ułatwi wykrycie mezonu gluonowego.

c) Szerokości

Ocena szerokości (czasów życia) mezonów gluonowych oparta jest na zliczeniu wierzchołków diagramów przedstawionych na rys. 4. Z porównania diagramów a, b, c wynika, że szerokość gluonium winna być rzędu średniej geometrycznej szerokości dozwolonego i wzbronionego rozpadu kwarkonium

$$\Gamma_G \sim \sqrt{\Gamma_{dozw} \cdot \Gamma_{wzbr}}$$

Uwzględniając, że $\Gamma_{dozw} \sim 100\,\mathrm{MeV}/c^2$, $\Gamma_{wzbr} \sim 10\,\mathrm{MeV}/c^2$ otrzymamy $\Gamma_G \sim 30\,\mathrm{MeV}/c^2$. Na korzyść takiej wartości są przytaczane także inne argumenty. Z drugiej istrony, istnieją argumenty na rzecz typowej szerokości hadronowej rzędu $100\,\mathrm{MeV}/c^2$. Szerokość może więc być, albo nie być, wielkością charakterystyczną, dla mezonów gluonowych. W każdym razie, w przewodniku dla poszukiwaczy „glueballów" (jest coś takiego [12]) zaleca się nie tracić nadziei, jeżeli badany kandydat będzie miał zwykłą szerokość hadronową.



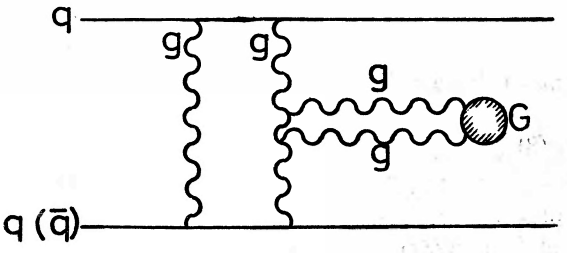
Rys. 4. Ilustracja do oceny szerokości gluonium; (a) rozpad gluonium; (b) wzbroniony rozpad kwarkonium; (c) dozwolony rozpad kwarkonium

3.2. Procesy obfitujące w gluony

Są to procesy charakteryzujące się dwu- lub wielogluonowym stanem pośrednim. W czysto gluonowym środowisku stanu pośredniego ze znacznym prawdopodobieństwem winny tworzyć się „glueballe", których obecność powinna być wykrywalna wśród pro-

duktów stanu końcowego. Dlatego, poszukiwania mezonów gluonowych skupiły się na procesach obfitujących w gluony. Dotychczas badano trzy takie procesy.

Jednym z nich jest quasi-dyfrakcyjna produkcja hadronów. Rysunek 5 ilustruje ten proces w najniższym rzędzie chromodynamicznego rachunku zaburzeń. W fenomenologii oddziaływań hadronów taki proces jest opisywany przez podwójną wymianę pomeronów. (W języku chromodynamiki kwantowej pomeron jest stanem białym o addytywnych liczbach kwantowych próżni, zbudowanym z dwóch lub więcej gluonów). Dwie linie gluonowe



Rys. 5. Diagram produkcji gluonium w procesie quasi-dyfrakcyjnym w najniższym rzędzie chromodynamicznego rachunku zaburzeń

zaczynające się na górnej linii kwarkowej obrazują jeden z pomeronów, dwie linie gluonowe zaczynające się na dolnej linii kwarkowej przedstawiają drugi. Próbkę doświadczalną, mającą na celu uwypuklenie stanów "glueballowych", tworzy się z przypadków hadronizacji w centralnym obszarze zmiennej *rapidity*. W tym obszarze energia hadronizacji jest niska, a więc chromodynamiczna stała sprzężenia — duża, co powinno sprzyjać powstawaniu mezonów gluonowych. Proces charakteryzuje się stosunkowo dużą świetlnością, jednakże nie doprowadził dotychczas do zaproponowania nowego kandydata na mezon gluonowy, nie wchodzimy więc w dalsze szczegóły. Obszerniej omówimy dwa inne procesy.

a) Rozpad radiacyjny mezonu J/ψ

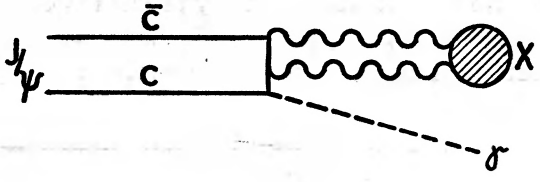
Zanim powiemy dokładnie jaki rozpad, przypomnijmy podstawowe informacje o mezonie J/ψ. Jego masa wynosi 3,1 Gev/c^2, szerokość (bardzo mała) 63 keV/c^2, sygnatura $J^{PC} = 1^{--}$. Jest on stanem $c\bar{c}$, tzn. kwarkonium o ukrytym powabie. Dozwolone przez regułę OZI rozpady silne J/ψ, np. na mezony powabne $D\bar{D}$, są zabronione energetycznie, natomiast (dozwolone energetycznie) rozpady silne na mezony zbudowane z lekkich kwarków są zabronione przez regułę OZI. Diagramy kwarkowe takich rozpadów są niespójne i stan pośredni zawiera wyłącznie gluony.

Za najdogodniejszą reakcję do poszukiwania mezonów gluonowych uznano rozpad radiacyjny

$$J/\psi \to \gamma X, \tag{8}$$

gdzie X jest lekkim mezonem izoskalarnym. Kwant γ jest rejestrowany bezpośrednio, natomiast X — poprzez produkty swojego rozpadu. Ze względu na kinematykę procesu, energia kwantu γ może się zmieniać w sposób ciągły — można więc zbadać widmo mas mezonów X w interesującym nas obszarze 0,5 GeV/c^2—2,5 GeV/c^2. Z zachowania pa-

rzystości ładunkowej wynika, że parzystość ładunkowa mezonu X jest dodatnia. Nie występują więc stany o niepożądanych sygnaturach, jak np. 1^{--}, co znacznie obniża tło pomiarowe.



Rys. 6. Rozpad radiacyjny $J/\psi \to \gamma X$ w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń

Diagram procesu (8) (w najniższym rzędzie) jest przedstawiony na rys. 6. Produkcja mezonu lekkiego X zachodzi poprzez dwugluonowy stan pośredni. Rachunek perturbacyjny (przybliżenie perturbacyjne jest tutaj uzasadnione tym, że przy energii 3,1 GeV chromodynamiczna stała sprzężenia jest już dostatecznie mała, $\alpha_s = g_s^2/4\pi \approx 0{,}2$) wykazuje, że proces

$$J/\psi \to \gamma gg \tag{9}$$

zachodzi ze znacznym prawdopodobieństwem

$$\frac{\Gamma(J/\psi \to \gamma gg)}{\Gamma(J/\psi)} \approx 9\%.$$

Rozpad radiacyjny obfituje więc w gluony i wśród mezonów X mogą licznie wystąpić gluonia. Z analizy spinu i parzystości układu dwóch gluonów w procesie (9) wynika znaczny udział stanów

$$J^{PC} = 0^{++},\ 0^{-+},\ 1^{++},\ 2^{++},\ldots,$$

gdzie jednak wkład 1^{++} zależy silnie od zakładanej masy efektywnej gluonu i znika wraz ze znikaniem tej masy. Pozostałe stany są właśnie tymi, dla których są przewidywane masy poniżej 2,5 GeV/c^2 (por. tab. 4).

W paru eksperymentach zarejestrowano po kilka milionów przypadków reakcji (8). Odkryto dwa nowe mezony, które od razu uzyskały status kandydata na mezon gluonowy. W r. 1980 grupa Mark II doniosła o odkryciu mezonu pseudoskalarnego $\eta(1440)$ (poprzednio ι; co do nowego nazewnictwa cząstek, patrz [13]) o sygnaturze 0^{-+} oraz następującej masie i szerokości [14]:

$$m = 1440\ \text{MeV}/c^2, \quad \Gamma = 76\ \text{MeV}/c^2.$$

Natomiast w r. 1982 grupa Cristal Ball doniosła [15] o odkryciu mezonu tensorowego $f_2(1720)$ (poprzednio θ) o sygnaturze 2^{++} oraz

$$m = 1716\ \text{MeV}/c^2, \quad \Gamma = 134\ \text{MeV}/c^2.$$

Te dwa mezony zachowują nadal status kandydatów. Ich ostateczne uznanie za mezony gluonowe dotychczas nie nastąpiło.

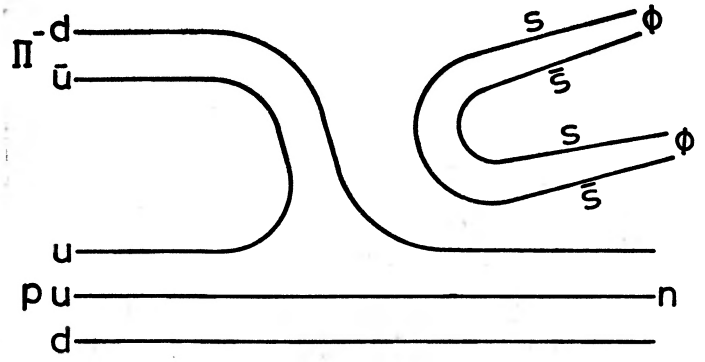
W r. 1983 pojawił się komunikat grupy Mark III [16] o odkryciu słabego sygnału przy energii 2230 MeV interpretowanego jako mezon ξ. Jego spin i parzystość są nieznane, szerokość $\Gamma < 30$ MeV/c^2. Tak mała szerokość jest intrygująca. Mimo iż stan ten nie był obserwowany w podobnym doświadczeniu grupy DM2 (o większej statystyce ale odmiennych warunkach rejestracji) jest on lansowany jako kandydat na „glueball".

b) Proces $\pi^- p \to \phi\phi n$

Reakcja

$$\pi^- p \to g_T n \to \phi\phi n \tag{10}$$

była badana doświadczalnie [17] przy energii pionów 23 GeV. Reakcja zachodzi poprzez wymianę jednomezonową. Jej diagram kwarkowy przedstawiony jest na rys. 7. Reje-



Rys. 7. Diagram kwarkowy procesu $\pi^- p \to \varphi\varphi n$, zabronionego przez regułę OZI

strowano mezony K^+ i K^- pochodzące z rozpadów ϕ. Zdołano skompletować próbkę liczącą około 8 tys. przypadków. Mała szerokość mezonu ϕ oraz znikoma wielkość tła znacznie ułatwiają analizę fazową, w rezultacie której znaleziono w układzie $\phi\phi$ trzy stany rezonansowe g_{T1}, g_{T2}, g_{T3} o jednakowych liczbach kwantowych 2^{++} oraz o masach i szerokościach [17]:

$$m = 2011,\ 2297,\ 2339 \text{ MeV}/c^2$$
$$\Gamma = \ 202,\ \ 149,\ \ 319 \text{ MeV}/c^2 .$$

Najniższy z tych stanów leży więc na progu reakcji $g_T \to \phi\phi$.

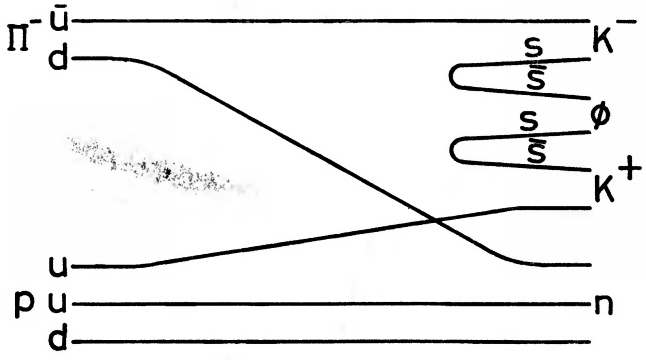
Autorzy eksperymentu twierdzą, że mezony g_T lub co najmniej jeden z nich, są mezonami gluonowymi. Twierdzenie to jest oparte na następujących przesłankach: Diagram kwarkowy reakcji (10) jest niespójny i układ $\phi\phi$ rodzi się ze stanu pośredniego zawierającego wyłącznie gluony. Reakcja powinna być stłumiona ze względu na zakaz OZI. Pomiary wykazują jednak, że reakcje dozwolone przez regułę OZI:

$$\pi^- p \to \phi K^+ K^- n , \tag{11}$$

$$\pi^- p \to K^+ K^- K^+ K^- n , \tag{12}$$

gdzie K^+K^- nie tworzą rezonansu, są mniej prawdopodobne. (Diagram kwarkowy reakcji (11) jest przedstawiony na rys. 8, diagram reakcji (12) jest podobny). Proces (10)

nie jest zatem w rzeczywistości stłumiony, a więc zakaz OZI jest złamany. Złamanie zakazu tłumaczone jest tym, że gluony stanu pośredniego nie występują niezależnie, lecz tworzą (jeden lub więcej) stan rezonansowy („glueball"). Taki zaś stan pośredni może — jak się twierdzi — prowadzić do efektywnie silnego sprzężenia znoszącego zakaz OZI. Mezony g_{T1}, g_{T2}, g_{T3} rodzą się z tego „glueballu" (lub są „glueballami"). Takie wytłumaczenie autorzy eksperymentu uważają za najprostsze, najbardziej logiczne i zgodne z faktami. Odkrycie mezonów g_T interpretuje się więc jako odkrycie „glueballu".



Rys. 8. Diagram kwarkowy procesu $\pi^- p \to \phi K + K^- n$ dozwolonego przez regułę OZI

Twierdzenie, że w reakcji (10) odkryto „glueball" (lub „glueballe") jest w całości oparte na założeniu, że proces przedstawiony na rys. 7 jest objęty zakazem OZI. To założenie wywołało sprzeciwy. Wyrażono pogląd, że proces ten może nie być zabroniony (interpretacja reguły OZI nie jest, w ogólności, sprawą prostą). Podniesiono także szereg innych kwestii dotyczących wyników eksperymentu, m.in. poprawności interpretacji sygnału leżącego na progu reakcji jako rezonansu. Zastrzeżenia zostały odparte przez autorów eksperymentu [18] i dyskusja na razie ucichła. Sprzyjała temu świadomość, że najlepszą drogą do rozstrzygnięcia zarówno tych kwestii, które są sporne, jak i wszystkich innych byłoby zwiększenie zasobu informacji doświadczalnych o tych mezonach. Niestety, mezony g_T bardzo trudno jest obserwować i dotychczas nie udało się tego dokonać w żadnej innej reakcji, jak np. rozpad J/ψ. W reakcji (10) były one obserwowane tylko w jednym laboratorium i tylko w jednym kanale rozpadu: $g_T \to \phi\phi$. Dalsze badania są jednak niezbędne, jeżeli chcemy poznać dokładniej własności tych mezonów.

3.3. Ankieta kandydata na mezon gluonowy

Tablica 5 demonstruje, w jakim stopniu własności kandydatów na mezony gluonowe są zgodne ze spodziewanymi własnościami tych mezonów. Zamieszczone są tylko te mezony, które utrzymują się na liście kandydatów od kilku lat — szereg innych kandydatur zgłoszonych w tym czasie już upadło. Znak „+(−)" sprzyja (nie sprzyja) interpretacji cząstki jako mezon gluonowy, znak „?" oznacza brak informacji, lub niepewność.

Ankieta jest dosyć obszerna, ponieważ przytoczone w niej cechy kandydata, brane z osobna, nie wskazują jednoznacznie na mezon gluonowy. Zilustrujmy to na dwóch przykładach.

Tablica 5. Cechy „glueballowe" kandydatów (wg danych dostępnych do października 1987 r.)

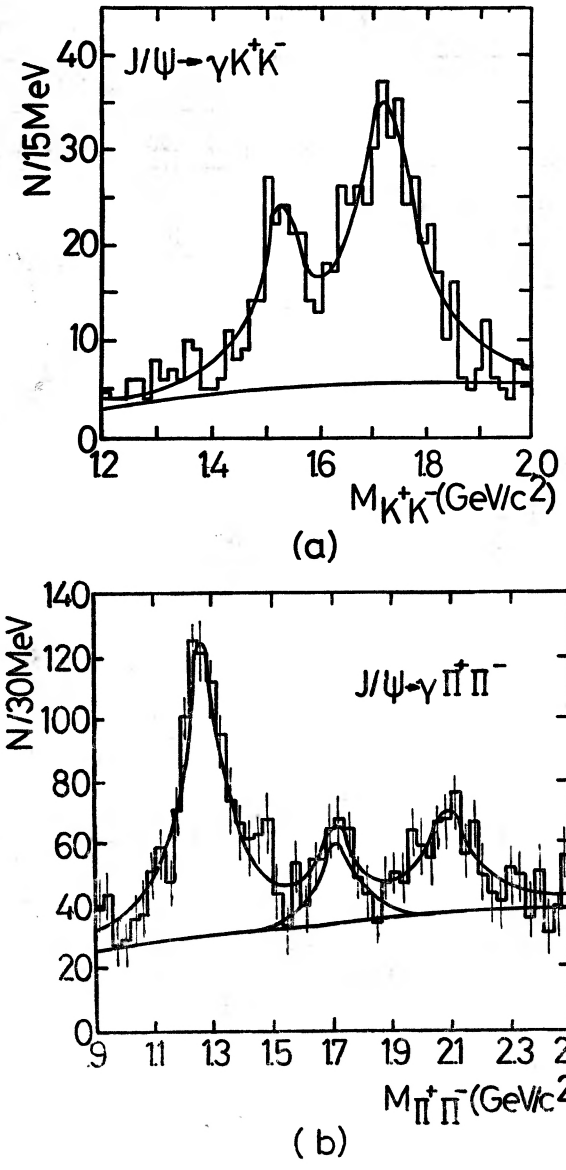
Cecha mezonu izoskalarnego	Kandydat				
	$\eta(1440)$	$f_2(1720)$	$3g_T$ stany	ξ	$f_0(1590)$
1. Istnienie potwierdzone w niezależnym doświadczeniu	+	+	—[a]	—	—
2. J^{PC}	0^{-+}	2^{++}	2^{++}	?	0^{++}
3. Masa z obszaru przewidywanych wartości	+	+	?[b]	?	—
4. Przepełnia nonet	+(?)[c]	+	?[d]	?	+
5. Jest produkowany w reakcji obfitującej w gluony					
A) rozpadzie $J/\psi \to \gamma X$	+	+	?	+	—
B) zderzeniu hadron — hadron	?	+	+	?	—
6. Ma wiele kanałów rozpadów silnych	+(?)[e]	+[f]	?	?	+
7. Rozpady silne są zapachowo niezależne	—	—[g]	?	?	?
8. Nie uczestniczy w oddziaływaniach elektromagnetycznych, np. w reakcjach $G \leftrightarrow \gamma\gamma$	+	—[h]	?	?	?
9. Szerokość (MeV/c^2)	76	130	150—300	<30	175

[a] Słabe sygnały w obszarze 2,0-2,4 GeV zaobserwowano w reakcjach π^- Be $\Rightarrow \varphi\varphi$X oraz $J/\psi \Rightarrow \gamma\phi\phi$. Mogą one potwierdzać istnienie g_T lub ξ. Nie określono jednak liczb kwantowych.

[b] Brak uzgodnionych przewidywań dla masy wyżej leżącego „glueballu" 2^{++}. [c] Jeżeli $\eta(1400)$ istnieje. [d] Stany nieizoskalarne w tym obszarze energii nie są znane. [e] Znane są tylko rozpady na $K^+K^-\pi^0$, $K^+K_s\pi^-$, $K_sK_s\pi^0$. Sytuacja doświadczalna w obszarze 1400-1460 MeV jest silnie zagmatwana. Nawet w tych samych produktach reakcji $K\bar{K}\pi$ obserwuje się w różnych doświadczeniach różne cząstki: $\eta(1400)$, $f_1(1420)$, $\eta(1440)$. $fK\bar{K}$, $\eta\eta$, $\pi\pi$. [g] Obserwowane względne częstości rozpadów wynoszą: $K\bar{K} : \eta\eta : \pi\pi = 3 : 1 : 0{,}8$, podczas gdy z zapachowej niezależności wynika 6 : 1 : 12. [h] Obserwowana częstość rozpadu $\eta(1440) \Rightarrow \gamma\varrho^0$ przemawia przeciwko interpretacji tej cząstki jako czystego mezonu gluonowego, ale nie jest całkowicie pewne, czy sygnał $\gamma\varrho^0$ pochodzi właśnie od $\eta(1440)$.

1) Kryterium niezależności zapachowej rozpadów silnych nie może rozróżnić pomiędzy mezonem gluonowym a singletem $q\bar{q}$, którego sprzężenia są także zapachowo niezależne. Dla rozróżnienia tych dwóch singletów SU(3) konieczne jest badanie rozpadów elektromagnetycznych.

2) Kryterium produkcji w reakcji obfitującej w gluony, np. w rozpadzie $J/\psi \to \gamma X$, może być zawodne. Uprzytamnia to rys. 9 [19]: W kanale $X \to K\bar{K}$ widoczny jest nie tylko mezon $f_2(1720)$ (kandydat), lecz także mezon f_2' (1525), który kandydatem nie jest. W kanale rozpadu $X \to \pi\pi$ mezon f_2' nie jest widoczny (co zgadza się z jego interpretacją jako niemal czystego stanu $s\bar{s}$) ujawnia się natomiast mezon $f_2(1270)$, który także nie jest kandydatem na mezon gluonowy. Widać stąd konieczność badania różnych kanałów rozpadu mezonu X. Mimo zawodności poszczególnych kryteriów ankieta jako całość jest uważana za dość dobre narzędzie do wskazania mezonu gluonowego. Nie ma ona jednak znaczenia rozstrzygającego, chociażby dlatego, że konieczne jest jeszcze wyeliminowanie innych hipotez o naturze kandydata.



Rys. 9. Rozkłady inwariantnych mas efektywnych. Dane eksperymentalne grupy Mark III [19]. N — liczba przypadków; (a) układu K^+K^- w reakcji $J/\psi \to \gamma K^+K^-$; (b) układu $\pi^+\pi^-$ w reakcji $J/\psi \to \gamma\pi^+\pi^-$. Tylko mezon $f_2(1720)$ — kandydat na mezon gluonowy — uwidocznia się w obydwu reakcjach

Z ankiety wynika, że najbardziej zaawansowanymi kandydatami na mezon gluonowy są mezony $\eta(1440)$ i $f_2(1720)$. Panuje zgodna opinia, że te dwa mezony nie są zwykłymi mezonami kwarkowymi i przeważa pogląd, że są „glueballami". Jednakże, rozpady mezonu $f_2(1720)$ nie są zapachowo niezależne, a mezon $\eta(1440)$ ma zbyt dużą częstość rozpadów na $\gamma\varrho^0$. Stąd ziarno zwątpienia. Jeśliby jednak nie były one „glueballami", to czym mogłyby być?

Dla $f_2(1720)$ rozważane są trzy możliwości, przyjmujące za punkt wyjścia stłumienie rozpadu $f_2(1720) \to \pi\pi$ (patrz tab. 5, przypis (g)):

1) Mógłby on być stanem radialnie wzbudzonym mezonu $f_2'(1525)$ o strukturze kwarkowej $s\bar{s}$. Jego partnerem izosingletowym w nonecie (o własnościach stanu N) winien być wtedy mezon o mniejszej masie. Takiego mezonu brak. Jedynym (niepewnym) kandydatem na ten stan jest mezon o większej masie — $f_2(1810)$. W tym wypadku różnica mas mezonów $f_2(1720)$ i $f_2'(1525)$ jest za mała, a różnica mas mezonów $f_2(1810)$ i $f_2(1270)$ — za duża. Trudno jest także objaśnić własności produkcji i rozpadu mezonu $f_2(1720)$. Możliwość ta jest więc uważana za mało prawdopodobną.

2) Mógłby on być stanem 4-kwarkowym o strukturze $s\bar{s}(u\bar{u}+d\bar{d})/\sqrt{2}$. Wtedy powinny istnieć także inne stany należące do multipletu 4-kwarkowego, których się nie obserwuje. Taka interpretacja jest jednak brana pod uwagę.

3) Mógłby on być meiktonem: oczekuje się, że wśród produktów rozpadów meiktonów powinny często występować pary $K\bar{K}$. Taka możliwość nie była jednak dokładniej badana.

Dla $\eta(1440)$ istnieją podobne możliwości odmiennej interpretacji. Brak jednak doniesień o badaniach nad hipotezą 4-kwarkową i meiktonową, chociaż ta ostatnia ma gorących zwolenników. Badana była hipoteza radialnego wzbudzenia: dominacja rozpadu mezonu $\eta(1440)$ na $K\bar{K}\pi$ nauwa myśl, że mógłby on być wzbudzonym radialnie stanem $s\bar{s}$. Takie założenie prowadzi jednak do trudności w objaśnieniu względnych prawdopodobieństw produkcji mezonów η, η', $\eta(1440)$ w procesie $J/\psi \to \gamma X$.

Niezgodność własności mezonów $f_2(1720)$ i $\eta(1440)$ ze spodziewanymi własnościami „glueballu" może być, oczywiście, spowodowana przez domieszkę innych stanów. Problem mieszania „glueballu" z innymi mezonami izoskalarnymi omawiamy obszernie w następnej części artykułu.

Ankieta ujawnia dotkliwy brak informacji o mezonach g_T i ξ. Szanse na to, że mezony g_τ wskazują na istnienie mezonu gluonowego mogą być jednak większe, niż można sądzić na podstawie ankiety.

W tab. 5 zamieszczony jest jeszcze jeden kandydat. Jest to mezon skalarny $f_0(1590)$ o sygnaturze 0^{++} i masie 1587 MeV/c^2. Odkryty w r. 1983 przez grupę GAMS [20] (w procesie jednomezonowej wymiany) w reakcji

$$\pi^- p \to f_0 n \to 4\gamma n$$

obserwowany był dotychczas tylko przez tę jedną grupę doświadczalną przy kilku wartościach energii mezonu π^- oraz w kilku kanałach rozpadu: $f_0 \to \eta\eta$, $\eta\eta'$, $\pi\pi$. Odkrywcy ogłosili go kandydatem na mezon gluonowy. Jednakże przedstawiona przez nich interpretacja własności mezonu $f_0(1590)$ jako charakterystycznych dla mezonu gluonowego została zakwestionowana. Nie możemy wchodzić tutaj w szczegóły tej interpretacji (nie chodzi o te własności, o których była mowa wyżej). Zauważmy natomiast coś innego: rzut oka na rys. 3 pozwala stwierdzić, że masa mezonu $f_0(1590)$ jest niezgodna z wartościami przepowiadanymi dla „glueballu" przez wszystkie cytowane tam modele. Modele te wymagają bowiem jednoznacznie, by „glueball" skalarny był najlżejszym „glueballem", o masie która tylko nieznacznie może przekraczać 1 GeV/c^2. Zatem $f_0(1590)$ nie jest dobrym kandydatem na „glueball". Pozostałe punkty ankiety także nie dają mu zbyt

wiele szans. Jednakże mezon $f_0(1590)$ przepełnia nonet mezonów skalarnych, a to oznacza, że te mezony mogą tworzyć dekaplet. A jeśli tak, to mezon $f_0(1590)$ odegra jeszcze ważną rolę w oznaczeniu skalarnego mezonu gluonowego.

Brak dobrego kandydata na „glueball" skalarny 0^{++} jest zagadkowy. Zgłoszono wprawdzie, oprócz $f_0(1590)$, kilka innych kandydatur, lecz ich istnienie nie zostało potwierdzone. Uważa się, że „glueball" skalarny powinien być widoczny w rozpadach $J/\psi \to \gamma X$, ale dotychczas go nie zaobserwowano. Mezony skalarne są w ogóle trudno obserwowalne, zaś obserwowanie „glueballu" skalarnego może być dodatkowo utrudnione przez zbyt małą lub zbyt dużą szerokość (rozmycie w tle). Inną przyczyną może być intensywne mieszanie mezonu gluonowego z mezonami kwarkowymi. W takim przypadku, ankieta może w ogóle nie wyłonić kandydata. Intensywne mieszanie może być wspólną przyczyną braku faworyzowanego kandydata na „glueball" i trudności w zrozumieniu natury całego multipletu mezonów skalarnych.

4. Od nonetu do dekapletu. Wzory masowe i mieszanie stanów

Istnienie mezonów gluonowych rozszerza multiplety mezonów fizycznych. Niezbędne staje się sformułowanie opisu fenomenologicznego (na teorię nie można, na razie, liczyć) takiego rozszerzonego multipletu. Zakładamy minimalne rozszerzenie, tzn. że jest on dekapletem. Zacznijmy jednak nasze rozważania od przypomnienia pewnych podstawowych relacji obowiązujących w nonecie. Tok rozumowania poprowadzimy w taki sposób, by mógł być zastosowany do dekapletu.

4.1. Nonet

Wzorem masowym nazywa się związek pomiędzy masami cząstek należących do jakiegoś multipletu. Najbardziej znany jest wzór Gell-Manna–Okubo wiążący masy mezonów należących do oktetu w modelu łamanej symetrii SU(3):

$$z_8 = (4K - a)/3 \,. \tag{13}$$

Wzór ten jest prawdziwy i w dokładnej symetrii, gdy $z_8 = K = a$. W tym i w innych wzorach masowych będziemy przyjmowali, że symbol cząstki oznacza kwadrat jej masy. Jednakże wzory masowe mogą być również rozumiane jako związki pomiędzy masami cząstek, a nie kwadratami mas — dylemat, którego nieznane dotychczas rozstrzygnięcie ma (przynajmniej na razie), niewielkie znaczenie praktyczne dla większości znanych multipletów. (Można by tutaj zauważyć, że ponieważ żadna z tych możliwości nie jest pewna, to nie jest też wykluczony jakiś inny wykładnik potęgi, różny od 1 i 2).

Jeżeli obok oktetu istnieje singlet SU(3) (a nie znamy przypadku, kiedy tak nie jest), to winno wystąpić mieszanie (patrz par. (2.4)), sprawiające że multiplet stanów fizycznych staje się nonetem. Wzór (13) spełnia wtedy rolę pomocniczą, określając masę stanu niefizycznego. Wzór masowy dla nonetu otrzymuje się przez diagonalizację operatora masowego (będziemy używali tego określenia dla operatora kwadratu masy m^2)

$$m^2_{\text{nfiz}} = \begin{bmatrix} z_8 & \gamma \\ \gamma & z_0 \end{bmatrix} \tag{14}$$

określonego w bazie stanów niefizycznych $|z_8>$, $|z_0>$, należących do nieredukowalnych reprezentacji SU(3). Zatem

$$z_8 = <z_8|m^2|z_8>, \quad z_0 = <z_0|m^2|z_0>, \qquad \gamma = <z_8|m^2|z_0> = <z_0|m^2|z_8>. \tag{15}$$

Operator masowy musi być diagonalny w bazie stanów fizycznych $|z_1>$, $|z_2>$, będących superpozycjami stanów $|z_8>$, $|z_0>$:

$$\begin{bmatrix} |z_1> \\ |z_2> \end{bmatrix} = 0 \begin{bmatrix} |z_8> \\ |z_0> \end{bmatrix}, \tag{16}$$

gdzie 0 jest macierzą ortogonalną

$$0 = \begin{bmatrix} \cos\vartheta & \sin\vartheta \\ -\sin\vartheta & \cos\vartheta \end{bmatrix}, \tag{17}$$

natomiast ϑ jest kątem mieszania. Relacje (16), (17) określają kąt mieszania nieco inaczej niż (3): kąt mieszania idealnego spełnia teraz równość $\operatorname{tg}\vartheta = \sqrt{2}$ (patrz (6)). Obecna definicja jest dogodniejsza przy rozszerzaniu multipletu.

Wypada wyjaśnić, jak rozumie się użyty wyżej zwrot: „diagonalizacja operatora masowego". W istocie chodzi tutaj o zbudowanie wektorów własnych operatora, którego wartości własne z_1, z_2 uważa się za znane. Nieznane są natomiast niektóre elementy macierzy, którą chcemy diagonalizować. Znajomość tych elementów jest konieczna do zbudowania wektorów własnych, a więc znalezienia macierzy mieszania 0 (tzn. kąta mieszania). Macierz mieszania diagonalizuje operator masowy, spełnia więc związek

$$m^2_{\text{fiz}} = 0^T m^2_{\text{nfiz}}\, 0. \tag{18}$$

0^T jest tutaj macierzą transponowaną, m^2_{fiz} — diagonalnym operatorem masowym. Dla znalezienia nieznanych elementów macierzowych operatora m^2_{nfiz} korzysta się z faktu, że sumy głównych minorów macierzy są (dla każdego rzędu z osobna) niezmiennikami przekształcenia (18). W przypadku macierzy 2×2 jaką jest (14), uzyskujemy w ten sposób dwa równania (dla macierzy 3×3 będą trzy):

$$z_8+z_0 = z_1+z_2, \quad z_8z_0-\gamma^2 = z_1z_2. \tag{19}$$

Element z_8 macierzy (14) jest w łamanej symetrii SU(3) zawsze znany, natomiast element z_0 — zawsze nieznany. Wykluczając z_0, otrzymujemy wzór masowy dla nonetu:

$$(z_8-z_1)(z_2-z_8) = \gamma^2, \tag{20}$$

gdzie z_8 dane jest przez (13). Element γ łatwo otrzymać w modelu kwarkowym, a jeśli nie odwoływać się do tego modelu, to można skorzystać ze znanego ansatzu Schwingera. Gdyby γ trzeba było określać z wzoru masowego (20), to nie można byłoby przewidzieć żadnej masy fizycznej nonetu.

4.2. Problem diagonalizacji operatora masowego w przypadku dekapletu

W dekapleciе mezonów dwa izoskalary nonetu kwarkowego mieszają się z mezonem

gluonowym. Operator masowy określony w bazie stanów $|z_8>, |z_0>, |G>$ ma postać:

$$m^2 = \begin{bmatrix} z_8 & \gamma_1 & \gamma_2 \\ \gamma_1 & z_0 & \gamma_3 \\ \gamma_2 & \gamma_3 & G \end{bmatrix}. \tag{21}$$

(Rezygnujemy już z oznaczania, względem jakiej bazy — fizycznej, czy niefizycznej — obliczane są elementy macierzowe). Wielkości z_8, z_0, γ_1 zostały określone w (15), G jest kwadratem masy mezonu gluonowego, natomiast γ_2, γ_3 mają sens podobny do γ_1:

$$\gamma_2 = <G|m^2|z_8>, \quad \gamma_3 = <G|m^2|z_0>. \tag{22}$$

Podobnie jak w przypadku nonetu, przekształcenie ortogonalne 0 diagonalizujące operator m^2 definiuje jednocześnie stany fizyczne $|z_1>, |z_2>, |z_3>$:

$$\begin{bmatrix} |z_1> \\ |z_2> \\ |z_3> \end{bmatrix} = 0 \begin{bmatrix} |z_8> \\ |z_0> \\ |G> \end{bmatrix}. \tag{23}$$

To przekształcenie ma trzy niezmienniki, które określają trzy równania podobne do (19), wiążące elementy macierzowe i wartości własne macierzy (21). Możemy więc wyznaczyć nie więcej niż trzy niewiadome. Nieznanymi zaś wielkościami są co najmniej z_0, G, γ_1, γ_2, γ_3 (z_8 określone jest przez (13), podobnie jak w nonecie). Znalezienie macierzy mieszania 0 nie jest zatem możliwe bez zmniejszenia liczby nieznanych elementów macierzy (21). Dla zmniejszenia tej liczby stosowane są rozmaite modele mieszania upraszczające operator masowy. Większość tych modeli wykorzystuje regułę OZI zabraniającą przejść $N \leftrightarrow S$ (patrz 2,5). Wygodnie jest więc przedstawiać operator masowy w bazie stanów $|N>, |S>, |G>$, gdzie $|N>$ i $|S>$ są stanami kwarkowymi, które zostały zdefiniowane wzorami (5).

W bazie stanów N, S, G stany fizyczne $|z_1>, |z_2>, |z_3>$ określone są przez macierz mieszania V,

$$V = 0Q, \tag{24}$$

gdzie macierz Q zdefiniowana jest przez relację

$$\begin{bmatrix} |z_8> \\ |z_0> \\ |G> \end{bmatrix} = Q \begin{bmatrix} |N> \\ |S> \\ |G> \end{bmatrix}. \tag{25}$$

Postać uproszczonego (dającego się diagonalizować) operatora masowego jest uzależniona od modelu mieszania lub sama definiuje ten model. Istnieje wiele modeli mieszania. Przedstawimy niektóre spośród tych, które są definiowane w oparciu o postać operatora masowego. Niektóre modele formułowane są bez odwoływania się do postaci operatora masowego.

Jako punkt wyjścia prezentacji wygodnie jest przyjąć „idealnie diagonalny" operator masowy

$$m^2 = \begin{bmatrix} N & 0 & 0 \\ 0 & S & 0 \\ 0 & 0 & G \end{bmatrix}. \tag{26}$$

Zakłada się, że stany izoskalarne N i S należą do nonetu idealnego, a więc mają idealne składy kwarkowe (5) oraz idealne masy

$$N = a, \quad S = 2K - a. \tag{27}$$

N i S będą więc traktowane jako znane wielkości, określone przez masy nieizoskalarnych partnerów oktetu, natomiast G — wielkość, którą się wróży z sieci, worków etc. o (czym była mowa w p. 3.1b) — będzie traktowana jako niewiadoma. Dopóki operator masowy ma postać (26), dopóty mezon gluonowy nie miesza się z mezonami kwarkowymi, wzór masowy nie obejmuje masy „glueballu", która pozostaje dowolna, a zaliczanie stanu G oraz stanów N, S do tego samego multipletu ma charakter umowny.

4.3. Najprostsze modele mieszania

Multiplet staje się prawdziwym dekapletem fizycznym dopiero wtedy, kiedy „glueball" miesza się z jednym lub obydwoma kwarkoniami N, S. Wtedy nie znika jeden lub obydwa niediagonalne elementy macierzy masowej w ostatniej kolumnie (i ostatnim wierszu — macierz jest symetryczna, podobnie jak (21)), masa dziesiątego mezonu jest związana wzorem masowym z masami pozostałych cząstek multipletu i, w ogólności, żaden z izoskalarów fizycznych z_1, z_2, z_3 nie jest już czystym kwarkonium. (Dla stanów mieszanych „glueballu" i kwarkonium zaproponowano już nazwę „gluekonium" — ciekawe, czy się przyjmie).

Najprostszy model mieszania otrzymamy przyjmując, że nie znika tylko jeden niediagonalny element macierzowy operatora masowego w trzeciej kolumnie, tzn. gdy np.,

$$m^2 = \begin{bmatrix} N & 0 & \varkappa \\ 0 & S & 0 \\ \varkappa & 0 & G \end{bmatrix}. \tag{28}$$

Taka postać operatora masowego oznacza, że stan G miesza się tylko ze stanem N, a wobec tego, jego mieszanie winno być opisane przez jeden kąt (podobnie, jak w nonecie). Macierz (28) zawiera dwa nieznane parametry: G i $\varkappa$. Zatem w wyniku diagonalizacji otrzymuje się jeden wzór masowy wiążący masy fizyczne dekapletu.

Jest niespodzianką, że mieszanie charakteryzujące się operatorem masowym (28) opisuje poprawnie dekaplet mezonów tensorowych 2^{++} (tab. 3), w którym rolę dziesiątego mezonu odgrywa znany kandydat na „glueball" $f_2(1720)$. Istnienie tego mezonu zostało przewidziane przez J. Rosnera [21] właśnie w oparciu o model z jednym kątem mieszania na rok przed odkryciem doświadczalnym. Ten sukces modelu tłumaczy się zapewne tym, że należący do tego samego multipletu izoskalar $f_2'(1525)$ wykazuje cechy niemal czystego kwarkonium S. Próby zastosowania takiego opisu do innych multipletów kończyły się niepowodzeniem. Może to świadczyć o tym, że w tych multipletach stanem G obdzielone są nie dwa, lecz trzy izoskalary z.

Model, w którym operator masowy ma postać [22, 23]:

$$m^2 = \begin{bmatrix} N & 0 & \sqrt{2}\varkappa_1 \\ 0 & S & \varkappa_2 \\ \sqrt{2}\varkappa_1 & \varkappa_2 & G \end{bmatrix} \tag{29}$$

opisuje dekaplet zawierający trzy gluekonia (stany mieszane „glueballu" i kwarkonium). Zakaz OZI jest tutaj złamany dzięki pośrednictwu „glueballu"

$$N \leftrightarrow G \leftrightarrow S. \tag{30}$$

W realistycznym modelu takie przejścia muszą zachodzić. Gdyby ich nie było, to mezon gluonowy nie mógłby się rozpadać na mezony kwarkowe. Zapachowa niezależność oddziaływań „glueballu" wymaga by

$$\varkappa_2 = \varkappa_1 \tag{31}$$

(czynnik $\sqrt{2}$ w macierzy (29) wynika ze struktury kwarkowej stanu N). Jednakże wystarczy uwzględnić tylko nieidentyczność mas kwarków $u(d)$ i s, by spowodować naruszenie tej równości (wskutek niejednakowego zachowania się funkcji falowych stanów N i S w pobliżu początku układu współrzędnych). Można więc przyjmować, że równość (31) obowiązuje lub nie. Koniecznie jednak trzeba zakładać jakiś związek pomiędzy $\varkappa_2$ i $\varkappa_1$, jeżeli chce się uzyskać wzór masowy wiążący masy fizyczne multipletu.

Model wzbudził dość znaczne zainteresowanie, ponieważ posiada moc przewidywania i proponuje prosty mechanizm łamania zakazu OZI. Stosowano go głównie do oceny szerokości rozpadów mezonu J/ψ wzbronionych przez zakaz OZI. Natomiast jego zdolność przewidywania mas „glueballów" okazała się niewielka. W podstawowym multiplecie wektorowym przewidywana masa „glueballu" (zwanego tu mezonem 0) waha się w granicach 1-3 GeV/c^2. Zaś w przypadku mezonów pseudoskalarnych nie udało się uzgodnić nonetu stanu podstawowego z „glueballem" o dodatniej masie. Także w innych multipletach nie udało się uzyskać zadowalających wyników. Obecnie wydaje się przeważać opinia, że ten model jest zbyt prosty na to, by móc opisać dane doświadczalne.

4.4. Model mieszania „bezzapachowego"

Przejdźmy wreszcie do najważniejszego spośród omawianych modeli. Operator masowy w tym modelu ma postać:

$$m^2 = \begin{bmatrix} N+2\alpha & \sqrt{2}\alpha & \sqrt{2}\beta \\ \sqrt{2}\alpha & S+\alpha & \beta \\ \sqrt{2}\beta & \beta & G \end{bmatrix}. \tag{32}$$

Wielkości G, α, β są niewiadome, a więc nie otrzymuje się tutaj wzoru masowego wiążącego masy fizyczne dekapletu. Operator (32) spełnia warunek, by elementy macierzowe przejść pomiędzy stanami $q_j\bar{q}_j \leftrightarrow q_k\bar{q}_k$ były jednakowe dla wszystkich zapachowych odmian kwarków (j, k). Spełnia także podobny warunek dla przejść pomiędzy kwarkoniami a mezonem gluonowym: $q_j\bar{q}_j \leftrightarrow G$. Dlatego model oparty na tym operatorze masowym nosi czasem nazwę modelu mieszania bezzapachowego. Model mieszania bezzapachowego jest uważany za najbliższy duchowi chromodynamiki kwantowej i darzony największym zaufaniem. Jest on jednak przybliżony, podobnie jak poprzednie modele, a jego przydatność jest kwestią do wyjaśnienia.

Model mieszania bezzapachowego stosowany był w pierwszym rzędzie do badania dwóch mezonów będących głównymi kandydatami na „glueball" (tab. 5): pseudoskalar-

nego $\eta(1440)$ i tensorowego $f_2(1720)$ [25, 26]. Omówimy pokrótce wyniki tych badań oraz zaistniałą obecnie sytuację.

Próby skompletowania dekapletu z mezonów π, K, $\eta(548)$, $\eta'(958)$ oraz $\eta(1440)$ nie powiodły się: z nonetem stanu podstawowego nie może być zmieszany „glueball" o masie mniejszej niż 1,7 GeV/c^2 [25]. Nie dowodzi to jednak braku składowej „glueballowej" w strukturze mezonu $\eta(1440)$. Masa mezonu $\eta(1440)$ znajduje się w obszarze mas wyżej leżącego nonetu 0^{-+} (tab. 3). Należy się więc spodziewać, iż jest on produktem mieszania „glueballu" z tym właśnie, a nie z podstawowym nonetem stanów kwarkowych. Niedostatek informacji o cząstkach tego wyżej leżącego nonetu pseudoskalarnego uniemożliwia zbadanie mieszania stanów zbudowanego na nim dekapletu, a więc i zawartości składowej „glueballowej" w mezonie $\eta(1440)$. Dopóki to mieszanie nie zostanie zbadane, bezpodstawny będzie jakikolwiek sąd o zawartości „glueballu" w mezonie $\eta(1440)$.

Zastosowanie modelu mieszania bezzapachowego do dekapletu mezonów tensorowych a_2, K_2, $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$ oraz $f_2(1720)$ także się nie powiodło. O niepowodzeniu przesądziła niezgodność przewidywanej szerokości rozpadu $f_2' \to \gamma\gamma$ z wartością doświadczalną [26]. Wydaje się, iż w tym wypadku nie popełniamy błędu mieszania niewłaściwych cząstek, zatem przyczyna niezgodności winna być inna niż dla $\eta(1440)$. Łatwo, oczywiście, wyrazić przypuszczenie, iż $f_2(1720)$ nie jest „glueballem". Jednakże dane doświadczalne wydają się uparcie świadczyć o dużej zawartości „glueballu" w strukturze tego mezonu. Dlatego trzeba brać pod uwagę także inne możliwe wyjaśnienia tej niezgodności. Wśród nich zaś przede wszystkim przypuszczenie, że zawodzi model mieszania bezzapachowego.

Gdyby zaś tak rzeczywiście było, to nie można byłoby także liczyć na prawidłowy opis mezonu $\eta(1440)$, nawet przy zmieszaniu „glueballu" z właściwym nonetem kwarkowym i posiadaniu wystarczającego zasobu dostatecznie dobrych danych doświadczalnych.

4.5. Uwaga o innych modelach

Model zapachowo niezależny może zostać pozbawiony zapachowej niezależności kosztem wprowadzenia dodatkowego parametru Z $(0 < Z < 1)$. Parametr ten uwzględnia różnicę w zachowaniu funkcji falowej stanów N i S w początku układu współrzędnych, spowodowaną przez nieidentyczność mas kwarków $u(d)$ i s. Operator masowy przyjmuje w tym modelu postać:

$$m^2 = \begin{bmatrix} N+2\alpha & \sqrt{2}\alpha Z & \sqrt{2}\beta \\ \sqrt{2}\alpha Z & S+\alpha Z^2 & \beta Z \\ \sqrt{2}\beta & \beta Z & G \end{bmatrix}. \tag{33}$$

Występują tutaj cztery niewiadome i macierz może być diagonalizowana tylko przy ustalonej wartości parametru Z. Utrudnia to przewidywania, a więc zmniejsza atrakcyjność modelu. Dlatego jest on rzadko stosowany. Istnieje jednak zwyczaj cytowania go i dlatego go tutaj przytaczamy.

Oprócz omówionych tutaj modeli istnieją jeszcze inne, które nakładają bardziej skomplikowane warunki na nieznane elementy operatora masowego. Nie będziemy ich tutaj dyskutowali, ponieważ wymagają one odrębnego potraktowania. Ich istnienie nie zmienia podstawowego faktu, że w obecnej chwili nie dysponujemy powszechnie uznawanym

modelem, opisującym poprawnie mieszanie stanów izoskalarnych dekapletu. A przecież tylko posiadanie dokładnych danych o zawartości stanów N, S, G w stanach izoskalarów fizycznych z_1, z_2, z_3 daje możliwość obliczania wielkości, które mogą być mierzone doświadczalnie. Wypada więc zakończyć te rozważania o modelach uwagą, że jednym z zadań spektroskopii mezonów jest poszukiwanie wiarygodnego opisu fenomenologicznego mieszania mezonów gluonowych z mezonami kwarkowymi.

5. Zakończenie

Mezonu gluonowego dotychczas nie odkryto, lub może tylko nie zidentyfikowano. Kilka znanych mezonów uznaje się za dobrych kandydatów na taki mezon, lecz na drodze do ich identyfikacji napotyka się na różnorodne trudności. Są to trudności zarówno doświadczalne, jak interpretacyjne.

Trudności doświadczalne polegają na tym, że dla identyfikacji nieegzotycznego mezonu gluonowego potrzeba dużo dokładnych informacji. Muszą to być informacje:
— o samej cząstce,
— o multiplecie, do którego ona należy,
— o położeniu sąsiednich multipletów mających tę samą sygnaturę J^{PC}.
Wiedza o cząstce i multiplecie nie może się ograniczać do oddziaływań silnych. Potrzebne są także informacje o oddziaływaniach elektromagnetycznych W żadnym wypadku, poszukując „glueballu" nie można poprzestać na badaniu pojedynczej cząstki.

Trudności interpretacyjne wynikają z tego, że mezon gluonowy nie posiada jakiejś wyrazistej cechy (np. liczby kwantowej), która odróżniałaby go od innych mezonów. Wskutek tego jego zachowanie w różnych reakcjach słabo się różni od zachowania mezonów kwarkowych. Różnice zacierane są jeszcze wskutek mieszania stanu „glueballowego" ze stanami izoskalarnymi kwarkoniów.

Mieszanie nieegzotycznego „glueballu" jest nieuniknione. Jedna z „zasad" fizyki cząstek głosi, że jeżeli jakaś reakcja nie jest zabroniona to zachodzi. Wynika z niej inna „zasada": stany, które się mogą mieszać, mieszają się. Nie należy się więc spodziewać odkrycia czystego mezonu gluonowego o nieegzotycznych liczbach kwantowych J^{PC}. Winien on być zmieszany z innymi stanami w multiplecie szerszym niż nonet. W najprostszym przypadku byłby to dekaplet. Istnienie dekapletu jest silnym jakościowym argumentem na rzecz istnienia „glueballu".

Dysponowanie wiarygodnym opisem mieszania stanów jest niezbędne do ilościowego określenia zawartości „glueballu" w izoskalarach fizycznych. To zaś jest konieczne dla doświadczalnego potwierdzenia jego obecności w dekaplecie. Nie mamy pewności, że dysponujemy modelem dającym prawidłowy opis. Istnieje wiele modeli mieszania, ale nie ma kryterium pozwalającego na ustalenie, który z nich jest prawdziwy (lub najbliższy prawdy). Może to być ustalone tylko przy pomocy doświadczenia. Ale brak godnych zaufania przewidywań utrudnia interpretację wyników doświadczeń...

Można się spotkać z opinią, że egzotyczny mezon izoskalarny, gdyby został odkryty, byłby łatwy do zidentyfikowania jako „glueball". Jednakże i w tym wypadku trzeba byoby wykluczyć, że jest on meiktonem lub stanem 4-kwarkowym lub wreszcie stanem

mieszanym „glueballu" i jakiegoś stanu egzotycznego. Każdy więc kandydat na mezon gluonowy musi być poddany wszechstronnej analizie.

Mezon tensorowy $f_2(1720)$ i mezon pseudoskalarny $\eta(1440)$ są obecnie najlepszymi kandydatami „na glueball". Z nich f_2 wydaje się bliższy nominacji. Przeciwko jego kandydaturze nie przemawia żaden fakt doświadczalny, a jedynie trudność zrozumienia jego własności w ramach modelu mieszania bezzapachowego. Droga mezonu $\eta(1440)$ do nominacji „glueballowej" będzie zapewne dłuższa, gdyż uwarunkowana jest zbadaniem doświadczalnie trudnego, wyżej leżącego multipletu pseudoskalarnego, o którego własnościach wiadomo, na razie, bardzo niewiele.

Mezony skalarne tworzą prawdopodobnie dekaplet. Gdzieś w nim ukrywa się pewnie mezon gluonowy — na razie skutecznie zamaskowany.

Gra w „glueballe" dopiero się zaczęła, a już wywołała wiele emocji. Powinna być ciekawa nadal. Uruchomienie wielu nowych urządzeń doświadczalnych, których budowa zbliża się do końca, znacznie przyspieszy bieg wydarzeń. Sporo się może zmienić, nim ten artykuł dotrze do rąk Czytelnika.

Literatura

[1] W. Królikowski, *Postępy Fizyki* **30**, 307 (1979).
[2] G.'t Hooft, *Postępy Fizyki* **34**, 19 (1983).
[3] S. Pokorski, T. Taylor, *Postępy Fizyki* **32**, 215 (1981).
[4] W. B. Berestecki, *Postępy Fizyki* **28**, 659 (1977).
[5] Y. Nambu, *Postępy Fizyki* **28**, 631 (1977).
[6] J. Ciborowski, *Postępy Fizyki* **35**, 601 (1984).
[7] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **29**, 67 (1078); **31**, 33 (1980).
[8] G. Białkowski, R. Sosnowski, *Cząstki elementarne*, PWN, W-wa 1971.
[9] M. Szczekowski, *Postępy Fizyki* **30**, 67 (1979).
[10] J. J. Coyne, P. M. Fishbane, S. Meshkov, *Phys. Lett.* **91B**, 259 (1980).
[11] C. Carlson, *Proc. Lund Conf. on Multiparticle Dynamics* (1984).
[12] C. Heusch, *The quark structure of matter. Proceedings*. World Scientific Publ., Singapore 1985.
[13] Z. Ajduk, *Postępy Fizyki* **38**, 51 (1987).
[14] D. L. Scharre et al., *Phys. Lett.* **97B**, 329 (1980).
[15] C. Edwards et al., *Phys. Rev. Lett.* **48**, 458 (1982).
[16] K. F. Einsweiler, *Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics*, Brighton 1983.
[17] A. Etkin et al., *Phys. Lett.* **201B**, 568 (1988).
[18] S. J. Lindenbaum, R. S. Longacre, *Phys. Lett.* **165B**, 202 (1985).
[19] K. F. Einsweiler, PhD thesis, SLAC-278 (1984), Stanford, USA.
[20] F. Binon et al., *Nuovo Cim.* **A78**, 313 (1983).
[21] J. L. Rosner, *Phys. Rev.* **D24**, 1347 (1981).
[22] P. G. O. Freund, Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1645 (1975).
[23] D. Robson, *Nucl. Phys.* **B130**, 328 (1977).
[24] N. Fuchs, *Phys. Rev.* **D14**, 1912 (1976).
[25] S. Meshkov, *High-Energy Physics*. Plenum Press. New York 1985.
[26] J. L. Rosner, S. F. Tuan, *Phys. Rev.* **D27**, 1544 (1983).

RÓŻNE

Robert Greenler *

University of Wisconsin
Milwaukee, USA

Poza (widzialną) tęczą **

Beyond the (visible) rainbow

Abstract: Yes, there should be an infrared rainbow in the sky and it should lie in a band just outside the red of the visible rainbow.

Niekiedy nauka jest bardzo osobistą działalnością. Od czasów gdy byłem małym chłopcem zachwycało mnie piękno i wspaniałość tęczy. To była moja osobista reakcja, na długo przed tym, zanim zdobyłem narzędzia badacza, które pozwoliły mi zrozumieć pochodzenie tego cudownego kolorowego łuku.

Przedmiotem innego, zawodowego, zainteresowania, w które wkładałem wiele energii przez ubiegłe trzydziestolecie, było wyjaśnienie struktury cząsteczek adsorbowanych na powierzchni ciała stałego. Jest to bardzo istotne dla zrozumienia tak różnych zjawisk i procesów jak działanie katalityczne, własności elektryczne małych układów scalonych, rozdzielanie rud, procesy zachodzące w reaktorze syntezy jądrowej. Mogłoby się wydawać, że te zainteresowania nie mają nic wspólnego z tęczą, ale tak nie jest. Wkładem, jaki zrobiłem w poznanie adsorbcji cząsteczek na powierzchni metalu, było opracowanie metody określania ich struktury przy wykorzystaniu promieniowania podczerwonego. Tak więc, pewne zrozumienie natury promieniowania podczerwonego jest jednym z narzędzi uprawianego przeze mnie zawodu.

Te dwa różne tory moich doświadczeń zbiegły się pewnego dnia, gdy siedziałem przy biurku i nie zajmowałem się jakimś konkretnym zadaniem, lecz oddawałem się swobodnym marzeniom. Przyszło mi na myśl takie pytanie: czy na niebie występuje tęcza w podczerwieni? Jak zbadać to zagadnienie? Oto mój proces myślowy:

Aby istniała tęcza w podczerwieni:

1) źródło musi emitować promieniowanie podczerwone. Istotnie, Słońce wysyła nie

---

* Robert Greenler był w poprzedniej kadencji prezesem Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego (the Optical Society of America).

** Artykuł opublikowany w *Optics News* 14, No 11, 22 (1988) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1988, Optical Society of America] (Przyp. Red.).

tylko światło widzialne lecz również podczerwień (w rzeczywistości emituje całe widmo promieniowania elektromagnetycznego od promieni X do fal radiowych);

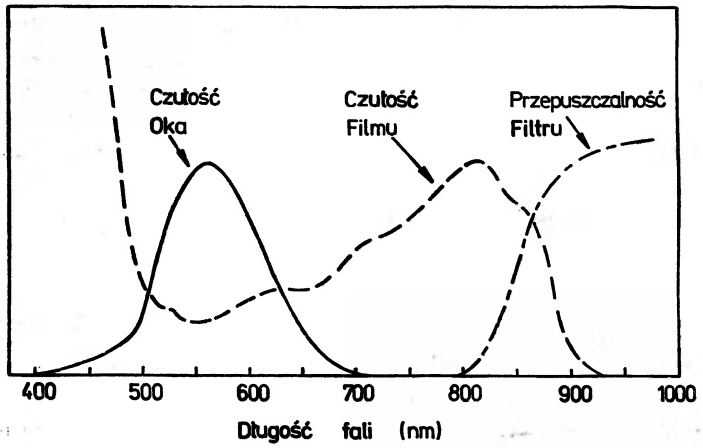
2) promieniowanie podczerwone musi przechodzić przez atmosferę Ziemi. Para wodna i dwutlenek węgla absorbują pewne przedziały długości fal podczerwonych, ale inne przechodzą bez przeszkód;

3) tęcza powstaje dlatego, że promienie światła wchodzące do kropelek wody ulegają tam wewnętrznemu odbiciu i wychodzą znów na zewnątrz. Promienie podczerwone musiałyby więc przechodzić przez kroplę wody. Tu trzeba poważnie się zastanowić. To, że kropla wody jest przezroczysta dla światła widzialnego, wcale nie znaczy, że jest przezroczysta dla „światła" podczerwonego i w rzeczywistości kropla wody absorbuje szeroki zakres fal podczerwonych. Jednak na podstawie pomiarów widmowych przepuszczalności wody [1] wiemy, że krople wody powinny być przezroczyste w obszarze od widzialnego do podczerwonego aż do ok. 1300 nm;

4) po wyjściu z kropli wody to promieniowanie podczerwone, które przeżyło wszystkie wyżej wymienione straty, musi znów przejść przez powietrze, zanim dotrze do niewidzącego go oka kogoś, kto by je obserwował.

Poszukiwanie

Ten ciąg rozumowania dał mi możliwą odpowiedź na pytanie, które wywołało te rozważania — tak, na niebie powinna być tęcza podczerwona i powinna ona znajdować się zaraz na zewnątrz widzialnego łuku czerwonego tęczy. Zdecydowałem się spróbować sfotografować tę niewidoczną tęczę stosując film fotograficzny czuły na pewną część obszaru widmowego podczerwieni. Na rys. 1 widzimy krzywą czułości tego filmu. Rysu-



Rys. 1. Czułość filmu na podczerwień (Eastman Kodak IR 135) rozciąga się poprzez obszar widzialny aż do bliskiej podczerwieni. Filtr (przepuszczający podczerwień Eastman Kodak 87C) jest nieprzezroczysty dla światła widzialnego ale przepuszcza podczerwień o długości fali większej od 800 nm. Kombinacja filmu i filtru pozwala rejestrować obraz w obszarze długości fali między 800 i 930 nm, co leży znacznie poza obszarem widzialnym

nek pokazuje również krzywą czułości oka ludzkiego [2], to w pewien sposób określa nam granice obszaru widzialnego — od 400 nm w fiolecie do 700 nm w części czerwonej.

Widzimy, że użyty film jest czuły aż do ok. 930 nm. Problem, jaki powstaje przy stosowaniu tego filmu, wynika stąd, że film ten jest czuły nie tylko na podczerwień lecz także na cały obszar widzialny, a nawet bardzo czuły w części niebieskiej widma. Gdy spojrzymy na biało-czarny obraz powstały na filmie, nie będziemy wiedzieli jaka część obrazu pochodzi od promieniowania widzialnego, a jaka od podczerwonego. Ten problem rozwiązałem stosując filtr, który wygląda jak nieprzezroczysty arkusik czarnego plastiku. Materiał ten jest nieprzezroczysty dla światła widzialnego i przepuszcza jedynie promieniowanie o długości fali większej niż ok. 800 nm. Jak widać na rys. 1, taka kombinacja filmu i filtru pozwoli nam rejestrować długości fali w paśmie między 800 i 930 nm, wystarczająco odsuniętym od obszaru widzialnego.

Schwytanie

Każdy, kto próbował fotografować tęczę, wie, że pojawia się ona zwykle wtedy gdy nie mamy pod ręką aparatu fotograficznego, a zanim znajdziemy aparat, już znika. Postanowiłem więc najpierw sfotografować łatwiejszy obiekt — tęczę powstającą na wodzie rozpylonej z węża ogrodowego, który mogłem włączać lub wyłączać w moim ogródku stosownie do potrzeb. Na rys. 2 widzimy jedną z moich pierwszych takich fotografii. Wąż ogrodowy z wieloma otworami nawinięty jest na deskę leżącą na drabinie, a w rozpylonej z węża wodzie — tęcza podczerwona! Możecie także zobaczyć drugi, słabszy łuk, leżący na zewnątrz jaśniejszego, głównego łuku. Odpowiada on wtórnemu łukowi często obserwowanemu w zjawisku tęczy widzialnej. Pochodzi on od promieni światła, które uległy dwukrotnemu wewnętrznemu odbiciu w kroplach wody [3]. Jest jeszcze jeden interesujący szczegół na tej fotografii w podczerwieni. Tuż przy wewnętrznym brzegu łuku głównego (w części prawej) widać inne jasne pasmo, a nawet dwa. Takie prążki, czasem widoczne po wewnętrznej stronie tęczy widzialnej, są wynikiem interferencji fal świetlnych i bywają nazywane łukami dodatkowymi.

Oglądając dokładnie negatyw rys. 2 zauważyłem jeszcze inny szczegół, który jest trudny do zreprodukowania w druku. Na zewnątrz wtórnego łuku występuje słaby prążek. Proces podobny do tego, który wytwarza dodatkowe łuki wewnątrz łuku głównego, powinien teoretycznie powodować powstawanie układu prążków na zewnątrz łuku wtórnego. Nigdy przedtem nie widziałem takich prążków przy tęczy na niebie ani na fotografiach tęcz widzialnych. Widać je jednak na oryginale tej fotografii. Co więcej, dostrzegli je słuchacze moich odczytów, gdy wyświetlałem przezrocze z tej fotografii. Jak na pierwszą próbę, był to całkiem zachęcający zbiór zjawisk.

Inne efekty na fotografiach w podczerwieni

Warto zastanowić się nad pewnymi innymi szczegółami zarejestrowanymi na tych fotografiach w podczerwieni. Jeśli jedynie niewidzialne promieniowanie podczerwone wywołuje te obrazy fotograficzne, to czy nie jest dziwne, że widzimy na nich drabinę,

drzewa, trawę? Nie powinniśmy być zbytnio zdziwieni. Te przedmioty absorbują fale o pewnych długościach, a odbijają lub rozpraszają inne długości fal. Przedmioty, które absorbują podczerwień, wydają się na fotografiach ciemne, a te przedmioty, które silnie rozpraszają wydają się jasne. Aby wiedzieć, co te fotografie przedstawiają, musimy rozumieć jaka jest różnica między promieniowaniem odbitym (lub rozproszonym) a promieniowaniem wysyłanym.

Zwykle, patrząc na krajobraz, widzimy przedmioty tylko dzięki temu, że rozpraszają światło. Jednak, gdy temperatura jakiegoś przedmiotu jest dostatecznie wysoka, emituje on światło. Gdy jest bardzo gorący — można określić go jako „rozgrzany do białości" — wysyła szerokie widmo długości fal, które ma maksimum w obszarze widzialnym. Gdy przedmiot trochę się ochłodzi, maksimum krzywej emisji przesunie się ku większym długościom fal. W wyniku tego emitowane jest więcej czerwonego niż niebieskiego światła i teraz mówimy, że przedmiot jest „rozgrzany do czerwoności". Gdy temperatura jest jeszcze niższa, zobaczymy ciemnoczerwoną poświatę. Przy tej temperaturze maksimum krzywej emisji jest w podczerwieni i tylko część emitowanego promieniowania należy do czerwonego krańca obszaru widzialnego. Przy jeszcze niższej temperaturze przedmiot wydaje się ciemny — maksimum emisji przesunęło się jeszcze dalej w podczerwień i nie ma już emisji w obszarze widzialnym. Gdy przedmiot tak ostygnie, że przy dotknięciu wydaje się tylko ciepły, maksimum jego emisji znajduje się w dalekiej podczerwieni, być może ok. 10 000 nm, i nie wysyła już prawie wcale promieniowania ani w obszarze widzialnym ani w bliskiej podczerwieni, na którą są czułe filmy fotograficzne.

Gdyby jednak można było uzyskać obraz za pomocą promieniowania o długości fali 10 000 nm, to przedmioty nieco cieplejsze od otoczenia wydawałyby się jasne — świeciłyby emitując promieniowanie podczerwone. Są sposoby, żeby uzyskać takie obrazy, stosuje się je aby unaocznić źródła strat ciepła w budynkach lub cieplejsze obszary na ciele ludzkim, mogące wskazywać na umiejscowienie jakichś stanów chorobowych. Takie obrazy, nazywane zwykle obrazami w podczerwieni, są zupełnie różne od fotografii zrobionych na filmie czułym na podczerwień. Film jest czuły tylko na bliską podczerwień, natomiast „obrazy cieplne" powstają dzięki promieniowaniu wysyłanemu w dalekiej podczerwieni. Tak więc fotografie w podczerwieni w tym artykule pokazują tylko promieniowanie podczerwone przychodzące ze Słońca i rozproszone przez liście czy drabinę lub przetworzone przez kropelki wody w niewidzialną tęczę.

Inną ciekawą cechą tych fotografii jest to, że czyste niebo w tle jest ciemne. Światło na czystym niebie widzimy z dala od Słońca dzięki rozpraszaniu przez cząsteczki gazów, składników powietrza. Te małe rozpraszające cząstki (o rozmiarach znacznie mniejszych od długości fali światła) rozpraszają fale o mniejszej długości znacznie efektywniej niż fale dłuższe. Znacznie więcej jest zatem rozproszonego światła niebieskiego niż światła czerwonego, skutkiem czego niebo jest niebieskie. Ten sam efekt, który sprawia, że wkład barwy czerwonej do koloru nieba jest nieporównanie mniejszy od wkładu niebieskiej, odnosi się w jeszcze większym stopniu do promieniowania podczerwonego rejestrowanego na tych fotografiach.

Po zrobieniu wstępnych fotografii z wodą tryskającą z węża ogrodowego czekałem żeby uchwycić naturalną tęczę w podczerwieni. Minęły cztery lata, zanim zobaczyłem

Rys. 2. Tęcza podczerwona sfotografowana w wodzie rozpryskującej się z węża ogrodowego. Na lewo od łuku głównego widać słabszy łuk wtórny. Prążki widoczne po wewnętrznej stronie łuku głównego są wywołane zjawiskami interferencyjnymi. Rzadko spotykany prążek interferencyjny na zewnątrz łuku wtórnego jest widoczny na oryginale fotografii, może być jednak trudny do dostrzeżenia na tej reprodukcji

Rys. 3. Naturalna tęcza podczerwona. Na fotografii chmury wydają się jaśniejsze wewnatrz łuku niż na zewnątrz, często spotykane zjawisko w przypadku tęczy widzialnej (p. literatura)

Rys. 4. Fotografia niewidzialnej tęczy występującej w przyrodzie. Widać łuk pierwotny, łuk wtórny i szereg prążków interferencyjnych (łuki dodatkowe) występujących po wewnętrznej stronie łuku pierwotnego

naturalną tęczę mając jednocześnie pod ręką aparat fotograficzny, film czuły na podczerwień, filtr i dosyć czasu, aby zestawić moją aparaturę i wykonać fotografie pokazane w tym artykule.

Odzew publiczności

W odpowiedzi na opublikowaną krótką notatkę [4] opisującą tęczę w podczerwieni otrzymałem interesujący zbiór listów. Niektóre z nich były od ludzi, którzy „interesowali się naukowo" tym zagadnieniem, inne od przyjaciół, z którymi kontakty uległy były rozluźnieniu, czy to skutkiem odległości czy zaniedbania. Pisali oni: miło było dowiedzieć się, że jeszcze stale tym się zajmujesz. Inne jeszcze listy były wynikiem specjalnych zainteresowań, jak list od psychologa zajmującego się daltonizmem. Zastanawiał się, czy może ta właśnie ułomność spowodowała, że człowiek o nazwisku Greenler interesuje się niewidzialnym światłem. Dostałem też list od kogoś z Belgijskiej Telewizji, kto chciał dostać ode mnie fotografie podczerwonej tęczy, by pokazać je w jakimś programie telewizyjnym. Napierał się przy tym, by fotografie były koniecznie kolorowe. Jednak większość listów była od ludzi, którzy tak jak ja byli zafascynowani „zobaczeniem" po raz pierwszy tej tęczy, której nie wykryta obecność na niebie znacznie wyprzedzała ludzką świadomość na naszej planecie.

Tłumaczyła
Barbara Wojtowicz

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Literatura

[1] J. Strong, *Procedures in Experimental Physics*. Prentice-Hall 1938, str. 369.
[2] G. Wald, *Science* **101**, 653 (1945).
[3] Ogólne rozważania na temat tworzenia się tęczy można znaleźć (między innymi)[1] w: Robert Greenler, *Rainbows, Halos and Glories*, Cambridge Univ. Press 1980.
[4] R. Greenler, *Science* **173**, 1231 (1971).

[1] W łatwiej zaś dostępnej w Polsce literaturze: np. H. Moysés Nussenzveig, „The Theory of the Rainbow", *Sci. Am.* **236**, No 4, 116 (1977) (przyp. tłum.).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Henryk Szydłowski

Instytut Fizyki
Uniwersytet A. Mickiewicza
Poznań

Stan pracowni fizycznych I w uniwersytetach i wyższych szkołach pedagogicznych

The state of first physics laboratories at universities and pedagogical universities

Abstract: From 13 higher education schools, we compile the data on: — the role of physical laboratory for students of the first and second year of physics study, the curriculum and the subjects of experiments in physics laboratory, teaching methods and demands made on students, the condition of classrooms, staff problems and laboratory equipment.

The results provide the university authorities with valuable information helping to estimate the status of a given university with reference to other higher education schools in Poland.

1. Wprowadzenie

W latach 1981-88 wykonano badania ankietowe dotyczące stanu pracowni fizycznych I. Pełne dane uzyskano z 13 uczelni, w tym z dziewięciu uniwersytetów (brakuje tylko UŚ) i czterech wyższych szkół pedagogicznych: z Opola, Rzeszowa, Słupska i Zielonej Góry. Naszymi respondentami byli kierownicy pracowni oraz dyrektorzy ds. dydaktycznych. Badania obejmowały następujące zagadnienia: cele i miejsce pracowni w planie studiów, programy pracowni, wymagania stawiane studentom oraz warunki pracy laboratorium. Warunki badań przedstawiono w postaci raportu przesłanego do uczelni, które przesłały nam swoje materiały. Ze względu na ograniczony zasięg odbiorców raportu, zasadnicze wyniki zostaną przedstawione w niniejszym artykule. Prezentowane wyniki dotyczą bezpośrednio fizyki, a pośrednio również tych kierunków, które korzystają z pracowni fizycznej np. chemii, geologii, techniki.

2. Miejsce pracowni w planie studiów fizyki

Według dość zgodnej opinii respondentów podstawowym celem pracowni jest opanowanie techniki pomiarów i badań fizycznych oraz umiejętności posługiwania się przyrządami. Rzadziej wymienia się zrozumienie i pogłębienie wiedzy, a tylko w jednej z ankiet podkreślono rozbudzanie zainteresowań. Stawianie takich zadań przed laboratorium wydaje się w pełni uzasadnione. Z tego powodu wyniki analizowaliśmy pod kątem realizacji

zasadniczego celu jakim jest opanowanie umiejętności wykonywania badań fizycznych. Stopień, w jakim pracownia zasadniczy swój cel wypełnia, zależy od korelacji pracowni z innymi przedmiotami. Na przykład przy braku korelacji z wykładami z fizyki, studenci muszą bardzo intensywnie douczać się co ma pewne zalety, np. wdraża do samodzielności, ale niewątpliwie wywiera ujemny wpływ na realizację celów związanych z techniką pomiarów i badań fizycznych. Natomiast jako bardzo korzystny należy uznać plan studiów, w którym wykłady z fizyki, statystyka matematyczna a nawet programowanie wyprzedzają zajęcia w laboratorium. Wtedy w pracowni studenci nie muszą uczyć się od podstaw fizyki, douczać się samodzielnie obliczania niepewności pomiarowych i statystycznych metod analizy wyników. Pracownia jest łatwiejsza, przyjemniejsza i stwarza możliwości lepszego opanowania wiedzy praktycznej. Z tego powodu jako najkorzystniejszy przyjęto plan studiów, w którym zajęcia w laboratorium poprzedzone są wykładem odpowiedniego działu fizyki oraz przedmiotem, który nazwiemy umownie „opracowanie danych pomiarowych" (statystyka matematyczna, teoria pomiarów). Z ankiet wynika, że jest to spełnione tylko w dwóch uczelniach. W innych jest spełnione w części. „Opracowanie danych pomiarowych" poprzedza zajęcia w pracowni w 8 uczelniach (na 13), w dwóch innych biegnie równolegle z pracownią a w trzech pozostałych jest umieszczone po ukończeniu pracowni lub nie ma go w pierwszych 5 semestrach. Trudniej ocenić stan korelacji pracowni z wykładami z fizyki (przedmiot ten nosi nazwę fizyki ogólnej, wstępu do fizyki, podstaw fizyki itp.). Wykład trwa przynajmniej cztery semestry i w kolejnych semestrach wykłada się różne działy. Pracownia trwa tylko dwa semestry i z reguły w pierwszym semestrze obejmuje mechanikę, ciepło i ewentualnie elektryczność a w drugim — pozostałe działy. Z danych ankietowych wynika, że korelacja pracowni z wykładami w pierwszym semestrze pracowni (z reguły jest to drugi semestr studiów) występuje na pewno w 6 uczelniach, natomiast w drugim semestrze zajęć tylko w 5 uczelniach. Przy czym przyjęto, że korelacja występuje również wtedy, gdy dla danego działu fizyki wykłady biegną w tym samym semestrze co zajęcia w pracowni. Programowanie wyprzedza pracownię tylko w dwóch uczelniach, a w dwóch innych pracownia i programowanie rozpoczynają się w tym samym semestrze.

Liczba godzin przeznaczonych na pracownię fizyczną I w planie studiów nie jest równa we wszystkich uczelniach i wynosi: 135 godzin w dwóch uczelniach, w dwóch innych 105 godzin, a 90 godzin w pozostałych 11 uczelniach. Zajęcia są rozdzielone na dwa semestry a w uczelniach, w których na pracownię przeznaczono 135 godzin — na trzy semestry. Jak już zaznaczono, w niektórych uczelniach w pierwszym semestrze studenci wykonują doświadczenia z mechaniki, ciepła i ewentualnie elektryczności (8 uczelni), a w drugim — z pozostałych działów. W innych uczelniach podziału takiego nie ma. W 9 uczelniach zajęcia z pracowni odbywają się w semestrach drugim i trzecim, w dwóch rozpoczynają się w semestrze trzecim, a w jednym przypadku odbywają się w semestrach drugim i czwartym. Zajęcia w pracowni z reguły trwają trzy godziny w tygodniu; jest to czas potrzebny do wykonania jednego doświadczenia. Przy 30-tygodniowym roku akademickim, po odliczeniu dni wolnych, zajęć wprowadzających, kolokwiów itp. istnieje możliwość wykonania 24 doświadczeń.

3. Program pracowni

W programach pracowni można wyróżnić doświadczenia typowe, które powtarzają się w wielu ośrodkach oraz nietypowe występujące tylko w jednej uczelni. Wykaz doświadczeń typowych jest bardzo długi, więc nie będziemy go przytaczać (patrz raport) i obejmuje on następujące zagadnienia:

Mechanika: gęstość i ważenie, kinematyka i dynamika w ruchu postępowym i obrotowym, własności sprężyste ciał, lepkość i przepływ płynów, napięcie powierzchniowe.

Drgania i fale: drgania mechaniczne, fale akustyczne, drgania elektryczne, fale elektro-magnetyczne, dyfrakcja, interferencja i polaryzacja światła.

Ciepło: termometria, kalorymetria, przemiany gazowe, przenoszenie ciepła.

Elektryczność i magnetyzm: obwody prądu stałego i zmiennego, badanie mierników elektrycznych, doświadczenia elektroniczne, własności magnetyczne i elektryczne ciał, półprzewodniki.

Optyka: optyka geometryczna, przyrządy optyczne, widma optyczne, zjawisko fotoelektryczne.

Badanie licznika G-M i promieniowania jonizującego.

Szczegółowy wykaz obejmuje 117 tematów doświadczeń typowych. Oczywiście w praktyce student może wykonywać co najwyżej 24 tematy. Poza doświadczeniami typowymi stwierdzono 68 doświadczeń „nietypowych", które istnieją tylko w jednej uczelni. W wykazie doświadczeń nietypowych można wyróżnić trzy zasadnicze grupy, które umownie nazywamy doświadczeniami klasycznymi, nowoczesnymi i zaawansowanymi. Do grupy klasycznych zaliczamy doświadczenia znane z podręczników ćwiczeń laboratoryjnych jak np. doświadczenie Boyla-Mariotte'a czy badanie ruchu za pomocą spadkownicy. Kiedyś były one bardzo powszechne, należy się jednak spodziewać, że w przyszłości znikną one z wykazu.

Tabela 1. Wykaz ważniejszych doświadczeń nietypowych istniejących tylko w jednej uczelni (Kr — Kraków, Po — Poznań, To — Toruń, Wa — Warszawa, ...)

1.	Badanie oporów ruchu w powietrzu.	Po
2.	Wyznaczanie objętości aparatury próżniowej i pomiar małych ciśnień.	To
3.	Analiza fourierowska (badanie wpływu filtru RLC na skład harmoniczny elektrycznych sygnałów niesinusoidalnych).	Kr
4.	Badania zjawiska Dopplera.	Kr
5.	Analizator widma w zakresie akustycznym.	Łd
6.	Pomiar prędkości dźwięku metodą czasu przelotu.	Wa
7.	Wykorzystanie światła laserowego do wyznaczania rozmiarów cienkich przedmiotów i otworów.	Gd
8.	Badanie płaskiej struktury krystalicznej.	Wa
9.	Wyznaczanie ciepła przemiany eteru i krzywej prężności pary nasyconej (w sposób nietradycyjny)	Po
10.	Pomiar temperatury przejścia fazowego ciecz izotropowa-nematyk.	Kr
11.	Badanie promieniowania różnych ciał w funkcji temperatury	Wa
12.	Badanie własności filtrów elektrycznych.	Wa
13.	Wyznaczanie punktu Curie.	Kr
14.	Pomiar przenikalności elektrycznej różnych materiałów.	Po
15.	Wyznaczanie stałej Plancka.	Op
16.	Badanie rozpraszania światła w cieczach.	Łd
17.	Wyznaczanie grubości cienkiej warstwy krzemu metodami optycznymi.	Wa

Do grupy doświadczeń nowoczesnych zaliczamy te, które związane są z podstawami fizyki wykładanej na pierwszych latach, nie wymagają bardzo złożonej aparatury lub wykonywania bardzo czasochłonnych pomiarów. Tego typu doświadczenia wskazują na dążenie do unowocześniania pacowni. Z tego powodu załączamy wykaz ważniejszych doświadczeń tej grupy w tab. 1.

Do grupy doświadczeń zaawansowanych zaliczymy te, które wybiegają tematycznie poza zakres przeciętnego programu wykładów z fizyki na pierwszych dwóch latach lub też wymagają stosowania złożonej, trudnej w obsłudze aparatury lub wreszcie gdy pomiarów nie da się wykonać w czasie krótszym niż 3 godziny. W wykazie doświadczeń nietypowych znajduje się również doświadczenie nie należące wprost do fizyki. Są tam typowe doświadczenia z elektroniki (np. badanie generatora), które powinny być włączone do pracowni elektronicznej. W pracowni, która uczy eksperymentu nie powinno prowadzić się doświadczeń symulacyjnych — należy je przenieść na zajęcia związane z informatyką np. na zajęcia z programowania. W grupie tej znajdują się również doświadczenia typowo statystyczne jak deska Galtona, badanie statystycznego rozkładu wyników pomiarów pewnej wielkości fizycznej itp. Wydaje się, że te doświadczenia powinny być przeniesione na zajęcia z metod opracowania danych pomiarowych, bowiem zajmują one miejsce

Tabela 2. Stanowiska w planie i w budowie (Gd — Gdańsk, Lu — Lublin, Łd — Łódź, ...)

Wykorzystanie interferometru Jamina.	Gd
Wykorzystanie interferometru Fabry'ego-Perota.	Gd
Badanie światła lasera.	Lu
Badanie mikrofal.	Łd
Badanie piezoelektryków.	Łd
Badanie przewodnictwa cieplnego za pomocą skomputeryzowanego stanowiska pomiarowego	Po
Badanie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego.	Po
Badanie zjawiska krytycznego w mieszaninie cieczy.	Po
Analiza wyładowania w gazach.	Sz
Wyznaczanie czasu życia mezonów.	To
Wyznaczanie prędkości światła z czasu przelotu.	To
Doświadczenia holograficzne.	Wa
Badanie własności spektralnych diody i lasera.	Wa
Rezonans mechaniczny.	Rz
Ruchy Browna.	Rz

typowych doświadczeń fizycznych, których i tak w 24 tygodniach pomieścić się nie da.

Tendencje zmian programu odczytać można z wykazu doświadczeń, które aktualnie znajdowały się w budowie (tab. 2).

4. Wymagania

Badaniami objęto: przygotowanie z fizyki, przygotowanie eksperymentu, sposób sprawdzania wiadomości, analizę wyników pomiarowych, raporty.

Z reguły od studentów wymaga się powtórzenia lub nauczenia się działu fizyki związanego z wykonywanym doświadczeniem z zalecanych podręczników. Oto najczęściej

Do grupy doświadczeń nowoczesnych zaliczamy te, które związane są z podstawami fizyki wykładanej na pierwszych latach, nie wymagają bardzo złożonej aparatury lub wykonywania bardzo czasochłonnych pomiarów. Tego typu doświadczenia wskazują na dążenie do unowocześniania pacowni. Z tego powodu załączamy wykaz ważniejszych doświadczeń tej grupy w tab. 1.

Do grupy doświadczeń zaawansowanych zaliczymy te, które wybiegają tematycznie poza zakres przeciętnego programu wykładów z fizyki na pierwszych dwóch latach lub też wymagają stosowania złożonej, trudnej w obsłudze aparatury lub wreszcie gdy pomiarów nie da się wykonać w czasie krótszym niż 3 godziny. W wykazie doświadczeń nietypowych znajduje się również doświadczenie nie należące wprost do fizyki. Są tam typowe doświadczenia z elektroniki (np. badanie generatora), które powinny być włączone do pracowni elektronicznej. W pracowni, która uczy eksperymentu nie powinno prowadzić się doświadczeń symulacyjnych — należy je przenieść na zajęcia związane z informatyką np. na zajęcia z programowania. W grupie tej znajdują się również doświadczenia typowo statystyczne jak deska Galtona, badanie statystycznego rozkładu wyników pomiarów pewnej wielkości fizycznej itp. Wydaje się, że te doświadczenia powinny być przeniesione na zajęcia z metod opracowania danych pomiarowych, bowiem zajmują one miejsce

Tabela 2. Stanowiska w planie i w budowie (Gd — Gdańsk, Lu — Lublin, Łd — Łódź, ...)

Wykorzystanie interferometru Jamina.	Gd
Wykorzystanie interferometru Fabry'ego-Perota.	Gd
Badanie światła lasera.	Lu
Badanie mikrofal.	Łd
Badanie piezoelektryków.	Łd
Badanie przewodnictwa cieplnego za pomocą skomputeryzowanego stanowiska pomiarowego	Po
Badanie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego.	Po
Badanie zjawiska krytycznego w mieszaninie cieczy.	Po
Analiza wyładowania w gazach.	Sz
Wyznaczanie czasu życia mezonów.	To
Wyznaczanie prędkości światła z czasu przelotu.	To
Doświadczenia holograficzne.	Wa
Badanie własności spektralnych diody i lasera.	Wa
Rezonans mechaniczny.	Rz
Ruchy Browna.	Rz

typowych doświadczeń fizycznych, których i tak w 24 tygodniach pomieścić się nie da.

Tendencje zmian programu odczytać można z wykazu doświadczeń, które aktualnie znajdowały się w budowie (tab. 2).

4. Wymagania

Badaniami objęto: przygotowanie z fizyki, przygotowanie eksperymentu, sposób sprawdzania wiadomości, analizę wyników pomiarowych, raporty.

Z reguły od studentów wymaga się powtórzenia lub nauczenia się działu fizyki związanego z wykonywanym doświadczeniem z zalecanych podręczników. Oto najczęściej

Tabela 3. Pracownie fizyczne I w liczbach (podane liczby obejmują również zajęcia na innych kierunkach np. chemii, geologii itp.)

Liczba instruktorów (pracowników prowadzących zajęcia)		4-25
w tym:	asystentów	0-8
	adiunktów	1-22
	docentów	0-3
Liczba pracowników technicznych		0-4
Liczba studentów stacjonarnych		85-460
Liczba studentów zaocznych		0-120
Liczba studentów stacjonarnych na jednego instruktora		7-33
Liczba studentów na jednego instruktora		9-41
Powierzchnia pracowni w m^2		80-600
Liczba izb		2-24
Liczba stanowisk pomiarowych		24-156
Liczba m^2 na stanowisko		2-6,5
Liczba m^2 na studenta		0,4-4,8
Liczba studentów na stanowisko		1,3-7,7

zalecane pozycje: podręczniki Szczeniowskiego (7 uczelni), kurs Berkeleyowski (5 uczelni), podręczniki Piekary (3 uczelnie). Inne tytuły pojawiają się w jednej uczelni. Jest rzeczą znamienną, że ciągle jeszcze najczęściej zaleca się podręczniki Szczeniowskiego, które stanowią swego rodzaju encyklopedie i w których kiedyś można było znaleźć wszystkie zagadnienia objęte programem laboratorium i dość szczegółowe opisy stosowanej aparatury pomiarowej.

Samo doświadczenie studenci przygotowują posługując się podręcznikami do zajęć laboratoryjnych lub instrukcją. Oto najczęściej polecane podręczniki: Szydłowski (11 uczelni), Dryński (7 uczelni), Hofmokl, Zawadzki (7), Fulińska (2), Kacperski (2). Niektóre pracownie zalecają po kilka podręczników.

Stosuje się trzy sposoby sprawdzania wiadomości: kolokwium wstępne, odpytywanie w czasie zajęć i kolokwium końcowe. Obowiązek zdawania kolokwium wstępnego istnieje w 6 uczelniach. Ta forma sprawdzania wyprzedza tematycznie nieraz o kilka tygodni zajęcia i z tego powodu istnieją trudności ustalania kryteriów zaliczania i pojawia się problem celowości tej formy sprawdzania.

Odpytywanie w czasie trwania zajęć lub kolokwium przed zajęciami jest najczęstszą formą sprawdzania. W niektórych ośrodkach sprawdza się teorię rozumianą bardzo szeroko. Kolokwium końcowe obowiązuje w siedmiu ośrodkach, z których w trzech obejmuje również wykonanie praktyczne doświadczenia, a w dwóch umiejętności praktyczne bliżej nie określone przez respondentów. Wiadomości teoretyczne sprawdza się w 5 uczelniach.

We wszystkich pracowniach wymaga się pisania protokołów lub prowadzenia dzienników pomiarowych. Aż w ośmiu uczelniach wymaga się, by protokół zawierał teorię zjawiska. Wydaje się, że jest to w większości przypadków praca czasochłonna lecz bezcelowa, bo studenci przepisują podręczniki a instruktorzy tego nie czytają. Niemal we wszystkich pracowniach wymaga się omówienia przebiegu doświadczenia, przy czym w sześciu według własnej koncepcji a w sześciu według opisu podręcznikowego lub instrukcji. W dziewięciu uczelniach wymaga się opisu metod analizy wyników.

Duże zróżnicowanie występuje w zakresie wymagań dotyczących analizy niepewności pomiarowych. Jedna skrajność polega na tym, że za zadowalające uważa się obliczanie niepewności maksymalnej wyniku końcowego, a druga — na żądaniu pełnej analizy statystycznej łącznie z planowaniem pomiarów i wnioskowaniem statystycznym. Do najczęściej wymaganych statystycznych metod analizy wyników należą: obliczanie odchyleń standardowych i statystyczna metoda analizy zależności liniowych. Jest rzeczą zastanawiającą, że tylko w dwóch uczelniach wymagane jest sformułowanie wniosków z pomiarów.

5. Warunki pracy laboratorium

Na całość warunków pracy składają się: kadra, lokale i wyposażenie aparaturowe. Nie będziemy tu nużyć czytelnika szczegółowymi danymi liczbowymi, a jedynie podamy wartości skrajne (tab. 3), które dają pogląd na istniejący stan.

Z danych zamieszczonych w tabeli wynika, że zajęcia w pracowni prowadzą w przeważającej liczbie adiunkci. W niektórych uczelniach część instruktorów ma zajęcia tylko raz w tygodniu, o czym świadczy mała liczba studentów przypadających na jednego instruktora. Jeżeli wynosi ona 9 osób to instruktor prowadzi zajęcia tylko jeden do dwóch razy w tygodniu. Dodajmy do tego inne informacje: Aż w ośmiu uczelniach instruktor nie jest związany na stałe z określonym działem pracowni lecz z grupą studencką, z którą pracuje przez cały semestr i również on dokonuje wpisu do indeksu. W takiej sytuacji wszyscy instruktorzy prowadzą wszystkie doświadczenia, nie są związani z żadnym z nich i nie troszczą się o stan techniczny ćwiczeń. W pozostałych uczelniach obowiązek ten należy do kierownika i pracowników obsługi.

Istnieje bardzo duże zróżnicowanie warunków lokalowych. Faktyczną sytuację pracowni dobrze określają takie wskaźniki, jak powierzchnia przypadająca na jedno stanowisko i liczba studentów przypadająca na stanowisko. Przy czym trzeba pamiętać, że w podanej powierzchni zawarta jest również powierzchnia, którą trzeba przeznaczyć na komunikację (przejścia) i zaplecze techniczne. Tak więc w przypadku dolnej granicy 2 m^2 na stanowisko rzeczywista powierzchnia stanowiska jest jeszcze mniejsza np. 1,5 m^2, gdy równocześnie w innej uczelni powierzchnia ta wynosi ponad 5 m^2. W przypadku, gdy liczba studentów przypadających na jedno stanowisko wynosi 1,3 statystyczne doświadczenie wykonuje 1—2 studentów tygodniowo! w pozostałym czasie jest ono tylko dekoracją. Przy wskaźniku górnym każdego tygodnia, przy każdym statystycznym doświadczeniu, pracuje 7—8 studentów. Mnożąc ten wskaźnik przez 3 godziny (czas trwania zajęć) otrzymamy liczbę „godzin pracy" stanowiska w tygodniu wynoszącą 21-24 godziny.

Istnieją pewne trudności oceny wyposażenia aparaturowego pracowni związane ze stanem i stopniem zaawansowania technicznego przyrządów o tej samej nazwie (oscyloskop), a ocena respondentów nie jest obiektywna. Z tego powodu wnioski oparte na ocenie kierowników obarczone są ryzykiem błędu.

Wyróżnimy trzy kategorie przyrządów: przyrządy proste, sprzęt laboratoryjny, stanowiska specjalne. Przyrządy proste (suwmiarki, mierniki elektryczne itp.) istnieją w zadowalającej ilości w każdej pracowni. W zakresie sprzętu laboratoryjnego, do którego

zaliczamy wagi, przyrządy elektroniczne, spektroskopy itp. sytuację można z grubsza przedstawić następująco: wszystkie laboratoria dysponują sprzętem, który należy do klasycznego wyposażenia jak wagi, generatory, oscyloskopy. Ciągle są jeszcze stosowane przyrządy lampowe. Nie wszystkie pracownie są wyposażone w nowszy sprzęt np. mikrofalowy, lasery, komputery.

W niektórych uczelniach buduje się przyrządy specjalne dla pracowni. W skali całej pracowni tego typu zestawy zajmują na ogół dalszą pozycję, dominują przyrządy gotowe; lecz w dwóch uczelniach (UAM, UMK) przyrządy zbudowane stanowią znacznie większy odsetek.

O tendencjach rozwojowych pracowni świadczą zakupy dwóch ostatnich lat. W wielu ośrodkach zakupuje się sprzęt komputerowy. Pracownie już lepiej wyposażone kupują aparaturę bardziej technicznie zaawansowaną i drogą np. komputery i mierniki elektroniczne, a inne, uboższe, sprzęt podstawowy (suwmiarki, mierniki uniwersalne). Tendencja taka zapowiada dalsze zróżnicowanie się wyposażenia pracowni w poszczególnych uczelniach.

6. Metody prowadzenia zajęć

Można wyróżnić laboratorium „tradycyjne" i różne formy laboratoriów „nietradycyjnych". Laboratorium tradycyjne wyróżnia się tym, że student przygotowuje się w każdym tygodniu do jednego doświadczenia w oparciu o instrukcję i w zasadzie nie daje mu się możliwości rozwinięcia własnej inicjatywy. W czasie zajęć jest on odpytywany z teorii, jego przygotowanie jest oceniane na stopień a pomiary wykonuje zgodnie z instrukcją. Przygotowuje protokół zawierający „teorię", wyniki pomiarów i obliczenia. Protokół ten jest dokumentem na którym instruktor opiera ostateczną ocenę.

Trzeba stwierdzić, że w czystej postaci model ten chyba nigdzie nie jest już realizowany a w niektórych uczelniach (UW, UJ i UAM) wprowadzono własne modele. W Warszawie wyróżnia się dwie części pracowni. W pierwszej części, mającej na celu nauczanie eksperymentu, zajęcia prowadzi się w sposób tradycyjny a w drugiej studenci mogą wybierać doświadczenia i powinni je wykonywać w sposób nie tradycyjny. W Krakowie wprowadzono poważną modernizację wyposażenia (jest tu wiele nietypowych doświadczeń a nawet mikroskop elektronowy). Jako jeden z celów pracowni stawia się rozbudzenie zainteresowań; jednak wyniki ankiety nie pozwalają określić nowości w modelu laboratoryjnym. W Poznaniu zwraca się szczególną uwagę na nauczanie eksperymentu bardzo szeroko rozumianego, obejmującego również statystyczne metody analizy wyników. Wprowadzono możliwość wyboru tematu pomiaru w ramach doświadczenia (z góry ustalonego) a umiejętności eksperymentalne sprawdza się na kolokwium końcowym.

Zmiana modelu laboratorium jest w praktyce trudna do wprowadzenia. Tradycyjne metody pracy są wygodne dla instruktora i dla przeciętnego studenta. Student woli postępować zgodnie z instrukcją bo nie musi podejmować ryzyka związanego z realizacją niesprawdzonej własnej koncepcji, która nie musi spodobać się instruktorowi. Instruktor jest zadowolony, kiedy student nie ma żadnych problemów.

Model laboratorium jest sprawą podstawową, stąd istnieje potrzeba szerszej dyskusji na ten właśnie temat. Wydaje się że najodpowiedniejszą formą tej dyskusji mogłyby być wypowiedzi autorskie przedstawicieli poszczególnych pracowni publikowane na łamach *Postępów Fizyki*, szczególnie dotyczy to tych pracowni, które wprowadzają istotne nowości.

Artykuł napisany został w ramach problemu węzłowego RPBP III-30-VI-6.3 „Unowocześnienie procesu dydaktycznego — model dydaktyk szczegółowych".

NOWOŚCI NAUKOWE

Andrzej Szytuła

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Magnetyczne własności wysokotemperaturowych nadprzewodników

Magnetic properties of the high temperature superconductors

Abstract: Magnetic properties of the recently discovered high temperature superconductors are reviewed. A short discussion of the observed magnetic structures and of mechanism of magnetic interactions is given.

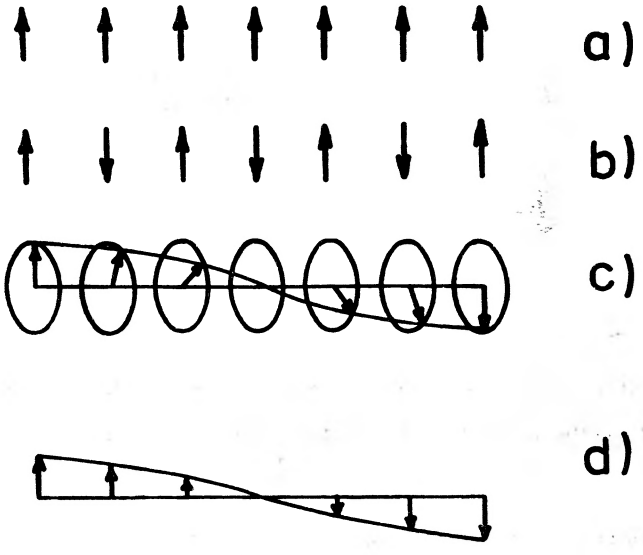
1. Wprowadzenie

Jednym z ciekawszych zagadnień przyciągających uwagę fizyków ciała stałego w ostatnich latach był problem współistnienia uporządkowania magnetycznego dalekiego zasięgu i nadprzewodnictwa [1, 2]. Zagadnienie to badano głównie dla dwóch grup związków o składach RMo_6X_8, gdzie R — metal ziem rzadkich, a X = S, Se oraz RRh_4B_4 [3]. Badania wykazały, że w powyższych związkach nadprzewodnictwo związane jest z elektronami 4*d* atomów molibdenu lub rodu, podczas gdy zlokalizowane elektrony 4*f* atomów ziem rzadkich odpowiedzialne są za własności magnetyczne.

W związkach tych obserwuje się następującą sekwencję stanów przy obniżaniu temperatury: normalny paramagnetyczny, paramagnetyczny nadprzewodzący i uporządkowany magnetycznie. Gdy występuje uporządkowanie ferromagnetyczne to następuje jednocześnie przejście do stanu normalnego. Dla związków, w których przy niskich temperaturach obserwuje się uporządkowanie ferromagnetyczne zaobserwowano również, że przejście od stanu para- do ferro- następuje poprzez strukturę modulowaną sinusoidalnie względnie helikoidalną (rys. 1). Zakres temperatur, w którym występuje ten typ uporządkowania, obejmuje 0,1 K dla $HoMo_6S_8$ [4] i 0,5 K w $ErRh_4B_4$ [5]. W obszarze tym w próbce zachowuje się stan nadprzewodzący.

W związkach RMo_6S_8, gdzie R = Gd, Dy i Tb, obserwuje się kolinearne antyferromagnetyczne uporządkowanie momentów magnetycznych zlokalizowanych atomów ziem rzadkich. Stwierdzono, że w tym przypadku stan nadprzewodzący zachowuje się do najniższych temperatur [6].

Rezultaty badań tej grupy związków pokazują, że w przypadku uporządkowania kolinearnego antyferromagnetycznego oraz struktur niekolinearnych, np. modulowanych



Rys. 1. Rodzaje struktur magnetycznych: a) kolinearny ferromagnetyk, b) kolinearny antyferromagnetyk, c) struktura spiralna, d) struktura sinusoidalnie modulowana

sinusoidalnie lub helikoidalnych obserwuje się współistnienie tych dwóch zjawisk, natomiast uporządkowanie ferromagnetyczne nie współistnieje z nadprzewodnictwem.

Odkrycie nowej klasy materiałów nadprzewodzących jakimi są wysokotemperaturowe nadprzewodniki [7] zwróciło ponownie uwagę na to zagadnienie.

Wśród związków należących do grupy wysokotemperaturowych nadprzewodników najobszerniejsze dane literaturowe są dostępne dla dwóch grup związków:

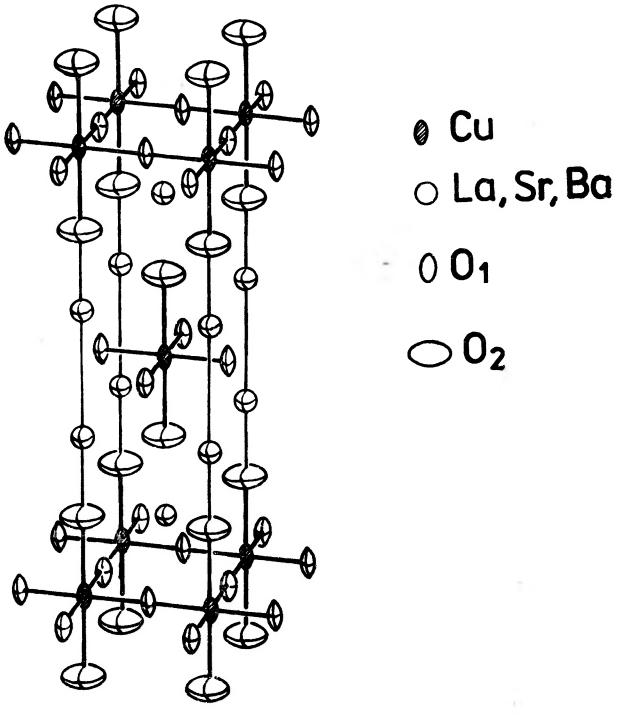
1) związków o składzie $La_{2-x}M_xCuO_4$ (gdzie M jest Ba lub Sr) mających temperaturę krytyczną przejścia w stan nadprzewodzący poniżej 40 K,
2) związków o składzie $RBa_2Cu_3O_{3-x}$ (gdzie R jest itrem Y lub metalem rziemi rzadkiej) mających temperaturę krytyczną ok. 90 K.

W poniższym artykule pragnę przedstawić aktualny stan badań nad zagadnieniem współistnienia dalekozasięgowego uporządkowania magnetycznego i nadprzewodnictwa dla tej grupy związków.

2. Własności związków $La_{2-x}M_xCuO_4$

Związek La_2CuO_4 w temperaturach powyżej 533 K ma strukturę tetragonalną typu K_2NiF_4 (grupa przestrzenna I4/mmm) (rys. 2). Poniżej tej temperatury następuje przejście do struktury rombowej (grupa przestrzenna Cmca). Związek między stałymi dla tych dwóch struktur jest następujący: $a_r = \sqrt{2}a_t - \varepsilon$, $b_r = \sqrt{2}a_t + \varepsilon$, $c_r \approx c_t$, gdzie wskaźnik r odnosi się do struktury rombowej, a t do tetragonalnej.

Związek La_2CuO_4 jest półprzewodnikiem. Zastąpienie części atomów lantanu przez atomy baru lub strontu powoduje, że pojawiają się własności nadprzewodzące. Jednocześnie obniża się temperatura przejścia fazowego od struktury tetragonalnej do rombowej.

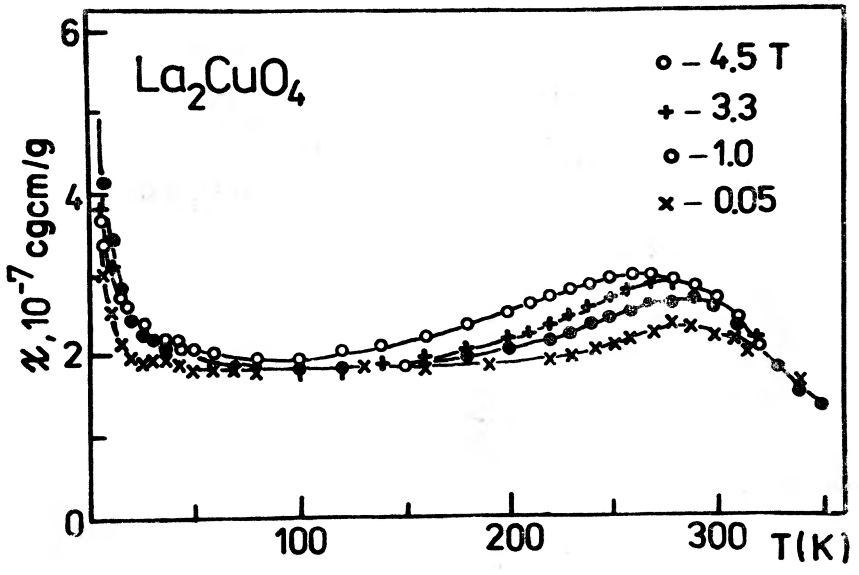


Rys. 2. Komórka elementarna kryształu La_2CuO_4 w fazie tetragonalnej

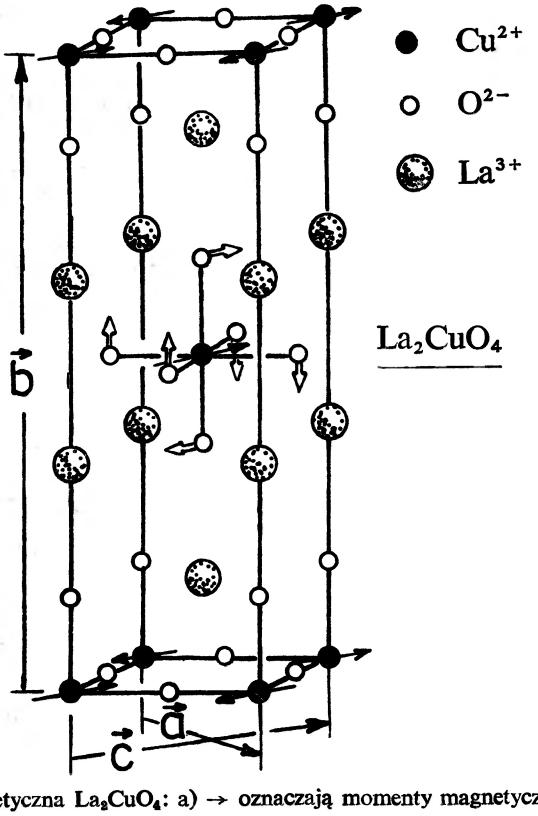
Dla związku La_2CuO_4 podatność magnetyczna wykazuje w polu magnetycznym o natężeniu 0,05 T maksimum w temperaturach poniżej 300 K. Maksimum to wzrasta i przesuwa się do niższych temperatur przy wzroście natężenia pola magnetycznego w którym prowadzono pomiary (rys. 3). Takie zachowanie się podatności magnetycznej wskazuje, że porządek magnetyczny ma charakter fal gęstości spinowej lub antyferromagnetycznych fluktuacji.

Metodą umożliwiającą określenie struktury magnetycznej jest dyfrakcja neutronów termicznych [8]. Dzięki temu, że neutron posiada moment magnetyczny, może on oddziaływać nie tylko z jądrem atomowym lecz również z atomowym momentem magnetycznym. Gdy momenty magnetyczne w krysztale są uporządkowane, rozpraszanie jest spójne i sprężyste, a więc daje dodatkowe maksima interferencyjne (refleksy magnetyczne). Położenie tych refleksów na neutronogramie określa rozmiary magnetycznej komórki elementarnej i symetrię struktury magnetycznej.

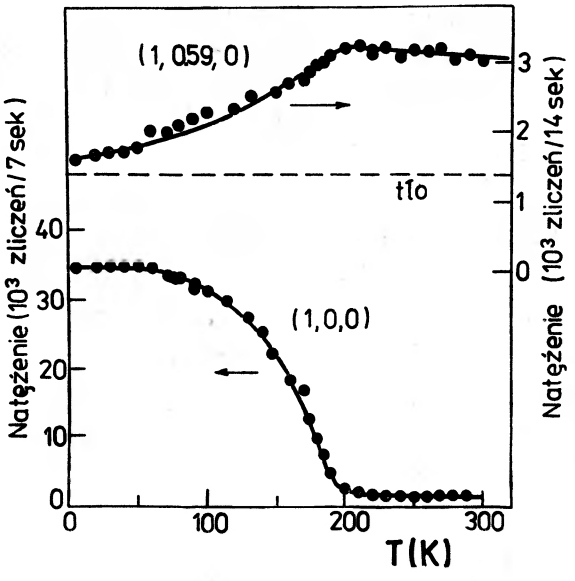
Dla związku La_2CuO_4 przeprowadzone badania metodą dyfrakcji neutronów termicznych wykazały, że poniżej temperatury 220 K pojawiają się dodatkowe refleksy świadczące o wystąpieniu antyferromagnetycznej struktury związanej z podsiecią atomów miedzi. Analiza otrzymanego obrazu dyfrakcyjnego dowiodła, że momenty magnetyczne zlokalizowane na atomach miedzi tworzą prostą strukturę kolinearną, w której momenty magnetyczne w płaszczyznach (100) są sprzężone ferromagnetycznie, a antyferromagnetyczne sprzężenie obserwuje się między tymi płaszczyznami. Moment magnetyczny, równy 0,5 μ_B na atom Cu, jest równoległy do kierunku [001] [9, 10] (rys. 4). Stwierdzono



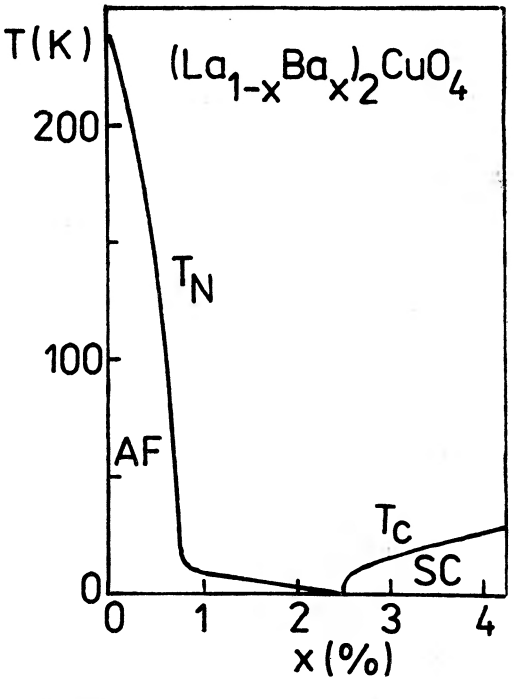
Rys. 3. Zależność temperaturowa podatności magnetycznej La_2CuO_4 [9]



Rys. 4. Struktura magnetyczna La_2CuO_4: a) → oznaczają momenty magnetyczne zlokalizowane na atomach Cu, b) ⇒ oznaczają przesunięcia atomów tlenu w oktaedrze CuO_6 przy zmianie struktury krystalicznej od tetragonalnej do rombowej



Rys. 5. Zależność temperaturowa refleksu braggowskiego (100) związanego z trójwymiarowym uporządkowaniem magnetycznym i dwuwymiarowego (1, 0, 59, 0) [13]

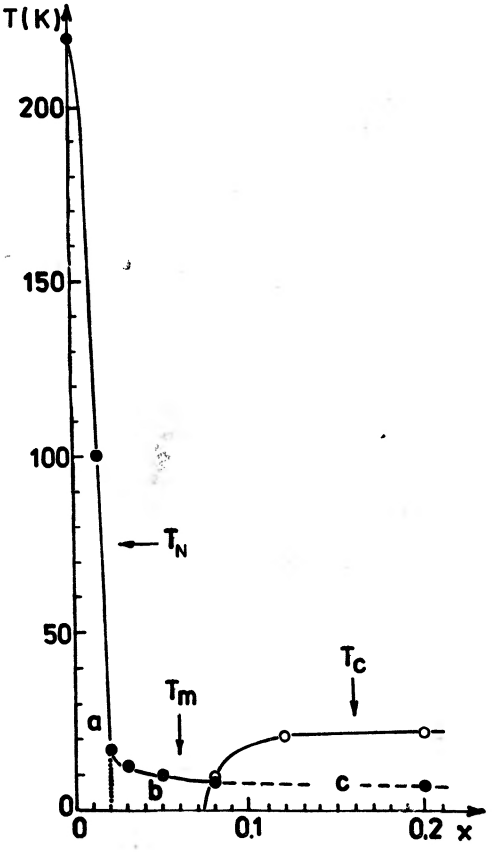


Rys. 6. Diagram fazowy układu $(La_{1-x}Ba_x)_2CuO_4$: AF — obszar uporządkowania antyferromagnetycznego, SC — obszar nadprzewodnictwa [14]

również, że tak wartość temperatury Néela jak i momentu magnetycznego zależą silnie od preparatyki związku, co związane jsst z występowaniem defektów tlenowych. Dane z poszczególnych prac zostały zebrane w tabeli 1. Na podstawie badań neutronograficznych stwierdzono, że atomowy magnetyczny czynnik struktury odpowiada obliczonemu przez Watsona i Freemana [11] dla jonu Cu^{2+} [12].

Tabela 1. Własności magnetyczne związku La_2CuO_4

Próbka	T_N[K]	$\mu[\mu_B]$	Lit.
polikryształ	220	0,5	[9]
polikryształ	250	0,4	[10]
monokryształ wolno chłodzony	150	0,23	[10]
monokryształ szybko chłodzony	50	0,17	[10]



Rys. 7. Diagram fazowy układu $La_{2-y}Sr_yCuO_4$ na podstawie pomiarów efektu Mössbauera: *a* — faza ferromagnetyczna, *b* — szkło spinowe, *c* — faza nadprzewodząca; ● — temperatury krytyczne uporządkowania magnetycznego, o — temperatury przejścia w stan nadprzewodzący [15]

Dodatkowe badania rozpraszania neutronów na monokrystalicznej próbce La_2CuO_4 wykazały istnienie dwuwymiarowych (2D) antyferromagnetycznych korelacji powyżej i poniżej temperatury Néela. Na rys. 5 przedstawiona jest zależność natężenia braggowskiego refleksu związanego z trójwymiarowym uporządkowaniem magnetycznym (100) i dwuwymiarowego (1, 0, 59, 0) związanego z kwantową cieczą spinową [13].

Zastąpienie części atomów lantanu przez atomy baru lub strontu prowadzi do zmiany własności magnetycznych. Wykres fazowy dla układu $La_{2-x}Ba_xCuO_4$, na którym zaznaczony został obszar uporządkowania magnetycznego i obszar nadprzewodnictwa jest przedstawiony na rys. 6 [14]. Otrzymany wynik wskazuje, że nie obserwuje się współistnienia nadprzewodnictwa i antyferromagnetycznego uporządkowania.

Badania metodą efektu Mössbauera próbek domieszkowanych atomami ^{57}Fe (0,5% atomów Cu jest zastąpionych przez atomy Fe) pozwoliło na poprawienie powyższego wykresu. Wyznaczony w pracy [15] wykres fazowy przedstawiony jest na rys. 7. Charakterystyczną cechą jest wystąpienie, w obszarze przejściowym między fazą uporządkowaną magnetycznie a nadprzewodzącą, fazy szkła spinowego.

3. Własności związków $RBa_2Cu_3O_{7-x}$

Drugą grupę materiałów należących do klasy wysokotemperaturowych nadprzewodników stanowią związki typu $RBa_2Cu_3O_{7-x}$. Przedstawicielem tej grupy związków jest $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Badania neutronograficzne wykazały, że związek ten ma w temperaturze pokojowej strukturę rombową (grupa przestrzenna Pmm) ze stałymi sieciowymi $a = 3{,}8231$ Å, $b = 3{,}8864$ Å, i $c = 11{,}6807$ Å [16]. Komórka elementarna tego związku (rys. 8) jest trzykrotnie powiększoną wzdłuż osi c komórką typu perowskitu ABO_3 z defektami w podsieci tlenowej. W temperaturze 1090 K następuje przejście do struktury tetragonalnej przy jednoczesnym ubytku jednego atomu tlenu [17].

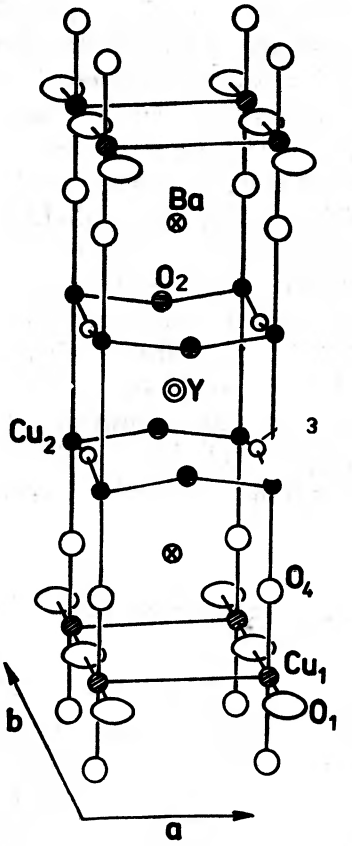
Charakterystyczną cechą struktury rombowej jest to, że atomy miedzi zajmują dwie nierównoważne pozycje krystalograficzne charakteryzujące się różnymi otoczeniami przez atomy tlenu:

— atom Cu1 otoczony jest przez 4 atomy tlenu w odległości 1,9429 Å i 1,8460 Å w płaszczyźnie b-c,

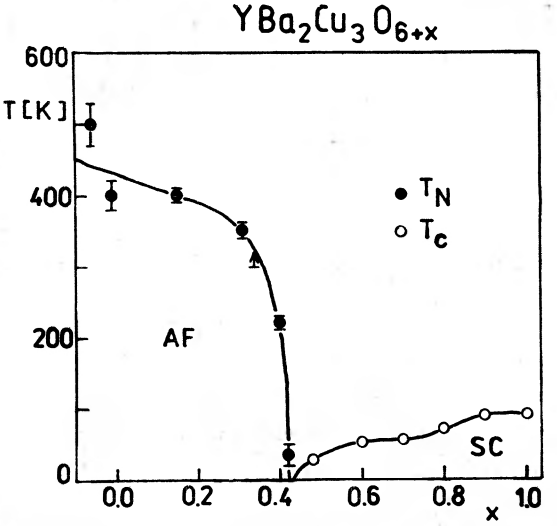
— atom Cu2 otoczony jest przez 4 atomy tlenu w płaszczyźnie a-b w odległości 1,9299 Å i 1,9607 Å oraz dodatkowy piąty atom wzdłuż osi c w odległości 2,295 Å.

Badania próbek o różnej zawartości tlenu pozwoliły na określenie wykresu fazowego przedstawionego na rys. 9. Związek o składzie $YBa_2Cu_3O_6$ jest antyferromagnetykiem. Ze wzrostem zawartości tlenu maleje temperatura Néela. Dla składów powyżej $YBa_2Cu_3O_{6,4}$ występuje stan nadprzewodzący. Temperatura krytyczna przejścia do stanu nadprzewodzącego rośnie ze wzrostem zawartości tlenu. Przejście od fazy uporządkowanej magnetycznie do nadprzewodzącej związane jest ze zmianą struktury krystalicznej od tetragonalnej do rombowej.

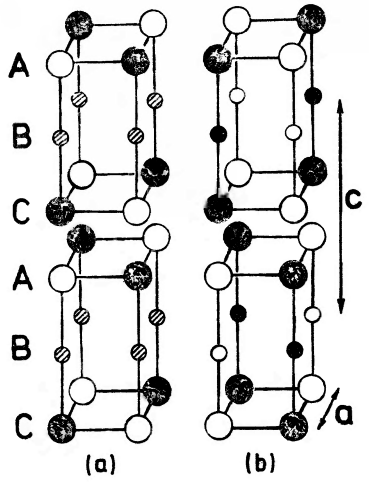
Na neutronogramach polikrystalicznych próbek związku $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (dla małych wartości x) zmierzonych w różnych temperaturach (od 4,2 K) obserwuje się dodatkowe



Rys. 8. Struktura krystaliczna związku $YBa_2Cu_3O_{7-x}$



Rys. 9. Diagram fazowy układu $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ w funkcji koncentracji tlenu x: AF — obszar uporządkowania antyferromagnetycznego, SC — obszar nadprzewodzący



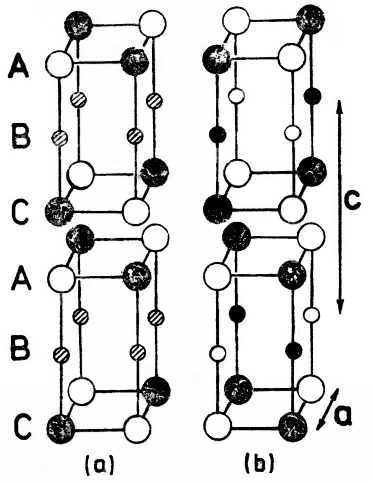
Rys. 10. Struktura magnetyczna dla $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ dla x bliskich zero: a) struktura określona z pomiarów na próbkach polikrystalicznych uwzględniająca uporządkowanie momentów magnetycznych w podsieci Cu2, b) struktura określona z pomiarów na próbce monokrystalicznej uwzględniająca również uporządkowanie momentów magnetycznych w podsieci Cu1. ○ i ● oznaczają atomy Cu2, których momenty magnetyczne mają przeciwną orientacje, ◍ — atomy Cu1 w stanie paramagnetycznym, a ○ i ● w stanie antyferromagnetycznym

refleksy typu $\left(\frac{h}{2}, \frac{k}{2}, l\right)$ dla l całkowitych, które znikają w temperaturze około 450 K. Analiza natężeń tych refleksów daje kolinearną strukturę magnetyczną opisaną wektorem falowym $\boldsymbol{k} = [\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0]$ przedstawioną na rys. 10a. Uporządkowanie dalekiego zasięgu obserwowane jest tylko dla atomów Cu2, podczas gdy na atomach Cu1 nie obserwuje się zlokalizowanego momentu magnetycznego. Moment magnetyczny zlokalizowany na atomie Cu2 równy jest $(0{,}60 \pm 0{,}05)\mu_B$ i jest prostopadły do osi c [18, 19]. Analogiczny typ uporządkowania magnetycznego obserwowano również dla związku $NdBa_2Cu_3O_{6+x}$ [20].

Badania neutronograficzne związku $YBa_2Cu_3O_{6,35}$, ale dla próbki monokrystalicznej [21], dały odmienne rezultaty. Oprócz refleksów typu $\left(\frac{h}{2}, \frac{k}{2}, l\right)$ obserwowano dodatkowe maksima np. $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{3}{2})$, które znikają w temperaturze 40 K (rys. 11). Analiza natężeń tych refleksów wskazuje, że pojawia się również uporządkowanie momentów magnetycznych w podsieci Cu1, które jest przedstawione na rys. 10b. Moment magnetyczny równy $(0{,}012 \pm 0{,}007)\mu_B$ w $T = 9$ K jest prostopadły do osi c. Analiza refleksów magnetycznych typu $\left(\frac{h}{2}, \frac{k}{2}, l\right)$ w temperaturze 9 K wskazuje, że momenty magnetyczne w podsieci Cu2 porządkują się w postaci helikoidy o kącie $\alpha = 26^0 \pm 7^0$ (rys. 12).

Obserwowane struktury magnetyczne można wyjaśnić korzystając z następującego modelu. Uwzględniając warstwowy charakter struktury magnetycznej, oddziaływania między momentami magnetycznymi można opisać za pomocą następujących całek wymiany:

— J_1 opisuje oddziaływanie między płaszczyzną B (Cu1) a płaszczyznami A i C (Cu2),



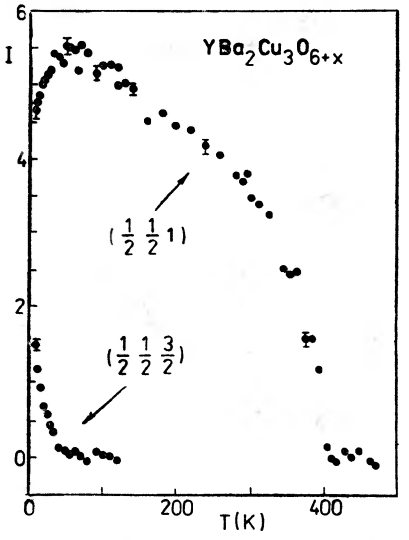
Rys. 10. Struktura magnetyczna dla $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ dla x bliskich zero: a) struktura określona z pomiarów na próbkach polikrystalicznych uwzględniająca uporządkowanie momentów magnetycznych w podsieci Cu2, b) struktura określona z pomiarów na próbce monokrystalicznej uwzględniająca również uporządkowanie momentów magnetycznych w podsieci Cu1. ○ i ● oznaczają atomy Cu2, których momenty magnetyczne mają przeciwną orientacje, ◍ — atomy Cu1 w stanie paramagnetycznym, a ○ i ● w stanie antyferromagnetycznym

refleksy typu $\left(\frac{h}{2}, \frac{k}{2}, l\right)$ dla l całkowitych, które znikają w temperaturze około 450 K. Analiza natężeń tych refleksów daje kolinearną strukturę magnetyczną opisaną wektorem falowym $k = [\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0]$ przedstawioną na rys. 10a. Uporządkowanie dalekiego zasięgu obserwowane jest tylko dla atomów Cu2, podczas gdy na atomach Cu1 nie obserwuje się zlokalizowanego momentu magnetycznego. Moment magnetyczny zlokalizowany na atomie Cu2 równy jest $(0{,}60 \pm 0{,}05)\mu_B$ i jest prostopadły do osi c [18, 19]. Analogiczny typ uporządkowania magnetycznego obserwowano również dla związku $NdBa_2Cu_3O_{6+x}$ [20].

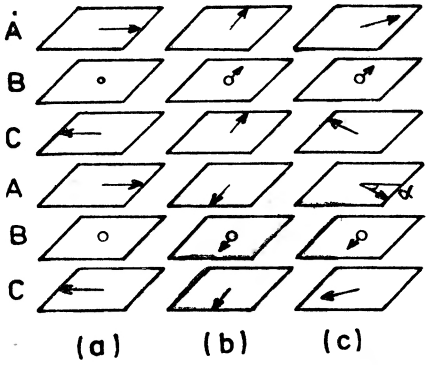
Badania neutronograficzne związku $YBa_2Cu_3O_{6,35}$, ale dla próbki monokrystalicznej [21], dały odmienne rezultaty. Oprócz refleksów typu $\left(\frac{h}{2}, \frac{k}{2}, l\right)$ obserwowano dodatkowe maksima np. $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2})$, które znikają w temperaturze 40 K (rys. 11). Analiza natężeń tych refleksów wskazuje, że pojawia się również uporządkowanie momentów magnetycznych w podsieci Cu1, które jest przedstawione na rys. 10b. Moment magnetyczny równy $(0{,}012 \pm 0{,}007)\mu_B$ w $T = 9$ K jest prostopadły do osi c. Analiza refleksów magnetycznych typu $\left(\frac{h}{2}, \frac{k}{2}, l\right)$ w temperaturze 9 K wskazuje, że momenty magnetyczne w podsieci Cu2 porządkują się w postaci helikoidy o kącie $\alpha = 26^0 \pm 7^0$ (rys. 12).

Obserwowane struktury magnetyczne można wyjaśnić korzystając z następującego modelu. Uwzględniając warstwowy charakter struktury magnetycznej, oddziaływania między momentami magnetycznymi można opisać za pomocą następujących całek wymiany:

— J_1 opisuje oddziaływanie między płaszczyzną B (Cu1) a płaszczyznami A i C (Cu2),



Rys. 11. Zależność temperaturowa refleksów $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}1)$ i $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{3}{2})$ dla monokryształu $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ [21]



Rys. 12. Model struktury magnetycznej związku $YBa_2Cu_3O_{6+x}$: a) i b) odpowiadają modelowi struktury z rys. 10, c) przedstawia niekolinearne uporządkowanie

— J_2 opisuje oddziaływanie między sąsiednimi płaszczyznami A i C,

— J_3 opisuje oddziaływanie między płaszczyznami A i C, ale poprzez płaszczyzny B.

Obserwowana struktura magnetyczna odpowiada minimum całkowitej energii oddziaływania magnetycznego, którą w przypadku naszego związku można wyrazić następującym wzorem:

$$E = -J_3 + 2J_1 \sin\alpha - J_2 \cos(2\alpha) - D\cos(4\alpha) =$$

$$= -J_3 - J_2 + D + 2J_1 \sin\alpha + 2J_2 \sin^2\alpha - 8D(\sin^2\alpha - \tfrac{1}{2})^2 ,$$

gdzie $D > 0$ opisuje anizotropię magnetokrystaliczną.

Możliwe są dwa rodzaje struktury magnetycznej:

1) dla małej wartości anizotropii $D \leqslant J_2$ magnetyczna struktura, którą obserwuje się w temperaturze 0 K odpowiada strukturze helikoidalnej z kątem $-\pi/2 < \alpha < +\pi/2$.

W temperaturze, w której znika uporządkowanie w podsieci Cu1(B) struktura staje się kolinearną,

2) jeśli $D > J_2$ i $J_1 < 0$, to w temperaturze 0 K obserwuje się strukturę kolinearną antyferromagnetyczną (rys. 12b), a ze wzrostem temperatury następuje ciągła zmiana wartości kąta α od $\frac{\pi}{2}$ do 0.

Ponieważ jony Cu^{2+} charakteryzuje mała wartość anizotropii, więc raczej model 1 opisuje własności omawianego związku.

Analogiczny model uporządkowania magnetycznego wyznaczono dla związku $NdBa_2Cu_3O_{6+x}$, dla $x = 0{,}1$ i $0{,}35$ [22].

Wyniki różnych autorów zostały zebrane w tab. 2. Wyniki te wskazują, że wartość temperatury Néela oraz momentu magnetycznego zależy od ilości tlenu w próbce. Dalekozasięgowe uporządkowanie magnetyczne znika dla związku o składzie $x = 0{,}4$.

Tabela 2. Własności magnetyczne $YBA_2Cu_3O_{6+x}$ i $NdBa_2Cu_3O_{6+x}$

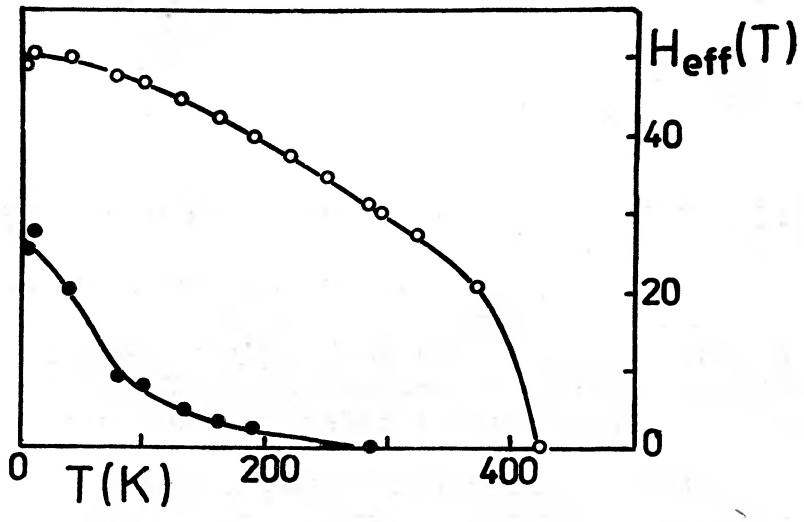
Skład x	Próbka	T_{N1}[K]	T_{N2}[K]	$\mu[\mu_B]$	Lit.
$YBa_2Cu_3O_{6+x}$					
0	polikryształ	500(10)		0,48(8)	[18]
0,15(5)	,,	400(10)		0,48(8)	[18]
0	,,	420(10)		0,60(5)	[19]
0,25(3)	,,	290(10)		0,45(5)	[19]
0,38(3)	,,	245(10)		0,28(5)	[19]
0,35	monokryształ	405(5)	40	0,50(7)	[21]
$NdBa_2Cu_3O_{6+x}$					
0,1	monokryształ	430	80	0,46(6)	[22]
0,35	,,	230	10		[22]

T_{N1} — temperatura Néela podsieci Cu2, T_{N2} — temperatura Néela podsieci Cu1.

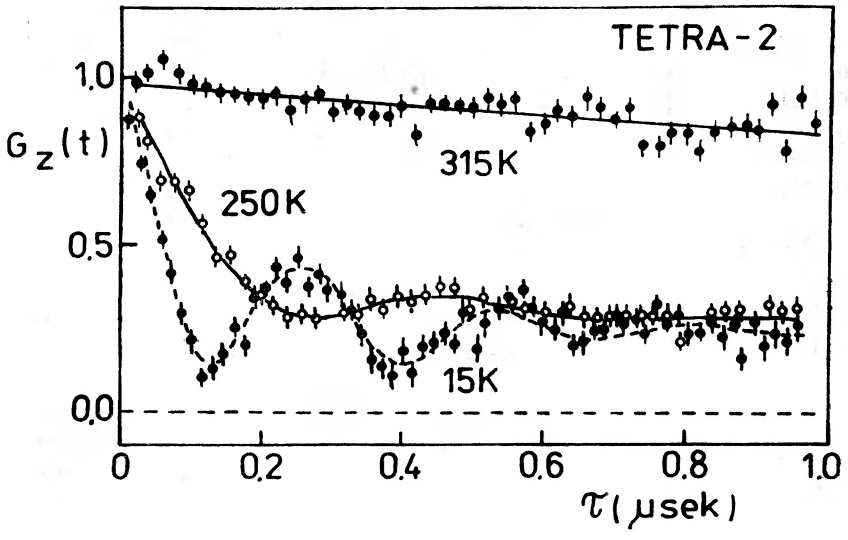
Wyniki dotyczące uporządkowania magnetycznego potwierdzają również wyniki badań metodą efektu Mössbauera i spinowej relaksacji mionu (μSR). Do próbki $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ wprowadzono w miejsce atomów Cu 1,5% atomów ^{57}Fe. Wyznaczoną zależność temperaturową efektywnego pola magnetycznego przedstawiono na rys. 13. Atomy żelaza obsadzają dwie podsieci mające różne zależności temperaturowe efektywnych pól magnetycznych [23].

Badania metodą μSR związku $YBa_2Cu_3O_{6,2}$ (rys. 14) [24] potwierdzają istnienie porządku magnetycznego w temperaturach 15 i 250 K.

Związki o składzie $RBa_2Cu_3O_{7-x}$, gdzie R oznacza niektóre pierwiastki z grupy ziem rzadkich, wykazują podobnie jak $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ własności nadprzewodzące w temperaturach ok. 90 K [25, 26]. Pomiar ciepła właściwego w niskich temperaturach wykazał istnienie dodatkowego przejścia fazowego związanego z uporządkowaniem momentów magnetycznych w podsieci ziemi rzadkiej, które wynoszą odpowiednio: 2,24 K dla R = Gd, 0,96 K dla Dy, 0,17 K dla Ho i 0.59 K dla Er (rys. 15) [27]. Z pomiarów ciepła właściwego wyznaczono również wartości entropii odpowiadającej magnetycznemu uporząd-

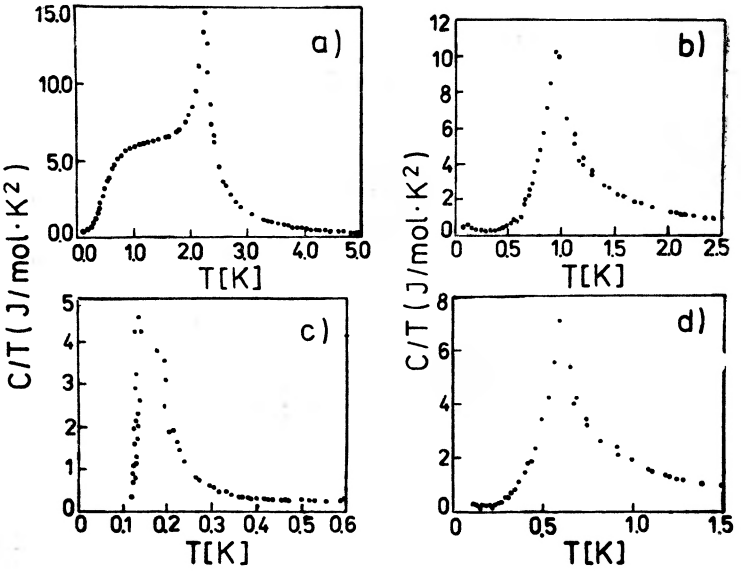


Rys. 13. Zależność temperaturowa efektywnego pola magnetycznego w YBCO z 8% Fe [23]



Rys. 14. Funkcje relaksacji $G_z(t)$ dla związku $YBa_2Cu_3O_{6,2}$ dla trzech temperatur: 15, 250 i 315 K [24]

kowaniu. W przypadku związków ziem rzadkich wartość ta powinna wynosić $R\ln(2J+1)$, gdzie R oznacza stałą gazową. Jedynie tylko dla związku $GdBa_2Cu_3O_7$ otrzymujemy wartość 5,2 J/mol K, co odpowiada 0,9 $R\ln 8$ (dla jonu $Gd^{3+}J = 7/2$). Dla pozostałych związków wartości entropii są znacznie niższe niż to wynika z powyższego wzoru, np. dla $DyBa_2Cu_3O_7$ — 5,0 J/mol K, co odpowiada 0,87 $R\ln 2$, dla $HoBa_2Cu_3O_7$ — 2,45 J/mol K (0,5 $R\ln 2$) i dla $ErBa_2Cu_3O_7$ — 4,6 J/mol K (0.8 $R\ln 2$). Wyniki te wskazują, że w przypadku związków z Dy i Er stanem podstawowym jest dublet. Rezultat uzyskany dla związku z holmem jest trudny do interpretacji ze względu na to, że w tym obszarze temperatur może również występować przyczynek związany z ciepłem właściwym Schottky'ego.



Rys. 15. Zależność temperaturowa ciepła właściwego dla niektórych związków typu $RBa_2Cu_3O_7$, gdzie a) R = Gd, b) Dy, c) Ho, d) Er [27]

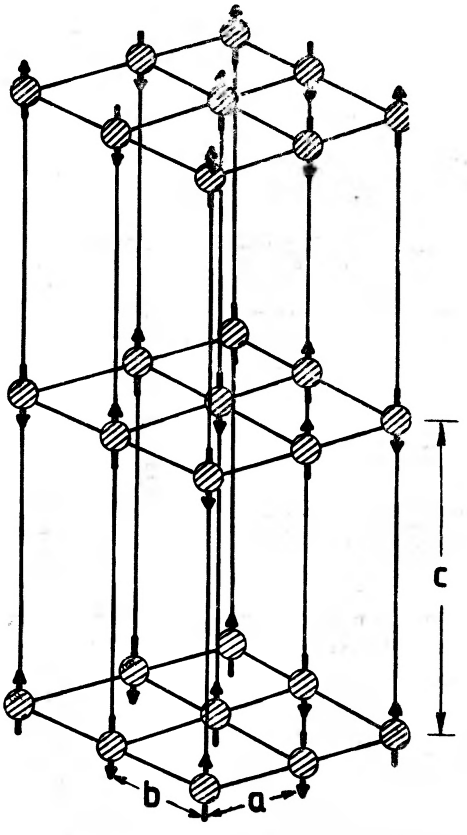
Dla związków $RBa_2Cu_3O_7$ i $RBa_2Cu_3O_6$ przeprowadzono pomiary magnetometryczne. Rezultaty tych badań zebrane zostały w tab. 3. Dla wszystkich związków moment magnetyczny w stanie paramagnetycznym jest bliski wartości dla jonu R^{3+}.

Tabela 3. Własności magnetyczne związków $RBa_2Cu_3O_7$ i $RBa_2Cu_3O_6$

R	$RBa_2Cu_3O_7$				$RBa_2Cu_3O_6$		
	T_c[K]	T_N[K]	$\mu[\mu_B]$	Lit.	T_N[K]	$\mu[\mu_B]$	
Gd	95(3)	2,24(2)	7,97	[51]	2,3	7,82	[56]
Dy	93,5(1,4)	0,95(2)	10,4	[27]		10,97	[56]
Ho	92(2,4)	0,17(3)	10,2	[27]		10,78	[56]
Er	91,8(1,8)	0,59(2)	9,1	[27]			
	93		9,52	[51]			

Pomiary neutronograficzne przeprowadzone dla związku $GdBa_2Cu_3O_7$ wykazały, że poniżej temperatury 2,24 K obserwuje się kolinearną strukturę magnetyczną opisaną wektorem falowym $k = [\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}]$ z momentem magnetycznym zlokalizowanym na atomie Gd równym $(7,4 \pm 0,6)\mu_B$ równoległym do osi *c* (rys. 16) [28].

Przeprowadzono również badania neutronograficzne związku $GdBa_2Cu_3O_6$, które wykazały, że poniżej temperatury 2,2 K obserwuje się uporządkowanie momentów magnetycznych zlokalizowanych na jonach Gd^{3+} opisane wektorem falowym $k = [\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0]$. Momenty magnetyczne porządkują się antyrównolegle w stosunku do najbliższych sąsiadów w płaszczyźnie *a-b* oraz ferromagnetycznie wzdłuż osi *c*. Wyznaczona struktura



Rys. 16. Struktura magnetyczna związku $GdBa_2Cu_3O_7$

magnetyczna różni się od struktury magnetycznej związku $GdBa_2Cu_3O_7$, co wskazuje na udział defektów tlenowych w powstawaniu dalekozasięgowego uporządkowania magnetycznego w podsieci ziemi rzadkiej [29].

Badania neutronograficzne związku $DyBa_2Cu_3O_{6,95}$ wykazały, że poniżej temperatury 0,9 K następuje uporządkowanie momentów magnetycznych zlokalizowanych na jonach Dy^{3+}. Struktura magnetyczna tego związku jest taka sama jak związku z gadolinem. Wyznaczona wartość momentu magnetycznego $(6{,}8 \pm 0{,}1)\mu_B$ jest niższa niż oczekiwana dla jonu Dy^{3+} ($gJ = 10\ \mu_B$) [30].

Dla związku $HoBa_2Cu_3O_{6,8}$ poniżej temperatury 140 mK obserwuje się poszerzone maksima braggowskie świadczące o dwuwymiarowym charakterze uporządkowania [31].

Badania neutronograficzne przeprowadzone dla związku $ErBa_2Cu_3O_7$ ($T_N = 0{,}59$ K) wykazały, że w temperaturze 0,3 K momenty magnetyczne zlokalizowane na atomach erbu tworzą dwuwymiarową strukturę magnetyczną, w której momenty magnetyczne wzdłuż osi *a* porządkują się antyferromagnetycznie, a wzdłuż osi *b* ferromagnetycznie [32].

Dodatkowe pomiary przeprowadzone w temperaturze 140 mK wykazały, że w tej temperaturze obserwuje się trójwymiarowe uporządkowanie magnetyczne opisane przez dwa wektory falowe $\boldsymbol{k}_1 = [\frac{1}{2}, 0, 0]$ i $\boldsymbol{k}_2 = [\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}]$. Moment magnetyczny zlokalizowany na jonie Er^{3+} równy $(4{,}9 \pm 0{,}2)\mu_B$ tworzy kąt 32° z osią *c*. Mała wartość momentu

magnetycznego w stosunku do wartości oczekiwanej dla jonu $Er^{3+}(gJ = 9\mu_B)$ sugeruje silny wpływ pola krystalicznego na własności magnetyczne tego związku. Ponieważ struktura magnetyczna opisana jest za pomocą dwóch wektorów falowych, sugeruje to współistnienie oddziaływań ferro- i antyferromagnetycznych wzdłuż osi c [33].

Podane powyżej fakty doświadczalne wskazują, że dla tej grupy związków obserwuje się współistnienie nadprzewodnictwa i dalekozasięgowego uporządkowania momentów magnetycznych zlokalizowanych na atomach ziemi rzadkiej. W przeciwieństwie do „klasycznych" magnetycznych nadprzewodników typu RRh_4B_4 i RMo_6X_8, gdzie R metal ziemi rzadkiej, a X = S, Se [34], dla których temperatury krytyczne przejścia w stan nadprzewodzący i w stan uporządkowania magnetycznego są porównywalne, w wysokotemperaturowych nadprzewodnikach typu $RBa_2Cu_3O_7$ temperatury przejścia w stan nadprzewodzący są o dwa rzędy wyższe niż temperatury uporządkowania magnetycznego.

4. Modele teoretyczne

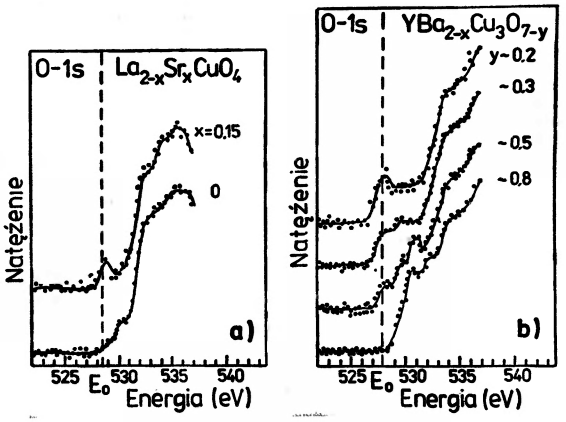
Własności magnetyczne tej klasy związków znacznie odbiegają od własności znanych dotychczas układów. W tej części artykułu pragnę podać Czytelnikowi informację o teoretycznych podejściach do tego zagadnienia.

W omawianych związkach magnetyczne uporządkowanie pojawia się w podsieci Cu albo w podsieci ziemi rzadkiej, przy czym temperatury krytyczne przejścia w stan uporządkowany różnią się o dwa rzędy. Świadczy to, że za uporządkowanie odpowiedzialne są różne mechanizmy oddziaływań.

Na wstępie omówmy problem uporządkowania momentów magnetycznych w podsieci Cu. W związku La_2CuO_4 jony miedzi są dwuwartościowe. Zastąpienie części jonów La^{3+} przez jony Ba^{2+} lub Sr^{2+} powinno spowodować pojawienie się jonów Cu^{3+}. Również w związku $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ powinno obserwować jony Cu^{2+} i Cu^{3+} w różnym stosunku w zależności od wartości x. Badania metodą spektroskopii fotoelektronów tak w związkach $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [34] jak i $YBa_2Cu_3O_{6,7}$ [35] nie wykazały, że istnieją jony Cu^{3+}. Jon Cu^{3+} może występować jako jon o konfiguracji elektronowej $3d^8$ lub $3d^9L$, gdzie L oznacza dziurę w paśmie tlenowym. Potwierdzeniem tej ostatniej konfiguracji były badania wzbudzenia z pasma $1s$ tlenu na pusty poziom $2p$ o energii 528 eV metodą spektroskopii rentgenowskiej. Otrzymane wyniki przedstawione są na rys. 17. Dla związku La_2CuO_4 i związków $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ dla $x \geqslant 0{,}5$ nie obserwuje się przejścia o tej energii, co świadczy o braku dziur na poziomie $2p$. Ze wzrostem koncentracji Sr oraz maleniu liczby defektów tlenowych obserwujemy powyższe przejście.

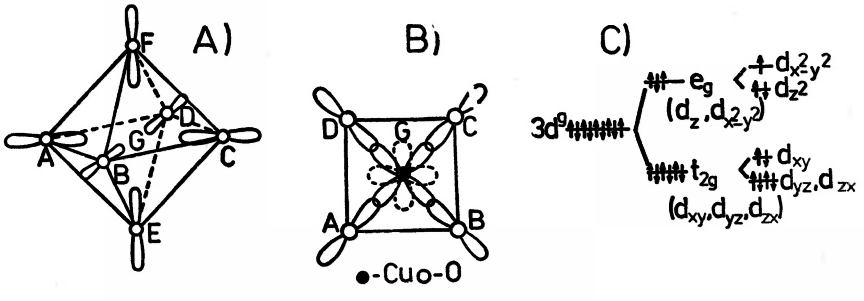
Powyższy rezultat świadczy o dużym wpływie dziur w paśmie tlenowym na własności magnetyczne i nadprzewodzące omawianych związków. Istnienie antyferromagnetycznego uporządkowania daje potwierdzenie modelu, w których dziury prowadzą do pojawienia się albo zlokalizowanego momentu magnetycznego albo do sparowania elektronów.

Od strony teoretycznej zagadnienie powyższe jest głównie dyskutowane na przykładzie związków typu $La_{2-x}M_xCuO_4$ ze względu na prostszą strukturę krystaliczną. W związku La_2CuO_4 jon miedzi jest dwuwartościowy. Poziom $3d^9$ kationu Cu^{2+} w polu o symetrii



Rys. 17. Krawędź absorpcji poziomu 1*s* tlenu w a) $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ i b) $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ [35]

oktaedrycznej ulega rozszczepieniu na poziomy $t_{2g}(d_{xy}, d_{xz}, d_{yz})$ i $e_g(d_{z^2}, d_{x^2-y^2})$ (rys. 18). Dystorsja rombowa prowadzi do dalszego rozszczepienia poziomów. Podstawową rolę w formowaniu elektronowej struktury w pobliżu powierzchni Fermiego odgrywają poziomy $d_{x^2-y^2}$ ze spinem $S = 1/2$, który przekrywa się z orbitalem *p* tlenu (rys. 18b). W związku La_2CuO_4 mamy więc płaszczyzny prostopadłe do osi *c*, w których spiny oddziałują między sobą antyferromagnetycznie, co powoduje, że każda para oddziałujących spinów ma antyrównoległą orientację.

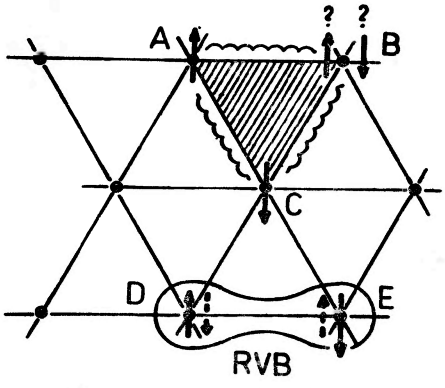


Rys. 18. A) oktaedr utworzony przez atomy tlenu (punkty od *A* do *F*), *G* oznacza położenie atomu Cu, B) efekt nakrywania się orbitalu $d_{x^2-y^2}$ atomu Cu (punkt *G*) z orbitalami *p* atomu tlenu (punkty *A* do *D*), C) poziom 3*d* dla Cu: 1) swobodny jon Cu^{2+}, 2) rozszczepienie poziomów w polu symetrii oktaedrycznej, 3) analogiczne rozszczepienie dla oktaedru zdeformowanego wzdłuż osi *z*

Punktem wyjścia prac [36—38] jest model Hubbarda [39], w którym uwzględniono występowanie dziur w paśmie tlenowym w przybliżeniu silnego wiązania. W modelu tym otrzymano lokalne uporządkowanie momentów magnetycznych w podsieci Cu.

Inny model, który podejmuje analizę własności magnetycznych La_2CuO_4 został zaproponowany przez Andersona [40]. Model ten opiera się na założeniu rezonansowego kowalentnego wiązania (Resonating-Valence-Bond, RVB). Zagadnienie powyższe zostało zbadane dla płaskiej sieci trójkątnej [41], która jest przedstawiona na rys. 19. Jeżeli w punkcie *A* spin jest w górę, a w punkcie *C* w dół, to ustawienie spinu w punkcie *B* jest

nieokreślone, bo ze względu na oddziaływanie ze spinem w punkcie A powinien być w dół, a ze względu na spin w punkcie C — do góry. W rezultacie przeciwstawnych oddziaływań spin w punkcie B nie wie, jaką powinien przyjąć orientację. Prowadzi to do frustracji. W temperaturze 0 K dla sieci trójkątnej minimum energii odpowiada takiemu stanowi, w którym para spinów ustawionych antyrównolegle (np. w punktach D i E) wymienia się miejscami). Analogiczny model wprowadził Pauling w teorii wiązania chemicznego [42]. Oddziaływanie poprzez ten mechanizm różni się zasadniczo od oddziaływań w klasycznym antyferromagnetyzmie jak i fal gęstości spinowych.



Rys. 19. Schematyczny model rezonansowego kowalentnego wiązania dla sieci trójkątnej

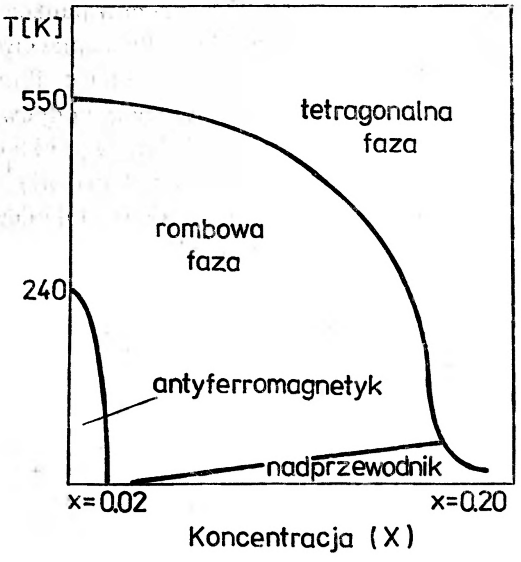
Jak zastosować powyższą teorię do związków wysokotemperaturowych nadprzewodników, w których sieć atomów Cu tworzy sieć kwadratową z nieznaczną (4%) dystorsją, rombową? Dla płaskiej sieci kwadratowej, w węzłach której znajdują się spiny $S = 1/2$ stanem podstawowym w temperaturze 0 K odpowiadającym najniższej energii jest antyferromagnetyczne uporządkowanie spinów — każda para oddziałujących spinów ma antyrównoległą orientację. Efekt frustracji w tym przypadku można uzyskać uwzględniając oddziaływanie nie tylko z pierwszymi, lecz również drugimi sąsiadami.

Opierając się na powyższym modelu Anderson i współpracownicy [43] wyznaczyli wykres fazowy dla $La_{2-x}M_xCuO_4$ (rys. 20), który dobrze zgadza się z danymi doświadczalnymi (rys. 6 i 7).

Struktura krystaliczna omawianych związków ma charakter warstwowy. Również uporządkowanie magnetyczne ma ten charakter. Dla L_2CuO_4 zaobserwowano dwuwymiarowe uporządkowanie magnetyczne powyżej temperatury Néela, natomiast dla $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ nie zaobserwowano powyższego efektu. Tak La_2CuO_4 jak i $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ mają wspólne cechy:

1) wysokie temperatury Néela,
2) w strukturze krystalicznej występują warstwy obsadzone przez atomy CuO_2.

W pierwszym przybliżeniu oddziaływanie między momentami magnetycznymi zlokalizowanymi na atomach Cu można opisać przy pomocy dwóch całek wymiany: J opisującej oddziaływanie w płaszczyźnie i J' opisującej oddziaływanie między płaszczyznami. Ze względu na kwazi-dwuwymiarowy charakter można przyjąć, że $J' \ll J$. Dla kwazi-dwuwymiarowego heisenbergowskiego antyferromagnetyka temperatura Néela wyraża



Rys. 20. Wykres fazowy dla układu $La_{2-x}M_xCuO_4$ obliczony przy wykorzystaniu modelu RVB [43]

się następującym wzorem:

$$T_N^{3d} = 8\pi S^2 J |\ln(J'/J)| ,$$

a dla $S = 1/2$

$$T_N^{3d}/T_N^{MF} = \pi |\ln(J'/J)| ,$$

gdzie $T_N^{MF} = 2J$ jest temperaturą przejścia w przybliżeniu średniego pola. Na podstawie wyników badań neutronograficznych [19] i podatności magnetycznej [44] z powyższych wzorów oszacowano wartość $J \approx 400$ K i $J' \approx 150$ K dla $YBa_2CuO_3O_6$.

Odmienne mechanizmy są odpowiedzialne za uporządkowanie momentów magnetycznych w podsieci ziemi rzadkiej. Z danych strukturalnych wynika, że odległości między najbliższymi atomami ziemi rzadkiej są rzędu 4 Å, co wyklucza możliwość bezpośredniej wymiany. Wartości temperatur Néela wskazują, że oddziaływania między momentami magnetycznymi są słabe. Można zaproponować następujące mechanizmy:

— oddziaływanie za pośrednictwem elektronów przewodnictwa opisane modelem RKKY [45],

— oddziaływanie dipol-dipol,

— oddziaływanie nadwymienne [46].

Wyniki badań metodą spektroskopii mössbauerowskiej na jądrze ^{155}Gd w związku $GdBa_2Cu_3O_7$ wskazują, że jon gadolinu jest trójwartościowy oraz że oddziaływanie powłoki $4f$ z elektronami przewodnictwa jest bardzo słabe [47]. Do podobnych wniosków prowadzą obliczenia struktury elektronowej [48].

Temperatur Néela w szczególności dla związków z Ho i Er nie spełnia prawa de Gennesa [49] co świadczy, że również inne oddziaływania mają znaczący wkład w stabilizację struktury magnetycznej w tych związkach. Do takich oddziaływań należy nadwymiana poprzez aniony (atomy tlenu) o czym świadczy fakt zmiany struktury magnety-

cznej związków $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$ ze zmianą zawartości tlenu (x). Możliwe jest również oddziaływanie typu dipol-dipol. Dla tego typu oddziaływania wartość temperatury Néela jest porównywalna z wartościami doświadczalnymi np. dla związku, $GdBa_2Cu_3O_7$ wartość temperatury Néela: 2,24 K — doświadczalna, 1,4 K — obliczona dla $DyBa_2Cu_3O_7$ odpowiednio: 0,9 K i 0,7 K.

Wyznaczone doświadczalnie wartości momentu magnetycznego dla związków z Dy i Er są mniejsze niż dla jonu swobodnego. Powyższy fakt sugeruje również istnienie wpływu pola krystalicznego na własności powyższych związków. Obliczenia przeprowadzone w pracy [50] sugerują, że w przypadku jonów Ce^{3+}, Nd^{3+} i Yb^{3+} tensor g stanu podstawowego jest silnie anizotropowy. Prowadzi to do zaniżenia wartości momentu magnetycznego w stanie uporządkowanym równych 0,5, 1,2 i 1,7 μ_B, podczas gdy dla jonu swobodnego wartości gJ wynoszą odpowiednio 2,14, 3,27 i 4,0 μ_B. Wynik dla Yb^{3+} jest zgodny z danymi doświadczalnymi [51]. Dla jonu Dy^{3+} i Sm^{3+} wartości tensora g sugerują istnienie osiowej symetrii uporządkowania magnetycznego o osi łatwej wzdłuż kierunku c. Powyższy wynik zgadza się z wyznaczoną strukturą magnetyczną. Dla jonu Ho^{3+} otrzymujemy, że stanem podstawowym jest dublet, a osią łatwą — stała a komórki elementarnej. Badania metodą niesprężystego rozpraszania neutronów związku $HoBa_2Cu_3O_7$ wykazały, że term $^5I_8$ jonu Ho^{3+} ulega rozszczepieniu na 17 stanów [52].

Badano również wpływ symetrii na wartości parametrów pola krystalicznego dla związków: tetragonalnego $HoBa_2Cu_3O_{6,2}$ i rombowego $HoBa_2Cu_3O_{6,8}$ [53]. Dla jonu Ho^{3+} w podsieci p symetrii punktowej D_{4h} w strukturze tetragonalnej hamiltonian pola krystalicznego wyraża się wzorem

$$H_{CEF} = B_2^0O_2^0 + B_4^0O_4^0 + B_4^4O_4^4 + B_6^0O_6^0 + B_6^4O_6^4,$$

gdzie O_n^m — operatory Stevensa a B_n^m parametry pola krystalicznego zdefiniowane przez Hutchingsa [55], natomiast dla jonu Ho^{3+} w podsieci o symetrii punktowej D_{2h} (struktura rombowa) analogiczny hamiltonian ma postać

$$H_{CEF} = \sum_{n=1}^{3} \sum_{m=0}^{n} B_{2n}^{2m} O_n^m .$$

Wyznaczone parametry B_n^m podane są w tab. 4. Otrzymane wartości parametrów B_n^m dla obu związków zawierających holm są porównywalne.

Tabela 4. Wartości parametrów pola krystalicznego B_n^m dla $HoBa_2Cu_3O_{6,8}$, $HoBa_2Cu_3O_{6,2}$ i $DyBa_2Cu_3O_7$

B_n^m[meV]	$HoBa_2Cu_3O_{6,8}$[52]	$HoBa_2Cu_3O_{6,2}$[53]	$DyBa_2Cu_3O_7$[54]
$B_2^0 \times 10^2$	—4,6(0,2)	—4,6(0,2)	—10,0(0,2)
$B_2^2 \times 10^2$	—2,0(0,4)		—3,1(0,2)
$B_4^0 \times 10^4$	+9,1(0,1)	+9,5(0,1)	+14,0(0,1)
$B_4^2 \times 10^4$	—0,6(0,2)		—3,36(0,2)
$B_4^4 \times 10^3$	—4,2(0,1)	—4,3(0,1)	—6,7(0,5)
$B_6^0 \times 10^6$	—4,5(0,1)	—4,1(0,1)	+1,9(0,4)
$B_6^2 \times 10^6$	+2,7(0,8)		+0,42(0,2)
$B_6^4 \times 10^4$	—1,35(0,02)	—1,34(0,02)	+0,52(0,05)
$B_6^6 \times 10^6$	+1,9(0,7)		+0,42(0,05)

Badano również parametry pola krystalicznego dla jonu Dy^{3+} w związku $DyBa_2Cu_3O_7$ (tab. 4) [54]. Stwierdzono, że stan podstawowy $^6H_{15/2}$ ulega rozszczepieniu na 8 dubletów. Wartość momentu magnetycznego obliczona na podstawie schematu rozszczepienia jest zgodna z danymi doświadczalnymi.

Związki należące do grupy tzw. wysokotemperaturowych nadprzewodników okazały się wdzięcznym przedmiotem badań także własności magnetycznych. Dotychczasowe badania przyniosły bardzo ciekawe wyniki, do których wyjaśnienia konieczna jest modyfikacja istniejących teorii oddziaływań magnetycznych.

Literatura

[1] O. Fischer, M. B. Maple, *Superconductivity in Ternary Compounds*, t. 32 i 34 „Topics in Current Physics", Springer, New York 1982.

[2] B. Coqblin, *J. Magn. Magn. Mater.* **29**, 1 (1982).

[3] B. T. Matthias, E. Corenzwit, J. M. Vandenberg, H. Barz, *Proc. Natl. Acad. Sci.* USA **74**, 1334 (1977).

[4] J. W. Lynn, G. Shirane, W. Thomlinson, R. N. Shelton, D. E. Moncton, *Phys. Rev.* **24B**, 3817 (1980).

[5] S. K. Sinha, G. W. Crabtree, D. G. Hinks, H. A. Mook, *Physica B+C* **109+110**, 1698 (1982).

[6] D. E. Moncton, G. Shirane, W. Thomlinson, *J. Magn. Magn. Mater.* **14**, 172 (1979).

[7] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986); tłum. polskie *Postępy Fizyki* **40**, 99 (1989); zobacz także K. Wysokiński, *Postępy Fizyki* **38**, 463 (1987); J. J. Bara, *Postępy Fizyki* **40**, 467 (1989).

[8] G. E. Bacon, *Neutron Diffraction*, Clarendon Press, Oxford 1962.

[9] D. Vakain, S. K. Sinha, D. E. Moncton, D. C. Johnston, J. M. Newsam, C. R. Safinya, H. E. King Jr., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2802 (1987).

[10] T. Freltoft, J. P. Remeika, D. E. Moncton, A. S. Cooper, J. E. Fischer, D. Harshman, G. Shirane, S. K. Sinha, D. Vakain, *Phys. Rev.* **B36**, 826 (1987).

[11] R. E. Watson, A. J. Freeman, *Acta Crystallogr.* **14**, 27 (1961).

[12] F. Freltoft, G. Shirane, S. Mitsuda, J. P. Remeika, A. S. Cooper, *Phys. Rev.* **B37**, 137 (1988).

[13] G. Shirane, Y. Endoh, R. J. Birgeneau, M. A. Kastner, Y. Hidaka, M. Oda, M. Suzuki, T. Murakami, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1613 (1987).

[14] S. Uchida, *Int. J. Modern Phys.* **2**, 181 (1988).

[15] P. Imbert, G. Jehanno, J. A. Hodges, *Hyperfine Interactions*, w druku.

[16] J. E. Greedan, A H. O'Reilly, C. V. Stager, *Phys. Rev.* **B35**, 8770 (1987).

[17] P. K. Gallagher, H. M. O'Bryan, S. A. Sunshine, D. W. Murphy, *Mater. Res. Bull.* **22**, 995 (1987).

[18] J. M. Tranquada, D. E. Cox, W. Kunnmann, H. Moudden, G. Shirane, M. Suenaga, P. Zolliker, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 156 (1988).

[19] P. Burlet, C. Vettier, M. J. G. M. Jurgens, J. Y. Henry, J. Rossat-Mignod, H. Noel, M. Potel, P. Gougeon, J. C. Levet, *Physica C* **153–155**, 1115 (1988).

[20] W. H. Li, J. W. Lynn, H. A. Mook, B. C. Sales, Z. Fisk, *Phys. Rev.* **B39**, 9844 (1988).

[21] H. Kadawaki, M. Nishi, Y. Yamada, H. Takeya, H. Takei, S. M. Shapiro, G. Shirane, *Phys. Rev.* **B37**, 7932 (1988).

[22] J. W. Lynn, W. H. Li, H. A. Mook, B. C. Sales, Z. Fisk, *Phys. Rev. B*, w druku.

[23] T. Shinjo, S. Nasu, T. Kohara, T. Takabatake, M. Ishikawa, *J. Phys.* (*France*), w druku.

[24] N. Nishida, H. Miyatake, D. Shimada, S. Okuma, M. Ishikawa, T. Takabatake, Y. Nakazawa, Y. Kuno, R. Keitel, J. H. Brewer, T. M. Riesman, D. L. Williams, Y. Watanabe, T. Yamazaki, K. Nishiyama, K. Nagamine, E. J. Ansaldo, E. Torika, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L1856 (1987).

[25] Z. Fisk, J. D. Thompson, E. Zirngiebl, J. L. Smith, S. W. Cheong, *Solid State Commun.* **62**, 743 (1987).

[26] S. Hosoya, S. Shamoto, M. Onoda, M. Sato, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L325 (1987): **26**, L456 (1987).
[27] B. D. Dunlap, M. Slaski, D. G. Hinks, L. Soderholm, M. Beno, K. Zhang, C. Segre, G. W. Crabtree, W. K. Kwok, S. K. Malik, I. K. Schuller, J. D. Jorgensen, Z. Sungaila, *J. Magn. Magn. Mater.* **68**, L139 (1987).
[28] D. McK. Paul, H. A. Mook, A. W. Hewat, B. C. Sales, L. A. Boatner, J. R. Thompson, Mark Mostoller, *Phys. Rev.* **B37**, 2341 (1988).
[29] T. Chattopadhyay, H. Maletta, P. J. Brown, K. Fischer, *J. Phys.* (*France*), w druku; *Phys. Rev.* **B38**, 838 (1988).
[30] A. J. Goldmann, B. X. Yang, J. Tranquada, J. E. Crow, Chan-Soo Jee, *Phys. Rev.* **B36**, 7234 (1987).
[31] P. Fischer, K. Kukurai, M. Steiner, K. N. Clausen, B. Lebech, F. Hulliger, H. R. Ott, P. Bruesch, *Physica C* **152**, 145 (1988).
[32] J. W. Lynn, W. H. Li, Q. Li, H. C. Ku, H. D. Yang, R. N. Shelton, *Phys. Rev.* **B36**, 2374 (1987).
[33] T. Chattopadhaya, P. J. Brown, D. Bonnenberg, S. Evert, H. Maletta, *Europhys. Lett.* **6**, 363 (1988).
[34] T. Krzysztoń, *Postępy Fizyki* **36**, 325 (1985).
[35] M. Nücker, J. Fink, J. C. Fuggle, P. J. Durham, W. M. Temmerman, *Phys. Rev. B*, w druku.
[36] V. J. Emery, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2794 (1987).
[37] J. E. Hirch, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 228 (1987).
[38] M. Cyrot, *Solid State Commun.* **62**, 821 (1987).
[39] J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc.* **A276**, 238 (1963); **A277**, 237 (1964), **A281**, 401 (1964).
[40] P. W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
[41] P. W. Anderson, *Mater. Res. Bull.* **8**, 153 (1973); P. Fazekas, P. W. Anderson, *Philos. Mag.* **30**, 432 (1974).
[42] L. Pauling, *Phys. Rev.* **54**, 899 (1938).
[43] P. W. Anderson, G. Baskaran, Z. Zou, T. Hsu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2790 (1987).
[44] C. Ayache, B. Barbara, E. Bonjour, P. Burlet, R. Calemczuk, M. Couach, M. J. Jurgens, J. Y. Henry, J. Rossat-Mignod, *Physica* **B148**, 305 (1987).
[45] M. A. Ruderman, C. Kittel, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954); K. Yosida, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957); T. Kasuya, *Prog. Theor. Phys.* (*Kyoto*) **16**, 45 (1956).
[46] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **79**, 350 (1950); A. Oleś, *Postępy Fizyki* **28**, 407 (1967).
[47] E. E. Alp, G. K. Shenoy, D. W. Capone II, K. Zhang, L. Soderholm, *Phys. Rev.* **B36**, 8910 (1987).
[48] S. Massidda, J. Yu, A. J. Freeman, D. D. Koeling, *Phys. Lett.*, w druku.
[49] P. G. de Gennes, *C. R. Hebd. Acad. Sci. Ser. B* (*France*) **247**, 1836 (1958).
[50] V. Nekvasil, J. Stehno, J. Sebek, L. Havela, V. Sechovsky, P. Svoboda, *J. Phys.* (*France*), w druku.
[51] J. O. Willis, Z. Fisk, J. D. Thompson, S. W. Cheong, R. M. Alkin, J. L. Smith, E. Zirngiebl, *J. Magn. Magn. Mater.* **67**, L139 (1987).
[52] A. Furrer, P. Brüesch, P. Unternährer, *Phys. Rev.* **B38**, 4616 (1988); *Solid State Commun.* **67**, 69 (1988); *Physica C* **153—155**, 164 (1988).
[53] P. Allenspach, A. Furrer, P. Brüesch, R. Marsolaos, P. Unternährer, *Physica C* **156—157**, 864 (1989).
[54] P. Allenspach, A. Furrer, F. Hulliger, *Phys. Rev. B* (1989), w druku.
[55] N. T. Hutchings, *Solid State Phys.* **16**, 227 (1964).
[56] J. R. Thompson, B. C. Sales, Y. C. Kim, S. T. Sekula, L. A. Boatner, J. Brynestad, D. K. Christen, *Phys. Rev.* **B37**, 9395 (1988).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Konferencja fizyki słabych oddziaływań i neutrin w Ginosar

W dniach 9—14 kwietnia 1989 r. odbyła się w Ginosar nad Jeziorem Galilejskim (Izrael) dwunasta międzynarodowa konferencja fizyki słabych oddziaływań i neutrin. Zorganizował ją Technion — Izraelski Instytut Technologii z Haify. W konferencji wzięło udział ok. 150 fizyków z 21 krajów, w tym 4 fizyków z Polski. Wygłoszono 14 referatów plenarnych oraz 105 komunikatów w sesjach równoległych. Komunikaty były ułożone w następujące grupy tematyczne (w nawiasie podano nazwisko koordynatora grupy): Poszukiwanie nowych cząstek (M. Spiro); fizyka ciężkich kwarków (S. Stone); testy modelu standardowego (P. Langacker); neutrina w astrofizyce i kosmologii (doświadczenie — B. Barisch, teoria — M. Fukugita); oddziaływania słabe nieleptonowe (J.-M. Gerard); łamanie symetrii CP (A. Sanda); własności neutrin (S. P. Rosen); rzadkie rozpady mezonów K (F. Gilman); rozpady mezonów B, masy i mieszanie kwarków (F. Gilman).

Pod koniec konferencji koordynatorzy grup przedstawili na sesji plenarnej podsumowanie wyników doświadczalnych i teoretycznych zgłoszonych na sesjach równoległych. Poniżej omówimy najciekawsze z nich.

W czasie konferencji poinformowano o zaobserwowaniu w zderzeniach e^+e^- w akceleratorze SLC w Stanford długo oczekiwanego, pierwszego przypadku produkcji bozonu Z.

Grupa doświadczalna przy detektorze ARGUS w DESY odwołała swoje wcześniejsze wyniki dotyczące obserwacji rozpadów mezonów B bez udziału cząstek powabnych w stanie końcowym, przedstawione na konferencji w Monachium (*Postępy Fizyki* **40**, 445 [1989]). Tym samym wnioski grupy ARGUS są zgodne z wynikami grupy CLEO (przy pierścieniu e^+e^- w Uniwersytecie Cornella). Pozostaje jedynie w mocy górna granica doświadczalna na wartość elementu V_{bu} macierzy Kobayashi-Maskawy wynikająca z położenia końca widma energetycznego leptonu powstającego w rozpadzie mezonu B: $V_{bu}/V_{bc} < 0{,}1$ (CLEO), $< 0{,}13$ (ARGUS) i $< 0{,}16$ (CRYSTAL BALL); w nawiasach podane są nazwy odpowiednich detektorów. O niezerowej wartości V_{bu} można wnosić jedynie z pomiarów łamania symetrii kombinowanej CP.

Grupy doświadczalne pracujące przy urządzeniu e^+e^- TRISTAN w Japonii podniosły dolną granicę na masę kwarka do 29,5 GeV. Zaobserwowano nieco szybszy niż to wynika z modelu standardowego wzrost z energią zderzenia stosunku przekrojów czynnych $R = \sigma(e^+e^- \to \text{hadrony})/\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)$. Wielkość tego efektu oraz duże błędy doświadczalne nie pozwalają na razie na jego interpretację teoretyczną. Lepiej niż planowano przebiega zbieranie nowych danych przez grupę przy detektorze CDF w Laboratorium Fermiego. Zmierzona przez tę grupę masa bozonu W, $m_W = (80{,}0 \pm 3,\ 3 \pm 2{,}4)$ Gev, jest zgodna z wcześniejszymi pomiarami wykonanymi przez grupy UA1 i UA2 w CERN-ie. Poszukiwania kwarka t przez CDF nie przyniosły rezultatu, co spowodowało podniesienie dolnej granicy na jego masę do 60 GeV; opierano się tu zarówno na braku przypadków z produkcją leptonu o dużym pędzie poprzecznym, jak i przypadków zawierających elektron, neutrino i pęki (*jety*). Z negatywnych wyników poszukiwań innych cząstek należy wymienić brak obserwacji cząstki Higgsa i cząstek supersymetrycznych. Ostatnie doświadczenia grupy CUSB, szukającej rozpadu $\Upsilon \to H+\gamma$ sugerują nieistnienie w przedziale masy 200 MeV — 5,4 GeV takie cząstki Higgsa, jaka wynika z modelu standardowego. Ze wstępnej analizy danych grupy CDF wynika, że dolna granica na masę gluina (superpartnera gluonu) wynosi 70 GeV, a na masę skwarków (superpartnerów kwarków) 150 GeV.

Po raz pierwszy wyniki pomiarów strumienia neutrin słonecznych wykonanych przez Davisa (0,53 SSM) zostały potwierdzone przez inną grupę doświadczalną, KAMIOKANDE II (Japonia), która podała wartość $(0{,}46 \pm 0{,}13 \pm 0{,}08)$.SSM. Tutaj SSM oznacza wartość oczekiwaną strumienia na podstawie stan-

dardowego modelu Słońca. Na konferencji przedstawiono kilka propozycji wytłumaczenia niezgodności obserwacji strumienia neutrin z wartością SSM, np. zmiana aktywności Słońca, niekonwencjonalna wymiana ciepła w Słońcu, obniżenie temperatury wnętrza Słońca, kosmiony, oscylacje neutrin itp. Wydaje się jednak, że problem neutrin słonecznych pozostaje nadal nie wyjaśniony. Wkrótce powinny rozpocząć pracę nowe detektory neutrin słonecznych wykorzystujące gal, które pozwolą obserwować neutrina o niższej energii. Wyniki pomiarów momentów magnetycznych neutrin są zgodne z modelem standardowym. Grupa KAMIOKANDE II poinformowała również o wynikach pomiarów świadczących o istnieniu mieszania neutrin mionowych i taonowych. Wyniki te nie są jednak zgodne z uzyskanymi przez inne grupy doświadczalne.

Supernowa SN1987A wciąż nas zaskakuje. Dnia 18 stycznia 1989 r. obserwowano w jej obszarze pulsar w zakresie optycznym, o okresie 0,5 ms. Obserwację prowadzono przez 7 godzin za pomocą czterometrowego teleskopu w Obserwatorium Cerro Tololo (Chile). Niestety nie udało się jej powtórzyć.

Uczestnicy polscy wygłosili cztery komunikaty dotyczące problemu mas fermionów, produkcji i możliwości obserwacji cząstki Higgsa w modelach supersymetrycznych oraz detekcji wysokoenergetycznych neutrin astrofizycznych.

Konferencja była bardzo dobrze przygotowana. Organizatorzy zadbali również o bogaty program imprez towarzyszących. Uczestnicy konferencji mieli okazję wysłuchać wykładów o archeologii i historii Izraela, zwiedzić kibuc oraz zjeść kolację w starym zamku krzyżowców w Akko.

Bogdan Grządkowski, Jan Kalinowski

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

RECENZJE

A. Oleś: *Metody eksperymentalne fizyki ciała stałego*, WNT, Warszawa 1987, s. 270, wydanie I, nakład 2300 egz., cena zł 300.—

Książka Andrzeja Olesia, wydana przez WNT w 1987 r., zawiera opis licznych metod stosowanych w badaniu materiałów. Układ materiału jest bardzo zróżnicowany i często niekonsekwentny. Uważam, że dwa pierwsze rozdziały są zupełnie zbędne bo jedynie pobieżnie informują czytelnika o ważnych technikach. Ilustracją tego jest paragraf poświęcony otrzymywaniu wysokiej próżni. Autor na 10 stronach pragnie omówić stosowane pompy oraz mierniki wysokiej próżni. Oczywiście jest to rzecz niewykonalna (na str. 14 zamiast molekularna powinno być rotacyjna). Wysoka próżnia stanowi rodzaj technologii i jest stosowana w różnych metodach badawczych.

Niezręczne jest też połączenie niskich ciśnień — próżni z techniką wysokich ciśnień. Wysokie ciśnienia potraktowane są lakonicznie i nie oddają istoty tej ważnej techniki stosowanej w fizyce ciała stałego.

W polskim piśmiennictwie laserom poświęcono wiele opracowań i elementarny wstęp do tego paragrafu jest powtórzeniem, natomiast laser na elektronach powinien stanowić główną treść tego paragrafu. Poza tym rys. 21 jest nieczytelny.

Rozdział 3 powinien być zatytułowany „Niektóre zastosowania laserów". Poza tym wprowadzenie „ciężkich laserów" jest niepotrzebne, bo nazwa lasery dużej mocy lepiej oddaje to o co chodzi. Podobnie nazwa „metoda wiązki lecących cząstek" także jest nieszczęśliwa, a jedynie wzmiankowanie jej czyni to hasło problematycznym.

Moim zdaniem dopiero rozdz. 4 rozpoczyna właściwą książkę, gdyż odtąd opis jest spójny i dotyczy ważnych metod stosowanych w badaniach lub metod, które do tych badań się wprowadza. Spektroskopia jonizacji rezonansowej rozpoczyna właściwą część książki.

W rozdziale 5 omawiana jest dwójłomność i metody związane z polaryzacją światła. W tej części niedoceniona elipsometria jest interesująco opisana, choć elementarne informacje wstępne są zbędne. Z innych metod optycznych refraktometria różnicowa oraz różne metody rozpraszania światła zostały szczegółowo i jasno opisane. Spektrometria podczerwieni, która jest standardową metodą badania ciała stałego została wszechstronnie przedstawiona w zastosowaniach.

Jasno zostały przedstawione metody: INS, IINS, QNS. Najdokładniejsza jest metoda kwazielastycznego rozpraszania neutronów — QNS, umożliwiająca śledzenie ruchów molekularnych w ciele stałym. Zilustrowano też zastosowanie QNS do badań faz niewspółmiernych w badaniach materiałowych. Przedstawiono przykłady zastosowania metod neutronowych w badaniach defektów w ciele stałym.

Rozdział 11 rozpoczyna część książki poświęconą ultradźwiękom. Przy omawianiu odkrycia zjawiska piezoelektrycznego, Autora nieco poniósł patriotyzm, bo przypisał je M. Skłodowskiej-Curie, która w chwili jego odkrycia przez braci Piotra i Jakuba Curie w 1880 r. miała dopiero 13 lat. Ale jest to jedyne potknięcie w tej interesującej części książki, nie licząc przeoczeń rysownika na rys. 11.5 i rys. 11.7, który niedokładnie przedstawił pętle sprzężenia rezonatorów. Defektoskopia i obrazowanie ultradźwiękowe przedstawione są interesująco.

Podobnie polecam Czytelnikowi mikroskopię akustyczną, która zadziwia swoją rozdzielczością. Metody akustyczne kończy rozdz. 13 o balistycznych impulsach cieplnych. Jest to atrakcyjna metoda badania bezpośredniego oddziaływania fononów z nośnikami prądu. Tutaj Autor bardzo interesująco przedstawił anizotropowy charakter fononów w krysztale.

Dobrze, że wśród metod opisanych w książce znalazł się tunelowy mikroskop skaningowy, który pozwala śledzić poszczególne warstwy atomów na powierzchni kryształu. Wynalazcy Binning i Rohrer dostali za to urządzenie Nagrodę Nobla w 1986 r.

Spektroskopia masowa została potraktowana encyklopedycznie i jej przedstawienie nie oddaje siły i uniwersalności jej zastosowania. Jest to bowiem bardzo rozpowszechnione urządzenie w analizowaniu składu wszelkich ciał. Implantacja i wybijanie jonów oraz kanałowanie kończy przegląd.

Po lekturze książki A. Olesia można wyrazić radość, że ukazał się zbiór informacji o starych i nowych metodach stosowanych w fizyce ciała stałego. Lecz jest to zbiór dla tych, którzy chcą poprzez cytowaną literaturę dotrzeć do źródeł. Samo bowiem opracowanie ma z reguły charakter encyklopedyczny i jest ilustracją niektórych zastosowań przedstawionych metod. Dobrze się stało, że takie opracowanie pojawiło się w WNT informując szersze grono o metodyce stosowanej w badaniach ciała stałego.

Jan Stankowski

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

Walter Thirring: *Fizyka matematyczna.* Tom 4. *Mechanika kwantowa wielkich układów*, tłum. Kazimierz Napiórkowski, PWN, Warszawa 1987, s. 282, wydanie I, nakład 5000 egz., cena zł 350.—

Omawiany tom jest ostatnim z serii zaawansowanych podręczników fizyki matematycznej Waltera Thirringa. Podstawą tego cyklu był trwający 4 semestry kurs fizyki matematycznej prowadzony przez Autora, wybitnego specjalistę w dziedzinie matematycznej kwantowej teorii pola i kwantowej fizyki statystycznej, dla studentów fizyki i matematyki Uniwersytetu Wiedeńskiego. Wady charakterystyczne dla całego cyklu zostały już szczegółowo omówione na łamach *Postępów Fizyki* przez recenzentów poprzednich tomów. Również t. 4, który wraz z t. 3 stanowi pewną całość, jest niezwykle zwięzły, za cenę stosowania żargonu fizyki matematycznej. Nie wydaje mi się celowe mnożenie przykładów sformułowań, które, wzięte dosłownie, są niedorzeczne, jednak dla zorientowanego czytelnika stają się jasne po pewnym namyśle.

Styl książki jest tak lapidarny, że często pojedynczą uwagę Autora można by rozbudować do osobnego rozdziału. Jednak moim zdaniem zalety tej książki przeważają nad jej wadami. Przede wszystkim tomy 3 i 4 nie mają odpowiedników na rynku światowym. Ponadto podręcznik Thirringa umożliwia bardziej ambitnym studentom ostatnich lat fizyki i matematyki nawiązanie kontaktu z problematyką współczesnych badań w dziedzinie matematycznie ścisłej mechaniki kwantowej wielu ciał i fizyki statystycznej. Większą część materiału stanowią bowiem wyniki z lat 60. i 70. często nie publikowane do tej pory w podręcznikach, a ich dobór jest bardzo interesujący. Autor nie traci czasu na jałowe aksjomatyzowanie, nie ilustruje subtelnych rozważań matematycznych jedynie za pomocą modelu gazu doskonałego (co często zdarza się w bardziej pedantycznych pracach przeglądowych i monografiach z fizyki matematycznej), ale pokazuje zastosowania nietrywialnych metod matematycznych do możliwie realistycznych modeli materii. Nie schodzi przy tym z „bezkompromisowej drogi fizyki matematycznej" przedstawiając jedynie ścisłe rozwiązania i oszacowania, chociaż często w dość luźnej i skrótowej formie.

Podręcznik Thirringa nie nadaje się do „czytania", ale zachęci zdolnego studenta do studiowania i uzupełniania wiedzy przy pomocy innych źródeł. Będzie on również pomocny pracownikom naukowym zarówno w doborze materiału do wykładów, jak i w pracy naukowej. Szkoda tylko, że książka ta została wydana z 7-letnim opóźnieniem w stosunku do oryginału i że nie rozszerzono w związku z tym dość zresztą skąpej bibliografii, ani też nie dodano uzupełnienia zawierającego przegląd ważniejszych wyników lat 80.

Przedstawiony przez Autora materiał podzielony jest na 4 rozdziały. W rozdz. 1 omówiony jest problem nieodwracalności ewolucji i dążenie do stanu równowagi dla dużych układów fizycznych. Dalej Autor rozwija formalizm matematyczny niezbędny do opisu układów o nieskończonej liczbie cząstek. Omówiono tu nieskończone iloczyny tensorowe przestrzeni Hilberta, nierównoważne reprezentacje algebr, stany nienormalne i klasyfikację faktorów. Te trudne zagadnienia są przedstawione bardzo skrótowo i wymagają uzupełniającej lektury (np. O. Bratteli i D. W. Robinson, *Operator Algebras and Quantum Statistical Mechanics*, t. I, II, New York 1979, 1980). Początek rozdz. 2 poświęcony jest własnościom macierzy gęstości, ich uporządkowaniu oraz własnościom entropii i entropii względnej. Dalej Autor definiuje trzy podstawowe zespoły (mikrokanoniczny, kanoniczny i wielki kanoniczny) opisujące stan równowagi termodynamicznej, a także omawia ich równoważność w granicy termodynamicznej. W rozdziale tym wyprowadzone są również podstawowe relacje termostatyki. W rozdz. 3 Autor zajmuje się dynamiką wielkich układów fizycznych. Omawiane są tu zagadnienia takie jak ewolucja układów otwartych, elementy teorii ergodycznej dla nieskończonych układów kwantowych oraz własności stanów kwantowej mechaniki statystycznej. Tu znowu monografia Bratteliego i Robinsona może stanowić konieczne uzupełnienie. W ostatnim roz-

dziale przedstawiono konkretne zastosowania ścisłych metod omawiając problem istnienia granicy termodynamicznej dla realistycznych kwantowych modeli układów cząstek oddziałujących elektromagnetycznie i grawitacyjne. Punktem wyjścia jest tu ścisła wersja teorii Thomasa-Fermiego, a wyniki końcowe dotyczą stabilności zwykłej materii i ciał kosmicznych. Warto tu dodać, że spora część tych wyników jest dziełem Autora i jego współpracowników oraz, że dotyczące tego tematu i cytowane na str. 275 wykłady J. Messera zostały w międzyczasie wydane w formie książki *Temperature Dependent Thomas-Fermi Theory*, Lecture Notes in Physics, vol. 147 (Springer, Berlin 1981). Poszczególne zagadnienia przedstawione w kolejnych rozdziałach są ilustrowane zadaniami podanymi wraz z rozwiązaniami.

Tłumaczenie omawianej książki cechuje wysoki poziom merytoryczny. Styl oryginału został zachowany wraz z jego wadami; w kilku miejscach widoczne są potknięcia Tłumacza. Trzeba jednak przyznać, że zadanie stojące przed nim było bardzo trudne, gdyż niezwykła lakoniczność stylu Autora stała często w jaskrawej sprzeczności z właściwościami języka polskiego.

Podsumowując trzeba stwierdzić, że wydanie (chociaż nieco spóźnione) podręcznika Thirringa było bardzo celowe wobec stale rosnącej roli zaawansowanych metod matematycznych w fizyce teoretycznej i przy jednoczesnym braku odpowiednich pozycji na rynku krajowym. Na zakończenie zamieszczam listę zauważonych usterek:

9^{4} : jest A p.b. (powinno być) $\wedge$

11_{15}: jest „opisuje po prostu klasyczną trajektorię", p.b. „porusza się po klasycznej trajektorii"

32^{6} : jest „operator o wartościach dystrybucyjnych", p.b. „dystrybucja o wartościach operatorowych"

$47^{1,9}$: jest $|R^{+}$ p.b. $|R^{+}$

63_{12}: brak „śladu" (Tr) po prawej stronie nierówności

93_{9}: jest $\sigma_t(\sigma_t)$ p.b. $\sigma_t(\varrho_t)$

95_{12}: jest $\otimes$ p.b. $\oplus$

155_{3}: jest „gorszy", p.b. „cieplejszy"

159_{5}: jest „pierwszego", p.b. „pewnego"

273 : w odnośniku [15] brak współautorów pracy (V. Gorini, A. Kossakowski, E. C. G. Sudarshan)

Robert Alicki

Instytut Fizyki Teoretycznej
i Astrofizyki
Uniwersytet Gdański

KRONIKA

PTF

Oddział Poznański

Dnia 12 maja 1989 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału, na którym podsumowano działalność ustępującego Zarządu oraz wybrano nowy.

Aktualna liczba członków Oddziału wynosi 151 osób i w okresie kadencji Zarządu zwiększyła się o 4 osoby. Członkami Oddziału są głównie pracownicy naukowi Uniwersytetu Adama Mickiewicza (UAM), Instytutu Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk (IFM PAN) oraz Politechniki Poznańskiej (PP).

W okresie sprawozdawczym odbyło się 19 posiedzeń Zarządu Oddziału oraz 17 spotkań naukowych o przeciętnej frekwencji 40 osób. Na spotkaniach tych przedstawiano i dyskutowano aktualne osiągnięcia i problemy współczesnej fizyki. Referentami spoza Oddziału na tych spotkaniach byli: T. Dorfmüller (RFN), M. Chichara (Japonia), K. Bullongo (W. Brytania), A. K. Popov (ZSRR), J. Janik (Kraków), E. Obryk (Kraków), T. Dubniewicz (ZSRR), G. Labuda (Poznań), A. Kujawski (Warszawa), J. Musielak (Poznań), E. Dutkiewicz (Poznań). Zorganizowano również sesję środowiskową na temat nadprzewodników wysokotemperaturowych (5 referatów) oraz wyjazdową sesję w Helowym Centrum Badań w Odolanowie wraz ze zwiedzaniem instalacji odazotowania gazu ziemnego.

Działalność popularyzatorska oraz dydaktyczna to 5 spotkań z wykładami dla nauczycieli szkół średnich oraz 33 spotkania z młodzieżą. Członkowie PTF współpracowali z Młodzieżowym Towarzystwem Przyjaciół Nauk i prowadzili indywidualne zajęcia w pracowniach naukowych z wyróżniającymi się uczniami szkół średnich Poznania. Zorganizowany został w IFM PAN kurs komputerowy dla nauczycieli fizyki. Oddział był współorganizatorem Olimpiady Fizycznej oraz kursów przygotowawczych dla kandydatów na wyższe uczelnie. Wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący — Stanisław K. Hoffmann (IFM PAN), wiceprzewodniczący — Wojciech Nawrocik (UAM) i Jerzy Dembczyński (PP), sekretarz — Roman Świetlik (IFM PAN), skarbnik — Jan Jadżyn (IFM PAN), członkowie — Jan Stankowski (IFM PAN), Narcyz Piślewski (IFM PAN), Piotr Pierański (IFM PAN), Andrzej Więckowski (IFM PAN), Stefan Jurga (UAM), Bogusław Piątek (UAM), Mirosław Drozdowski (PP), Edmund Śniadek (PP), Feliks Jaroszyk (Akad. Med.), Danuta Sławińska (Akad. Roln.), Bożena Moldenhawer (VIII LO). Korespondentem Oddziału został wybrany Piotr Pierański.

Stanisław K. Hoffmann

EPS

Zebranie Zarządu w Eindhoven

Kolejne posiedzenie Zarządu Głównego Europejskiego Towarzystwa Fizycznego odbyło się w dniach 27 i 28 czerwca 1989 w Holandii w mieście Eindhoven. Bezpośrednio po zakończeniu obrad, w dniach 29 i 30 czerwca członkowie Zarządu mogli wziąć udział w dwudniowej konferencji na temat związków nauki z techniką (luźne tłumaczenie nazwy konferencji: „Between Science and Technology"), zorganizowanej dla uczczenia 80-lecia prof. H. G. B. Casimira, który w latach 1972—1976 był (trzecim kolejnym) prezesem EPS. Casimir mieszka stale w Eindhoven, co zdecydowało o wyborze miejsca obrad.

W obradach Zarządu Głównego EPS wiele uwagi poświęcono propozycjom zmian w procedurze działań Zarządu i licznych Komisji EPS. Punktem wyjścia do dyskusji, było sprawozdanie kilkuosobowej grupy doradczej (Review Committee), której zadaniem było przygotowanie wniosków i propozycji. W wyniku dyskusji podjęto decyzję powierzenia prac bieżących o charakterze rutynowym kilkuosobowej grupie, której zadaniem jest przygotowywanie kolejnych posiedzeń Rady i Zarządu EPS wraz z pisemnymi materiałami, pozostawiając podejmowanie ostatecznych decyzji na posiedzeniach o pełnym składzie członków. Taka procedura umożliwia poświęcenie więcej czasu i uwagi na posiedzeniach ZG EPS ważnym ogólnym problemom Towarzystwa.

Dalsza dyskusja dotyczyła możliwości przedłużenia kadencji na stanowisku prezesa EPS oraz restrukturalizacji i zmian w Komitetach EPS. Postanowiono w szczególności, że Komitet ds. Wolności w Nauce (Scientific Freedom) nie jest potrzebny jako stale działająca grupa, ponieważ — na szczęście niezbyt liczne ostatnio — przypadki trafiające do tego Komitetu muszą być z reguły traktowane indywidualnie i w praktyce zajmuje się nimi węższe grono ZG, bądź sam prezes, którzy podejmują odpowiednie działania.

Ważną decyzją było postanowienie, że członkowie Komitetów EPS będą mianowani nie przez krajowe Towarzystwa Fizyczne, lecz (po konsultacjach, w tym także z Towarzystwami krajowymi) przez ZG na podstawie list kandydatów proponowanych przez przewodniczących poszczególnych Komitetów. Oczekuje się, że taka procedura zapewni udział rzeczywiście aktywnych i kompetentnych członków Komitetów. Podjęto też decyzję „terminologiczną", zmieniającą Komitety Doradcze (Advisory Committees) na Komitety Robocze (Action Committees).

Dość szeroko dyskutowano propozycję automatycznego członkowstwa indywidualnego EPS dla członków Towarzystw krajowych. Brak jednolitego stanowiska oraz problemy finansowe nie doprowadziły do podjęcia takiej decyzji.

Zainteresowanych strukturą, liczbą, składem osobowym licznych grup i komitetów EPS zachęcam do zapoznania się z letnim numerem *Europhysics News* (20, July — Aug. 1989), gdzie można znaleźć wszystkie informacje o strukturze organizacyjnej EPS oraz o organizacjach członkowskich.

Przygotowania do VIII Konferencji Generalnej EPS są w toku i zdają się zapowiadać dobrze zorganizowane i tematycznie interesujące spotkanie społeczności fizyków europejskich w Amsterdamie we wrześniu 1990.

Konferencja zorganizowana dla uczczenia 80-lecia H. G. B. Casimira, zasłużonego prezesa w pierwszych latach istnienia EPS, odbywała się na terenie dużej i prestiżowej uczelni technicznej — University of Technology w Eindhoven. W odróżnieniu od przeładowanego liczbą i zakresem referatów seminarium w Zagrzebiu w marcu 1989, konferencja w Eindhoven obejmowała tylko 10 referatów, z których 3 stanowiły treść otwartego posiedzenia Holenderskiej Akademii Nauk. Z wielką satysfakcją mogliśmy stwierdzić, że referaty były znakomicie skonstruowane i ciekawe także dla słuchaczy nie związanych z zastosowaniami technicznymi. Poziom referatów był wysoki a zarazem dostępny dla niespecjalistów, mówcy o światowych nazwiskach (wystarczy wymienić profesorów Hakena, Bella czy van Hove'a). Warto podkreślić, że jeden z prelegentów, prof. Shuurmans, łączy pracę naukową i dydaktyczną na Politechnice w Delft z pracą w Laboratorium Fizycznym Zakładów Philipsa w Eindhoven. Stanowi to dobry (niezmiernie u nas w Polsce rzadki) przykład wzajemnego oddziaływania fizyka-przemysł, zrealizowanego z korzyścią zarówno dla badań podstawowych jak i dla zastosowań w technice.

Organizatorzy posiedzeń przyjęli uczestników bardzo gościnnie na terenie Politechniki w Eindhoven, gdzie m. in. stale działająca księgarnia umożliwiała zakup (z bonifikatą!) książek o bardzo szerokim profilu nie tylko naukowej tematyki. Nie zapewniono tylko pogody — padały deszcze, do których Holendrzy zdają się być tak przyzwyczajeni, że nawet nie komentują pogody, uważając ją za oczywistą i z pogodną rezygnacją pedałują na rowerach, równie licznych jak samochody.

Ewa Skrzypczak

Moskiewskie Towarzystwo Fizyczne

W maju 1989, po 58 latach przerwy, odżyło w ZSRR towarzystwo fizyczne. Nazywa się Moskiewskie Towarzystwo Fizyczne i jako zadania stawia sobie skupianie i zbliżanie fizyków, którzy chcieliby robić coś dla przeciwstawienia się biurokracji i przeciętności, nadal jeszcze, mimo pierestrojki, panujących w decydujących kołach nauki w ZSRR. Założyciele wierzą, że jako niezależna oganizacja MTF będzie mieć wpływ na uzdrowienie moralnego klimatu nauki radzieckiej. Jeden z twórców MTF, Borys Joffe, wyraził opinię, że dotychczasowy brak towarzystwa fizycznego ułatwiał rozwój monopolizacji i niekompetencji w radzieckiej nauce, administrowanej przez niewielką grupę uprzywilejowanych.

Moskiewskie Towarzystwo Fizyczne chce organizować konferencje naukowe, a także wydawać 2 czasopisma — jedno ściśle naukowe, a drugie popularyzujące fizykę.

Phys. World 2, No 7 (1989) *B. W.*

XX Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

W dniach 16-24 lipca 1989 r. odbyły się w Warszawie zawody jubileuszowej XX Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej. Udział wzięło 30 krajów:

Australia, Austria, Belgia, Bułgaria, Chiny, Cypr, Czechosłowacja, Finlandia, Holandia, Iran, Islandia, Jugosławia, Kanada, Kolumbia, Kuba, Kuwejt, Litwa (poza konkursem), Norwegia, NRD, Polska, RFN, Rumunia, Singapur, Stany Zjednoczone, Szwecja, Turcja, Węgry, Wielka Brytania, Włochy i Związek Radziecki. Ponadto cztery kraje były reprezentowane przez obserwatorów (Grecja, Hiszpania, Tajlandia i Zjednoczone Emiraty Arabskie). Były to więc najliczniejsze zawody olimpijskie spośród organizowanych do tej pory.

Olimpiadę zorganizował Komitet Organizacyjny powołany przez Ministra Edukacji Narodowej (na wniosek Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej i Polskiego Towarzystwa Fizycznego), kierowany przez prof. Grzegorza Białkowskiego, rektora Uniwersytetu Warszawskiego. Niestety, prof. Białkowski zmarł nagle niecałe trzy tygodnie przed zawodami. Oddając Zmarłemu hołd Komitet Organizacyjny postanowił nie wyłaniać nowego przewodniczącego. Od śmierci prof. Białkowskiego obowiązki przewodniczącego Komitetu Organizacyjnego pełnił prof. Jan Blinowski (IFT UW). Kierownikiem organizacyjnym XX MOF był dr Andrzej Nadolny (IF PAN). Za merytoryczną stronę zawodów odpowiadali: dr Andrzej Kotlicki z IFD UW (część doświadczalna) i dr Waldemar Gorzkowski z IF PAN (część teoretyczna).

Środki finansowe niezbędne do zorganizowania zawodów pochodziły głównie z dotacji Ministerstwa Edukacji Narodowej. Część środków finansowych (łącznie aż kilkanaście procent budżetu) została dostarczona przez różne instytucje sponsorujące, których pełnej listy nie jesteśmy w stanie przytoczyć z braku miejsca. Warto tu jednak podkreślić hojność Fundacji im. Stefana Batorego, która ufundowała komputer Schneider CPC6-128 dla najlepszego zawodnika z Polski. Przy okazji warto tu też podkreślić dużą aktywność Kierownika Organizacyjnego dra Nadolnego w popularyzowaniu XX MOF, co miało ogromny wpływ na decyzje sponsorów.

Komitet Organizacyjny działał niezależnie od Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej. Osoby zaangażowane w przygotowanie zadań i późniejsze sprawdzanie rozwiązań zawiesiły swą działalność w krajowej Olimpiadzie Fizycznej z odpowiednio dużym wyprzedzeniem czasowym, osoby zaś odpowiedzialne za przygotowania zawodników do zawodów nie uczestniczyły w żadnych pracach przygotowawczych, związanych z XX MOF. Nie można przecież obiektywnie przygotowywać zawodników do zawodów znając zadania. Szkoda, że ta podstawowa zasada uczciwości nie zawsze jest przestrzegana w różnego rodzaju lokalnych konkursach przedmiotowych.

XX MOF była już trzecią imprezą organizowaną w Polsce. Przypomnijmy tu, że Polska zorganizowała I MOF w roku 1967 i VII MOF w roku 1974. Organizacja tamtych olimpiad nie była łatwa. Jednakże organizacja XX MOF pod względem wysiłku organizacyjnego tamte olimpiady wielokrotnie przewyższała. Wystarczy powiedzieć, że według oszacowań autora w różnego rodzaju prace organizacyjne przed zawodami oraz w czasie zawodów było zaangażowanych około 200 osób.

Zgodnie ze statutem MOF, każdy kraj mógł przysłać na zawody 5 uczniów lub uczennic. Z wyjątkiem Kolumbii, która przysłała tylko trzech zawodników, wszystkie kraje przysłały po pięciu. W zawodach XX MOF wzięło udział 142 zawodników i 6 zawodniczek, łącznie 148 osób.

Część teoretyczna zawodów odbyła się 18 lipca, a doświadczalna — 20 lipca. Każda z części trwała pięć godzin. Zawodnicy otrzymali do rozwiązania trzy zadania teoretyczne, za które można było zdobyć łącznie 30 punktów i jedno zadanie doświadczalne, za które można było zdobyć 20 punktów. Absolutnym zwycięzcą XX MOF został Steven Gubser (USA), który otrzymał 46,333 punktu. Komisja Międzynarodowa przyznała ogółem 10 nagród pierwszego stopnia (dyplomy i złote medale), 26 nagród drugiego stopnia (dyplomy i srebrne medale), 30 nagród trzeciego stopnia (dyplomy i brązowe medale) i 33 wyróżnienia (dyplomy). Wszyscy nagrodzeni lub wyróżnieni otrzymali wartościowe nagrody rzeczowe (mierniki, lornetki, mikroskopy piórowe, albumy itp.). Ponadto przyznano kilka nagród specjalnych, ufundowanych przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne, Fundację im. Stefana Batorego, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu, Wojskową Akademię Techniczną, Krajowy Fundusz na Rzecz Dzieci, Państwowe Wydawnictwo Naukowe oraz przez prof. Iwo Białynickiego-Birulę (laureata pierwszego miejsca w I polskiej Olimpiadzie Fizycznej).

Drużyna polska, którą opiekowali się dr Mirosław Hamera i doc. Jan Mostowski, zdobyła następujące trofea:

Cezary Śliwa	— nagroda II stopnia
Piotr Kossacki	— nagroda II stopnia
Tomasz Motylewski	— nagroda II stopnia
Romuald Janik	— nagroda III stopnia
Leszek Mencnarowski	— wyróżnienie.

Statut MOF mówi, że impreza jest konkursem

indywidualnym i nie określa sposobu obliczania wyniku drużynowego. Tym niemniej wiele osób próbuje porównywać wyniki osiągnięte przez poszczególne ekipy. Oczywiście, każdy wybiera taki sposób obliczania wyniku zespołowego, który jest dla jego kraju szczególnie korzystny. Jedni za wynik drużynowy biorą sumę punktów uzyskanych przez wszystkich zawodników danej drużyny, inni — sumę punktów trzech najlepszych w danej drużynie, jeszcze inni — sumę trzech najlepszych w każdym zadaniu, itp. itp. Nie ulega jednak wątpliwości, że w bieżącym roku najlepiej wypadła drużyna RFN. Jeżeli chodzi o drużynę polską, to zajęliśmy gdzieś 3-4 miejsce w zależności od sposobu liczenia. Do dużych niespodzianek należy słaby wynik zespołu radzieckiego, który uplasował się w końcu pierwszej dziesiątki (warto tu zauważyć, że startujący poza konkursem jeden z zawodników litewskich osiągnął wynik lepszy niż dwóch zawodników drużyny radzieckiej).

W czasie XX MOF Komisja Międzynarodowa wprowadziła do Statutu kilka drobnych zmian oraz wstępnie przyjęła nową, „kolumnową" wersję Zakresu Materiału obowiązującego zawodników. Wersja ta podaje nie tylko sam zakres materiału, lecz również „głębokość" jego ujęcia. Ponadto Komisja Międzynarodowa wybrała: dra Larsa Gislena ze Szwecji na swego reprezentanta w EPS, dra Andrzeja Kotlickiego na wicesekretarza MOF na najbliższe pięć lat (ponowny wybór), a dra Waldemara Gorzkowskiego na swego reprezentanta do mającego powstać pod patronatem ICSU i UNESCO Komitetu Międzynarodowych Olimpiad Naukowych.

Sporo czasu zajęła Komisji Międzynarodowej dyskusja nad sprawą Litwy, która chciałaby uczestniczyć w zawodach jako niezależny kraj. Uznano, że jest to sprawa zbyt poważna, by można było podjąć decyzję bez odpowiednich konsultacji i przełożono przyjęcie ostatecznego rozwiązania w tej sprawie o rok. Zgodzono się jednak na udział Litwy w XX MOF poza konkursem.

Z poprzednich sprawozdań z MOF, publikowanych w *Postępach Fizyki*, Czytelnik zapewne pamięta, że corocznie dużo zastrzeżeń budziły zadania przygotowywane przez organizatorów. Dyskusje nad zadaniami często trwały prawie całą noc. Nic więc dziwnego, że organizatorzy XX MOF z dużym niepokojem oczekiwali na reakcję Komisji Międzynarodowej na zadania przygotowywane w tym roku. Wprawdzie w przygotowanie zadań, rozwiązań i kryteriów ocen włożono ogromnie dużo pracy i serca, ale licho nie śpi. Okazało się jednak, że wszelkie obawy były zbędne. Wszystkie bowiem zadania po bardzo krótkiej dyskusji zostały przyjęte oklaskami. Były to pierwsze oklaski za zadania w historii MOF.

Następna MOF odbędzie się w Groningen w Holandii w dniach 5-14 lipca 1990 r.

Waldemar Gorzkowski

Stulecie urodzin Ramana

Specjalny zeszyt *Journal of the Indian Institute of Science* (**68**, Nos 11/12, 1988) poświęcony został pamięci C. V. Ramana w związku ze stuleciem jego urodzin. Chandrasekhara Venkata Raman urodził się 7 listopada 1888, zmarł 21 listopada 1970. Wykształcenie fizyka zdobył w Indiach. Cechowała go nadzwyczajna ciekawość natury, umiejętność obserwacji subtelnych efektów, upór, dążenie do prawdy, głęboki patriotyzm a również zdolność przekazywania swego entuzjazmu młodszym współpracownikom.

Już wczesne jego prace z dziedziny akustyki i badania rozproszenia światła zwróciły uwagę ówczesnych autorytetów fizyki, a odkrycie rozproszenia ze zmianą długości fali (efekt Ramana) przyniosło mu w 1930 r. Nagrodę Nobla z fizyki. Znaczące też były jego badania dyfrakcji światła na falach ultradźwiękowych.

W omawianym zeszycie znajduje się interesujące wspomnienie o Ramanie, napisane przez G. Venkataramana, kilka artykułów omawiających m. in. udział Ramana i jego szkoły w badaniach rozproszenia światła w ciałach stałych i niektóre nowe kierunki rozwoju spektroskopii ramanowskiej, jak również wybór odbitek najistotniejszych prac Ramana.

B. W.

Sesja studenckich kół naukowych

W dniach 11-13 maja 1989 odbyła się w Jankowicach k. Poznania IX Ogólnopolska Sesja Studenckich Kół Naukowych Fizyków. Tematem obrad była dydaktyka fizyki w pracach studentów. Sesja finansowana była przez Uniwersytet Adama Mickiewicza w Poznaniu, organizatorem było Koło Naukowe Fizyków przy Instytucie Fizyki UAM. Komitetem Organizacyjnym kierował Piotr Machowina, student V roku fizyki, specjalizacji dydaktyki fizyki.

W sesji brało udział 36 studentów reprezentujących większość uniwersytetów i wyższych szkół pedagogicznych w Polsce. Uczestniczyły także 3 osoby z Ołomuńca (Czechosłowacja) i 15 uczniów grupy „Kwarki" z Pałacu Młodzieży w Katowicach.

Wykład plenarny „Wiedza potoczna a nauczanie fizyki" wygłosił doc. H. Szydłowski. Przedstawiono 13 prac konkursowych przygotowanych przez studentów. W skład jury konkursowego wchodzili: dr Jerzy Ogar (WSP Kraków), mgr Halina Pięta (WSP Opole), Dariusz Majewski (student UAM w Poznaniu) i Weronika Białkowska (uczennica z Warszawy reprezentująca grupę „Kwarki").

Pierwszą nagrodę przyznano Waldemarowi Ogonowskiemu (opiekun naukowy — dr Józefina Turło) z UMK w Toruniu za pracę dotyczącą zastosowania mikrokomputera w nauczaniu fizyki. Dwie równorzędne drugie nagrody otrzymali: Marta Kozioł z Uniwersytetu Warszawskiego za pracę dotyczącą badania zainteresowania fizyką (opiekun naukowy — dr Stefania Elbanowska) oraz Hanna Leśniak z WSP w Krakowie za pracę popularyzującą luminescencję (opiekun naukowy — dr Jerzy Ogar). Inne prace konkursowe zostały wyróżnione nagrodami książkowymi.

Henryk Szydłowski

Optyk zwalcza fałszerzy

Konsorcjum Moët-Hennessy ufundowało nagrodę „Nauka dla Sztuki" chcąc promować godne uwagi inicjatywy naukowe w dziedzinach, w których może występować współdziałanie sztuki, nauki i przemysłu.

W 1989 r. nagrodę tę otrzymał Jerzy Dobrowolski, z National Research Council w Ottawie, za opracowanie metody pokrywania powierzchni przedmiotu cienkimi warstwami interferencyjnymi, co utrudnia jego fałszowanie.

Fałszerstwa dokumentów, banknotów, a nawet etykiet ekskluzywnych firm stają się powszechne i są bardzo ułatwione przez postęp kolorowego druku i metod kolorowej reprodukcji. Dawniej druki chroniono przed fałszowaniem przez używanie specjalnych papierów ze znakami wodnymi, z wpasowanymi drucikami lub przez stosowanie specjalnych farb drukarskich i skomplikowanych wzorów. Dziś takie sposoby ochrony zawodzą.

Dobrowolski wykorzystując własności optyczne cienkich warstw interferencyjnych opracował metodę pokrywania nimi fragmentu powierzchni obiektu, który chce się chronić przed fałszerstwem Skonstruowane przez siebie urządzenie nazwa Thin Film Security Device (TFSD). Opalizacja TFSD sygnalizuje publiczności, że przedmiot na którym jest umocowany TFSD, jest prawdziwy. TFSD zawiera od kilku do kilkunastu cienkich (ok. 0,1 μm) warstw z dielektryka lub metalu, przy czym dokładność grubości tych warstw musi być w granicach 1-2%. Warstwy te nakłada się na folię z poliestru, którą następnie specjalnym klejem umocowuje się do właściwego przedmiotu. Różne wzory TFSD uzyskuje się metodą masek i trawienia światłem lasera.

Dobrowolski ze swoimi współpracownikami w NRC nie tylko wymyślił samą metodę, lecz również opracował oprzyrządowanie do produkcji TFSD w skali przemysłowej.

Optics News **15**, No 7 (1989) ***B. W.***

Luis W. Alvarez (1911-1988)

31 sierpnia 1988 zmarł Luis Walter Alvarez, wielki eksperymentator, obdarzony niezwykłą intuicją, o bardzo szerokich zainteresowaniach.

Alvarez urodził się w 1911 r. Studiował na Uniwersytecie Chicagowskim, był uczniem A. H. Comptona. Jeszcze jako student skonstruował jeden z pierwszych w USA liczników Geigera. Użył go do badania tzw. efektu wschód-zachód w promieniowaniu kosmicznym (czyli odchylania cząstek naładowanych w polu magnetycznym Ziemi) i wykazał, że w promieniowaniu tym dominują cząstki o ładunku dodatnim.

W 1934 rozpoczął pracę w Radiation Laboratory w Berkeley, kierowanym przez E. O. Lawrence'a. Tam odkrył wychwyt elektronów przez jądra (wychwyt K), zmierzył czas zaniku trytu, stwierdził stabilność ^{3}He, badał rozproszenie powolnych neutronów na różnych substancjach, m. in. na orto- i parawodorze, czym przyczynił się do poznania zależności sił jądrowych od spinu. Pracując wspólnie z Feliksem Blochem wyznaczył moment magnetyczny neutronu.

W czasie wojny pracował w MIT, gdzie jego talent eksperymentatora przyczynił się znacznie do powstania i ulepszenia wielu urządzeń radarowych. Między innymi był twórcą urządzenia radarowego umożliwiającego „ślepe" lądowanie samolotów. Pracował również w Los Alamos zaj-

mując się głównie mechanizmami synchronizującymi implozję.

Po wojnie zajmował się fizyką akceleratorową. Doprowadził do zbudowania w Berkeley akceleratora liniowego przyspieszającego protony do energii 32 MeV, który stał się później prototypem iniektora w innych wielkich akceleratorach. Wynalazł tandemowy akcelerator elektrostatyczny.

W latach sześćdziesiątych ulepszył komorę pęcherzykową, wynalezioną przez D. Glasera, tworząc z niej niezmiernie dogodne narzędzie fizyki cząstek elementarnych. Dokonał w tej dziedzinie fizyki ważnych odkryć (m. in. odkrycie rezonansów mezonowych). Te osiągnięcia przyniosły mu w 1968 r. Nagrodę Nobla z fizyki.

W późniejszych latach zajmował się zastosowaniami fizyki w archeologii i w geologii. Duży rozgłos zdobyła dokonana przez niego i przez jego syna Waltera, geologa, próba wyjaśnienia zagadki nagłego wymarcia dinozaurów.

Phys. Today 42, No 6 (1989) *B. W.*

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego roku na cały rok następny, otrzymują 20% zniżki.

Information for subscribers

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our bank: Bank Handlowy S. A., Warszawa 20 1061-710-15107-787, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

PL ISSN 0032-5430

Cena zł 960.—

SPIS TREŚCI

D. H. Davis, J. Pniewski — Stany wzbudzone hiperjąder 3
M. Majewski — Mezony gluonowe 23

RÓŻNE

R. Greenler — Poza (widzialną) tęczą (tłum. B. Wojtowicz) 53

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

H. Szydłowski — Stan pracowni fizycznych I w uniwersytetach i wyższych szkołach pedagogicznych 59

NOWOŚCI NAUKOWE

A. Szytuła — Magnetyczne własności wysokotemperaturowych nadprzewodników 67

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI 89

RECENZJE 91

KRONIKA 95

CONTENTS

D. H. Davis, J. Pniewski — Hypernuclei in excited states 3
M. Majewski — Glueballs 23

MISCELLANEA

R. Greenler — Beyond the (visible) rainbow 53

PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

H. Szydłowski — The state of first physics laboratories at universities and pedagogical universities 59

SCIENTIFIC NEWS

A. Szytuła — Magnetic properties of the high temperature superconductors 67

MEETINGS AND CONFERENCES 89

REVIEWS 91

CHRONICLE 95

36972