
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 27
ZESZYT 6
1976

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JAROSŁAW PIASECKI

Skarbnik

Doc dr KAZIMIRZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER

Prof. dr ANDRZEJ BIAŁAS

Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI

Mgr HENRYK KACZOREK

Doc. dr ADAM KUJAWSKI

Prof. dr JAN STANKOWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ

Doc. dr TOMASZ HOFMOKL

Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (*Gdańsk*)

Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Głównice*)

Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)

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

Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)

Doc. dr hab. BOGDAN ADAMCZYK (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)

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

Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

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

Doc. dr ANIELA WOLSKA (*Warszawa*)

Doc. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

80-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 27, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1976

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN,
Członkowie — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Zygmunt Ajduk

Adres Redakcji ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

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

Nakład 2790 + 110 egz. Ark. wyd. 8. Ark. druk. 7²/₁₆

Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 70 g.

Oddano do składania w sierpniu 1976

Podpisano do druku w grudniu 1976

Druk ukończono w grudniu 1976

Zam. 848/76. P-23. Cena 15,—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Arkadiusz Henryk Piekara

Pracownia Optyki Nieliniowej
i Fizyki Chemicznej IPPCh UW
Warszawa

Badanie i nauczanie. O wzajemnym stosunku obu tych dziedzin działalności ludzkiej na przykładzie fizyki

Research and Teaching.

On Mutual Relation Both of These Fields of Human Activity Taking Physics as Example

Abstract: Mutual interaction of research work and teaching. Practical and historical highways in physics teaching. Search assists teaching and teaching is helpful in research.

1. Wzajemne oddziaływanie badania i nauczania

Jest niemal rzeczą oczywistą, że uprawianie badania przez nauczającego pomaga mu w nauczaniu. Natomiast nie jest oczywiste, że nauczanie uprawiane przez pracownika naukowego pomaga w badaniu. Wydaje się to nawet mało prawdopodobne. A jednak — istnieje ten wpływ, i to znaczny. O obu wpływach będzie mowa w tym artykule.

2. Badanie i informacja

Badanie polega na obserwacji, doświadczeniu, na stawianiu hipotez, dotyczących mechanizmu badanego zjawiska, na rozwijaniu teorii i sprawdzaniu wartości hipotez przez porównanie teorii z doświadczeniem. Badanie zawiera w sobie niezwykle ważny i nieodzowny element: informację. Na informacji opiera się współpraca między badaczami, a także dalsza niezależna praca innych badaczy i innych grup badaczy. Informację podaje się przez publikowanie prac

oryginalnych, artykułów referatowych, monografii i podręczników na różnych poziomach, uniwersyteckich i szkolnych. Właśnie ten element, tj. informacja, jest cechą charakterystyczną nauczania. I oto informacja jest wspólna badaniu i nauczaniu. Z badania rodzi się informacja, z informacji poczyna się nowe badanie.

3. Istota informacji

Na czym polega informacja naukowa? Na ogół na opisie tego, co robimy w badaniu. Opis składa się z kilku ważnych części: z opisu pewnych wyników dotychczasowych, z przedstawienia celu badania, z opisu metody badania i wyników pracy, z porównania tych wyników z teorią, ewentualnie z propozycji uzupełnienia teorii albo z opracowania nowej teorii opartej na nowym mechanizmie badanego zjawiska itd.

Informacja nie przenika z umysłu do umysłu bezpośrednio, lecz za pomocą zmysłu słuchu lub wzroku, zależnie od tego, czy jest mówiona czy pisana. I dlatego informacja wymaga terminologii, tzn. wymaga, by w opisie stosowane były tylko terminy wyrażające pojęcia przyjęte ogólnie za znane, lub za ich pomocą ściśle zdefiniowane.

4. Pojęcia podstawowe fizyki

Owymi pojęciami przyjętymi za znane są w fizyce: przestrzeń, czas i materia. Definiowanie ich byłoby definiowaniem pozornym: znajomość ich musi opierać się na doświadczeniu, jakiego nabywamy od urodzenia, a jakie dochodzi do nas, jako wrażenia otrzymywane za pomocą zmysłów. Tylko na tej podstawie i tylko w tym sensie mówimy, że wiemy, co to jest przestrzeń, czas i materia. Żadnej definicji podać nie można (gdzież jest „genus proximum”, gdzie „differentia specifica”?), a każdy opis będzie tylko odwołaniem się do doświadczenia życiowego. Niemniej, pojęcia te wchodzą do nauki fizyki, jako pojęcia fundamentalne. Związane są jednak z nimi wielkości fizyczne podstawowe, które określamy ilościowo za pomocą możliwie jak najściślej określonego przepisu na mierzenie i innych definicji nie podajemy, i podać nie możemy (byłoby to bowiem tautologią).

5. Wielkości podstawowe w mechanice i ich jednostki

Tymi podstawowymi wielkościami są: długość (albo odległość, albo droga przebyta przez coś), czas i masa. Poza przepisem na mierzenie, ustaliśmy, drogą umowy, jednostki tych wielkości. Po długich próbach z rozmaitymi układami jednostek, w fizyce stosuje się obecnie wyłącznie układ jednostek MKS, oparty na następujących jednostkach podstawowych mechaniki: metr (m)

kilogram (kg), sekunda (s). Z wielkości podstawowych tworzy się nowe wielkości pochodne, określone ściśle za pomocą działań matematycznych, jak np. prędkość, przyspieszenie, siła, praca, moc itd. Jednostki podstawowe owych wielkości pochodnych tworzy się przez formalne wykonywanie tych samych działań na jednostkach podstawowych.

I tak na trzech wielkościach fizycznych, które przyjmujemy bez definicji, ale ze ścisłym przepisem na mierzenie, budujemy gmach wielkości fizycznych ściśle matematycznie określonych, wraz z ich ściśle określonymi i ścisłymi przepisami na mierzenie. Zgodnie więc z postulatem Lorda Kelvina, przedmiotem badań fizyków są tylko te wielkości, które można zmierzyć [1]. Przy pomocy tych wielkości fizyk opisuje prawa, jakie rządzą zjawiskami. I na tej podstawie usiłuje odgadnąć cały Wszechświat, jaki go otacza i jakiego jest drobną cząstką.

6. Czwarta podstawowa wielkość w fizyce i jej jednostka

Gdy od zjawisk mechanicznych przechodzimy do innych zjawisk, wśród których żyjemy, elektrycznych, magnetycznych, świetlnych itd., dotychczasowy układ trzech wielkości fizycznych staje się do opisu tych zjawisk niewystarczający. Okazuje się konieczne dodanie do tych trzech wielkości podstawowych czwartej wielkości, uznanej za podstawową. W historycznym rozwoju fizyki tą czwartą wielkością był ładunek elektryczny (e), określony na podstawie prawa Coulomba. W związku z takim wyborem powstał elektrostatyczny układ jednostek CGS. W układzie tym natężenie prądu (i) było wielkością pochodną,

$$i = \frac{de}{dt}.$$

Jednak pomiar ładunku na podstawie prawa Coulomba okazał się trudny i mało dokładny, a przy tym mało przydatny. Natomiast pomiar natężenia prądu był nie tylko łatwiejszy, ale miał niezwykle ważne znaczenie praktyczne: toteż został doprowadzony do wielkiej precyzji. Dlatego już od kilku dziesiątków lat proponuje się przyjęcie za czwartą podstawową wielkość fizyczną natężenie prądu, którego jednostkę amper (A), określa się na podstawie łatwiej do zmierzenia siły przyciągania się dwóch przewodników z prądem. Układ jednostek MKS przeobraził się tedy w układ MKSA, który obecnie jest jedynym układem obowiązującym i należy do międzynarodowego systemu jednostek SI. W układzie tym ładunek elektryczny jest wielkością pochodną: $e = \int i dt$, a jego jednostką jest iloczyn ampera i sekundy, czyli kulomb (C). Pochodnymi wielkościami są wszystkie inne wielkości fizyczne służące do opisu zjawisk elektromagnetycznych, jak: napięcie lub potencjał, pojemność, oporność, natężenie pola elektrycznego, natężenie pola magnetycznego, indukcyjność itd. Jednostki tych wszystkich wielkości wywodzą się z jednostek podstawowych wielkości fizycznych układu MKSA; są to, w tej samej kolejności: wolt, farad, om, wolt na metr, amper na metr, woltsekunda na amper, czyli weber na amper itd. [2].

7. Drogi: praktyczna i historyczna w nauczaniu fizyki

Zarówno ze względów czysto naukowych i metodycznych, jak i praktycznych amper jest jednostką podstawową, fundamentalną. W związku z tym wielkość fizyczna zwana natężeniem prądu jest wielkością fundamentalną w układzie wielkości fizycznych, pod względem logicznym i metodycznym. Na niej opierają się definicje wielkości fizycznych pochodnych. Ona stanowi początek systemu pojęć, jakie wprowadzamy lub wprowadzić powinniśmy w nauczaniu tego działu fizyki. Tutaj, między innymi, przejawia się wpływ badania, a ogólnie rozwoju nauki, na nauczanie. Skoro badanie naukowe wiąże się z praktyką pomiaru w tak zasadniczy sposób, że zasada miernictwa naukowego identyfikuje się z zasadą miernictwa praktycznego, nie może i nie powinno nauczanie na wszystkich poziomach trzymać się drogi historycznej, dzisiaj już obcej dla badania i dla praktyki.

Nie chcę powiedzieć przez to, że dla nauczania obojętna jest droga historycznego rozwoju myśli naukowej. Przeciwnie, historyczna droga zdobywania wiedzy o przyrodzie jest czarująco piękna, bohaterska, na wskroś humanistyczna. Odsłania przed nami piękne i prawe charaktery szlachetną walkę o prawdę, ukazuje drogę heurystyczną, odkrycia i wspaniałe uogólnienia ukazują metodę naukową i zarazem porywające odgadywanie przyrody, stanowi nieomal beletrystykę, dramatyczną i wielce pouczającą. Dlatego w nauczaniu chętnie odwołuję się do historii nauki. Ale to nie oznacza, że ukazując piękno badania i trudy zmagania, należy zmagania te powtarzać w klasie szkolnej czy pracowni, męczyć nimi młodzież, zanudzać i odstręczać od nauki [3, 4].

Dopóki w tzw. praktycznym układzie jednostek sprawa logicznego i metodycznego priorytetu jednostki natężenia prądu nie była definitywnie ustalona, prawie wszystkie podręczniki fizyki uznawały pierszeństwo ładunku elektrycznego rozpoczynając naukę elektryczności od prawa Coulomba, a więc od elektrostatyki. W ten sposób wiązano się z układem elektrostatycznym CGS, ewentualnie wprowadzano układ praktyczny oznaczając go symbolem MKSQ, w którym litera Q miała symbolizować (zresztą nieadekwatnie) jednostkę praktyczną ładunku, którą był i jest kulomb (C).

8. W nauce o elektryczności: droga praktyczna

Rozpoczynając nauczanie tego działu fizyki od elektrostatyki narażamy tok nauczania na poważne trudności metodyczne. Przede wszystkim definiowanie jednostek (np. jednostki e-s ładunku jako ładunku, który na równy sobie ładunek z odległości 1 cm działa siłą jednej dyny), albo nowych wielkości fizycznych (jak np. potencjału, który mierzy się wartością pracy wykonanej przez pole elektryczne na przeniesienie jednostki e-s ładunku z danego punktu do nieskończoności), albo jednostek tych wielkości (nie będę tu już przytaczał

tych karkołomnych definicji *) — otóż takie definiowanie nie ma nic wspólnego ani z praktyką naukową badacza, ani z praktyką technika. Przyrządy i jednych, i drugich, nie działają na zasadzie tych dziwnych definicji. Nauczanie w ten sposób elektrostatyki wprowadza nas w świat nie tylko oderwanych pojęć, ale archaicznych akcesoriów, nie mających nic wspólnego z praktyką ani naukową, ani życiową.

Walczyłem w latach trzydziestych o rozpoczynanie nauki o elektryczności od pojęcia prądu elektrycznego i o nową funkcję elektrostatyki w nauczaniu fizyki. Opublikowałem wiele prac na temat eksperymentów dydaktycznych w tym zakresie [6] w „Fizyce i Chemii w Szkole”, czasopisma świetnie redagowanego w Wilnie przez wielce zasłużonego Wacława Staszewskiego. Ówczesne programy szkolne zostały w tym duchu zmodernizowane. Powstało parę podręczników traktujących elektrostatykę nowoczesnie [7, 8]. Opracowałem parę przyrządów do nowoczesnego nauczania elektrostatyki, przede wszystkim multiplikator napięcia, pozwalający z baterii stuwoltowej otrzymać napięcie stałe, kilka tysięcy woltów i więcej, wystarczające do przeprowadzenia wszystkich doświadczeń elektrostatycznych, ponadto elektrometr szkolny wskazówkowy i kondensator płytkowy do pomiaru natężenia pola elektrycznego, przesunięcia elektrycznego i sił działających w polu na ładunek elektryczny **. Podręcznik odpowiadający tym założeniom dydaktycznym napisałem i oddałem do druku tuż przed wojną. Ukazał się on dopiero w roku 1948 [9]. Wznawiany był w latach późniejszych i unowocześniany [2]. Mimo że zgodnie z układem SI należało ograniczyć się wyłącznie do jednostek, a zatem do wielkości fizycznych tego układu, uwzględniłem w tym podręczniku również oba układy CGS, elektrostatyczny i elektromagnetyczny, ponieważ prawie wszystkie podręczniki polskie i zagraniczne oba te układy stosują, zaś podręcznik, który tych układów nie uwzględni, straci wspólny język z innymi podręcznikami. W następnym wydaniu zamierzam jednak omówienie obu układów CGS ograniczyć tylko do wzmianek historycznych.

9. Multiplikator napięcia i jego rola w dydaktyce i w badaniu

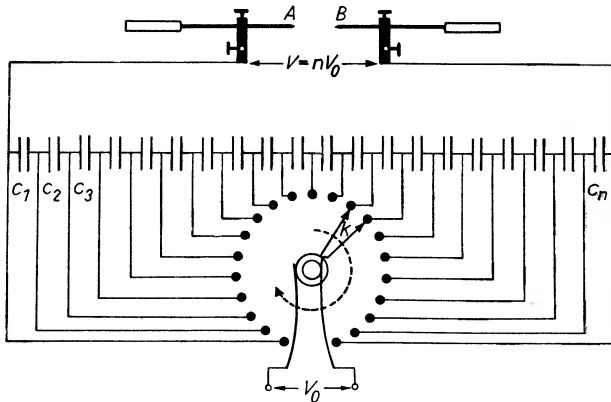
Walcząc o drogę praktyczną w nauczaniu elektrostatyki, należało pokazać, jak ta praktyczna droga musi być realizowana w nauczaniu słownym i w demonstracjach zjawisk. W słowie: jak uniknąć wspomnianych abstrakcyjnych definicji, niejasnych i licznych, że wspomnę tylko definicje: ładunku, natężenia pola elektrycznego, potencjału, napięcia itd., a także definicje jednostek tych wielkości, które występują w tej samej liczbie, a są nie mniej karkołomne od definicji samych wielkości? W demonstracjach: jak uniknąć kapryśnych do-

* Są one bardziej karkołomne aniżeli te, które tu w skrócie przytoczyłem; patrz [5].

** Przyrządy te produkowała niezwykle ambitna firma inż. Kazimierza Goertiga w Poznaniu, wydając do nich drukiem prospekty, utrzymane na wysokim poziomie naukowym i dydaktycznym.

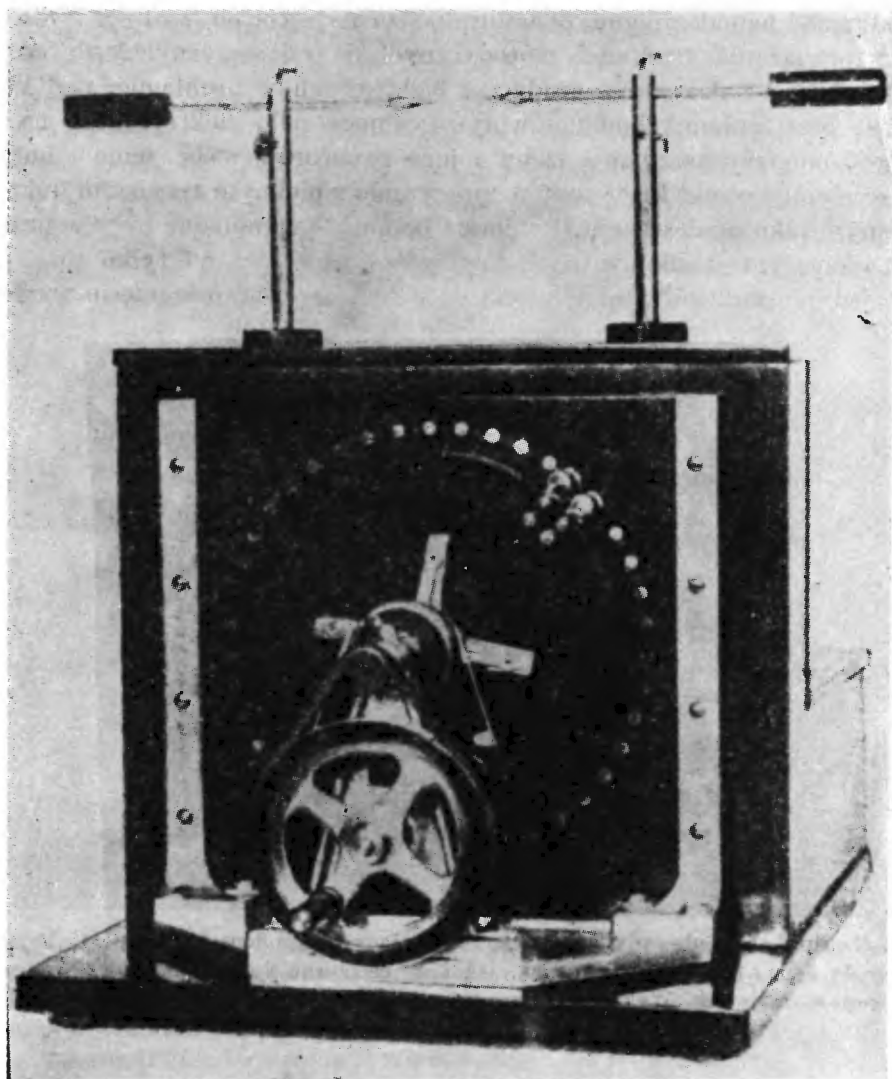
świadczeń z pałeczkami (ebonitowymi i szklanymi), z lisimi ogonami, z maszynkami influencyjnymi, butelkami lejdejskimi, elektroskopami itd., itd., doświadczeń, których wynik był zawsze niepewny, zależny od stanu wilgotności powietrza, od stanu i czystości powierzchni przyrządów i materiałów, i innych często nieuchwytnych okoliczności, które sprawiały, że efekt tych doświadczeń często był żaloszny i niepedagogiczny? Poza tym: doświadczenia te zdają się uczyć o jakiejś innej elektryczności aniżeli ta, która w parę lekcji później popłynie z ogniwa galwanicznego, zaś pomiar natężenia prądu amperomierzem i napięcia woltomierzem nie będzie absolutnie wynikał z definicji poprzednio poznanych. Nauczyciel fizyki nie zawsze będzie mógł uczniom pokazać, że tamta elektryczność, która rozchyła listki elektroskopu i daje iskierkę jest tą samą elektrycznością, która tego nie potrafi zrobić, lecz za to rozżarza drut, czego znów tamta nie potrafi zrobić. Zwłaszcza, że do „tamtej” elektryczności nauczyciel używa zupełnie innych przyrządów, powiedziałbym nawet z innej epoki, opartych na odmiennych zasadach, aniżeli do tej drugiej.

Wobec takich trudności postanowiłem nauczanie elektrostatyki opracować tak, aby te same źródła prądu służyły do doświadczeń elektrostatycznych,



Rys. 1. Zasada multiplikatora napięcia: kondensatory C_1, C_2, \dots, C_n (radiowe o pojemności 1,000 pF do 1 μ F) połączone są na stałe szeregowo. Podwójny kontakt obrotowy k za pośrednictwem dwóch pierścieni ładuje kondensatory kolejno do napięcia zasilającego (v_0) z suchej baterii (ok. 100 V). Na zaciskach A i B baterii szeregowej otrzymujemy napięcie dokładnie n -krotne

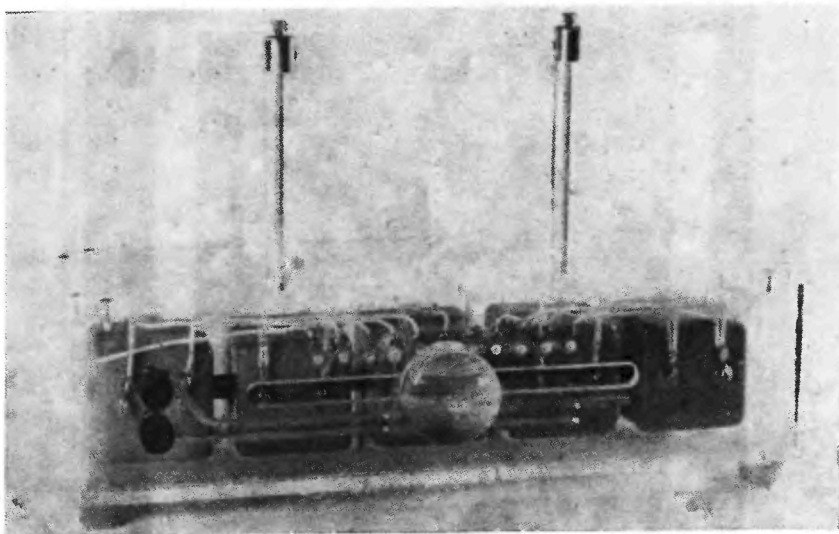
jak i do doświadczeń z prądem elektrycznym. W połowie lat trzydziestych opracowałem więc przyrząd do demonstracji, zwany „multiplikatorem napięcia”, który składał się z kilkudziesięciu kondensatorów technicznych (radiowych), połączonych w szereg i ładowanych kolejno z baterii ogniwa galwanicznych o napięciu 100–200 woltów. Zasadę tego przyrządu pokazuje rys. 1, zaś parę praktycznych rozwiązań pokazują rysunki 2–4 [10–12]. Później nieco powstał nowy przyrząd, nie zawierający części ruchomych [13], którego schemat ukazuje rys. 5.



Rys. 2. Multiplikator napięcia (którego prototyp dla celów szkolnych i laboratoryjnych wykonał mechanik i instruktor szkoły w Rydzynie, Jan Miszkin) produkowany był w kilku odmianach przez poznańską firmę „Fabryka Aparatów Elektrycznych” inż. Kazimierza Goertiga. Fotografia przedstawia model z 40 kondensatorami (po $0,1 \mu\text{F}$), obracany ręcznie, dający z baterii 200 woltowej napięcie 8 kV, wystarczające do wykonywania wszystkich szkolnych doświadczeń elektrostatycznych. Całkowity ładunek elektryczny jest tak mały, że nie stanowi niebezpieczeństwa dla eksperymentatorów

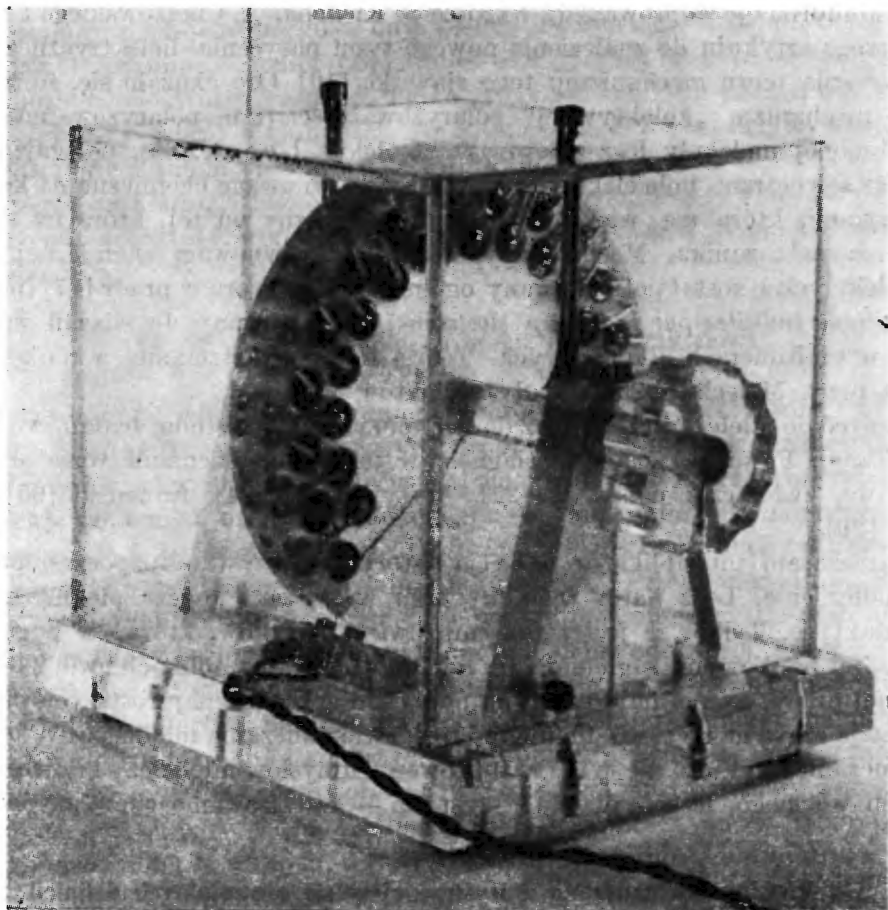
Tok nauczania o zjawiskach elektrycznych, a zwłaszcza elektrostatycznych, w nowym ujęciu oraz towarzyszące mu niezmiernie interesujące i pouczające doświadczenia opisałem w cytowanych już podręcznikach *Elektryczność i budowa materii* [9] (str. 79–166) oraz *Elektryczność i magnetyzm* [2] (str. 81–168); streszczać tego tutaj nie ma potrzeby ani miejsca.

Podkreślić jednak pragnę, że multiplikator napięcia powstał nie tylko z potrzeby rozwiązania trudności metodycznych i pedagogicznych, ale również, jako konieczność pokonania trudności badawczych w problemie, nad którym wówczas pracowałem: zbadanie wpływu silnego pola elektrycznego na przenikalność elektryczną nitrobenzenu i jego roztworów w benzenie i heksanie, gdzie występuje punkt krytyczny rozpuszczenia z pięknym zjawiskiem fluktuacji, widocznym jako opalescencja. Ponieważ badania prowadzone były w pracowni szkoły eksperymentalnej w Rydzynie, gdzie wówczas był tylko prąd stały, przeto jedynie multiplikator napięcia dawał nadzieję na osiągnięcie wystarczająco

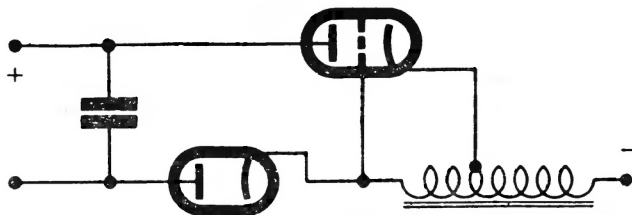


Rys. 3. Multiplikator ładowany suwakiem, zawierający 10 kondensatorów (po 1 μF), służący zarówno do demonstracji wykładowych, jak i do cechowania elektrometrów, przy pomocy wzorcowego woltomierza. Wykonany przez inż. Henryka Gierszaka w Poznaniu (fot. M. Bronowski)

jąco silnego pola elektrycznego (5–10 kV/mm), koniecznego do obserwacji i zmierzenia bardzo słabego, nieliniowego efektu nasycenia dielektrycznego. Dzięki zastosowaniu multiplikatora napięcia zostało w roku 1936 znalezione zjawisko dodatniego czyli odwrotnego nasycenia dielektrycznego [14], co dało asumpt do dalszych prac doświadczalnych i teoretycznych, mających na celu zrozumienie tego niezwykłego zjawiska i zastosowanie go w chemii do zagadnień struktury i oddziaływania. Zjawisko to bowiem okazało się bardzo wrażliwe na to, jakie procesy odbywają się wewnątrz molekuli i jakie oddziaływania istnieją między molekułami. Badania te pokazały, że w nitrobenzenie pole elektryczne wywiera na wzajemne oddziaływanie molekuł silny wpływ, który zwiększa moment elektryczny oddziałujących ze sobą nietrwałych przejściowych par [15]. Nowe doświadczenia z molekułami, w których występują



Rys. 4. Multiplikator napięcia z tarczą obrotową z plexiglasu, zawierającą 31 kondensatorów (po $0,1 \mu\text{F}$). Służył do doświadczeń symulujących oddziaływanie fali elektromagnetycznej świetlnej wielkiej mocy z materią (oddziaływanie dipol indukowany — dipol indukowany [34]). Wykonany przez mechanika A. Styczyńskiego w Pracowni Optyki Nieliniowej i Fizyki Chemicznej IPPCh Uniwersytetu Warszawskiego (fot. M. Bronowski)



Rys. 5. Schemat lampowego transformatora prądu stałego. Trioda wysokonapięciowa małej mocy wytwarza w obwodzie anoda-siatka-cewka drgania elektryczne, które na skutek wysokiej dobroci obwodu zawierającego niezwykle małą pojemność, mają wielką amplitudę napięcia, rzędu 10 kV. Do tego napięcia ładuje się poprzez lampę prostowniczą, kondensator, z którego zacisków pobiera się wysokie napięcie. Napięcie wejściowe (zaciski oznaczone + i -) wynosi ok. 200 V [13]

różne konformacje doprowadziły wkrótce S. Kielicha, A. Chełkowskiego i autora niniejszego artykułu do znalezienia nowego typu nasycenia dielektrycznego i do opracowania teorii mechanizmu tego zjawiska [16]. Oto okazało się, że istnieje nowy mechanizm „kolektywnej” polaryzowalności (tzn. polaryzowalności nie odosobnionej molekule lecz zbiorowiska molekuł, l. c., str. 65), polegającej na tym, że zewnętrzne pole elektryczne przesuwą równowagę chemiczną na korzyść konformacji, która ma większy moment elektryczny od tej, która na skutek działania pola zanika. Mechanizm przesuwania równowagi chemicznej przez pole elektryczne został potraktowany ogólniej przez autora w pracy [17] (por. § 7 *Transitions induites par le champ électrique*) i zastosowany do wiązań wodorowych w multimerach alkoholowych. Teoria ta była rozszerzana w następnych latach przez Małeckiego na układy asocjatyw [18].

Nasylenie dielektryczne okazało się pożyteczną metodą badań w fizyce chemicznej. Poważne postępy osiągnięły w tej nowej dziedzinie różne ośrodki światowe, zwłaszcza: polski [19–22], brytyjski [23, 24], francuski [25], belgijski [26].

Tymczasem multiplikator napięcia, który to wszystko rozpoczął, poszedł w zapomnienie. Lecz autor tego artykułu wróży mu jeszcze piękną karierę w dydaktyce. Tylko, że jest teraz coraz więcej fizyków, którzy w pogoni za sukcesami naukowymi zagłębiają się tak bardzo w szczegółach swej skomplikowanej pracy, że nie mają czasu na podziwianie piękna najprostszych zjawisk i nie mają czasu na szczerą oddanie serca sprawie nauczania młodzieży. A szkoda, bo nauczanie fizyki, to nie tylko kształtowanie umysłów młodzieży i dojrzewanie umysłu własnego, lecz — przede wszystkim — kształtowanie charakterów.

10. Wróćmy do nauczania i wystrzegajmy się absurdalnych definicji

Konsekwentne stosowanie w nauczaniu fizyki układu SI wymaga zrezygnowania z prawa Coulomba, jako prawa logicznie i metodologicznie pierwszego, służącego do określania jednostki ładunku elektrycznego. Przyzwyczajenia autorów podręczników, zwłaszcza tych, którzy nie pracują czynnie naukowo, są tak silne, że większość podręczników jeszcze ciągle stosuje prawo Coulomba do definicji jednostki ładunku. Spotyka się to jeszcze nawet w „naukowych” pracach specjalistów od dydaktyki fizyki. W roku 1973 recenzowałem pewną pracę doktorską z zakresu dydaktyki fizyki, która wywołała moje zdziwienie nie tylko rozważaniami w dydaktyce fizyki nieprzydatnymi, ale wręcz archaicznym ujęciem elektrostatyki. Aby jednak układowi SI stało się pozornie zadość, autorka owej pracy zaleca ładunek 1 kulomba określić jako taki ładunek, który na drugi ładunek 1 kulomba z odległości 1 metra działa określoną siłą (autorka chyba nie zdawała sobie sprawy z tego, że siła ta wynosi 9 miliardów niutonów, czyli prawie milion ton!). Nonsens tego rodzaju wypowiedzi, która opisuje niemożliwe do wykonania czynności (przede wszystkim zebranie ładunków 1 C i umieszczenie ich w odległości 1 m od siebie!), jest ponad wszelką miarę nie-

dopuszczalny w nauczaniu, gdyż daje błędne wyobrażenie o ładunku tak wielkim, jak 1 kulomb, o małej pojemności elektrycznej ciał, o ich potencjale, o wielkości sił elektrostatycznych. Tylko gromowładny Zeus potrafi tak wielkie ładunki, jak 1 C zebrać w chmurach, ale rozmieszcza je w przyzwoitej wzajemnej odległości wielu kilometrów!

Z tego przykładu, a także z wielu innych mogę sądzić, że *pozornie naukowe uprawianie dydaktyki nauki bez uprawiania samej nauki prowadzić może na manowce.*

11. W elektrodynamice: również droga praktyczna

Z układem SI wiąże się zagadnienie teoretycznego i praktycznego wprowadzenia wielkości fizycznych, służących do opisywania zjawisk magnetycznych. Przed laty konsekwentne było wprowadzenie pojęcia mas magnetycznych oparte na prawie Coulomba, oraz wprowadzenie pojęcia natężenia pola magnetycznego, analogicznie jak to się robiło w elektrostatyce. Sprzeciwy wobec takiego postępowania były uzasadnione względami praktycznymi. Przede wszystkim, w przyrodzie, w naszych warunkach, istnieją jedynie dipole magnetyczne; ich bieguny są nader rozległe, rozmyte, w nieokreślonej od siebie odległości, zaś w trwałych magnesach powoli zmieniające się w czasie. Mimo, że masa magnetyczna biegunów ani ich odległość nie dadzą się dokładnie ustalić, moment magnetyczny dipola da się najdokładniej zmierzyć. Odosobnione bieguny magnetyczne, czyli monopole, nie były dotychczas obserwowane. Nawet gdyby istniały w kosmosie, na gwiazdach, lub w warunkach sztucznie wytworzonych w laboratorium, nie przemawiałoby to za tym, aby w magnetostatyce postępować drogą analogiczną do tej, jaką zarzuciliśmy w elektrostatyce. A więc wprowadzamy jednostki wielkości magnetycznych, opierając się nie na pomyślanych, lecz na praktycznych pomiarach. Okazję do ustalenia wielkości fizycznej natężenia pola magnetycznego (H) i jego jednostki daje nam przyjęte a priori prawo Ampère'a (w postaci zracjonalizowanej, vid. [2]) $\oint \vec{H} \cdot d\vec{s} = i$, które w pięknej formie, ogólnej i niezwykle zwartej, opisuje powstawanie wirowego pola magnetycznego dookoła przewodnika z prądem. Wywodząca się stąd jednostka H , mianowicie A/m, jest dotychczas prawie wcale nie używana; fizycy jeszcze nie przyzwyczaili się do niej i nadal używają oerstedy (Oe) albo (co gorzej) gaussy (Gs), które są jednostką indukcji magnetycznej. Również dlatego, jeszcze przez pewien czas, nowoczesne podręczniki muszą nawiązywać do układu CGS.

12. Powtarzam: badanie pomaga nauczaniu

To co powiedziałem wyżej jest zaledwie bardzo ułamkową ilustracją tezy, że uprawianie nauki przez nauczającego ma, albo powinno mieć dobroczynny wpływ na nauczanie. Jest przecież truizmem, mówić, że rzemiosła nauczyć się można tylko u mistrza, który to rzemiosło uprawia. Gdy nauczanie fizyki po-

łączone jest z badaniem, z obcowaniem ze zjawiskami, z teorią, z doświadczeniami, z wykonywaniem pomiarów i obliczeń, wówczas nauczającemu daje pełność jego wiedzy, rozległość horyzontów, a zarazem i skromność, które są tak potrzebne w wychowywaniu młodzieży, a zwłaszcza przyszłych naukowców. Przykład własny pedagoga, jego wytrwałości i pracowitości jako badacza, a przede wszystkim jego moralnej postawy, zwłaszcza jego umiłowanie prawdy, jest bezcennym czynnikiem wychowawczym. Nie oznacza to bynajmniej, że pedagog, nie zajmujący się badaniem nie może być dobrym nauczycielem. Znałem wielu wspaniałych nauczycieli, którzy nie zajmowali się wcale pracą naukową. To oczywiście nie podważa mojej tezy, że praca naukowa jest pomocna w pracy pedagogicznej. Toteż tym kolegom, którzy uczą w szkole średniej, a nie mają możliwości uprawiania pracy badawczej, gorąco zalecam zbliżenie się do pracy naukowej poprzez zajęcie się wybranym działem nauki, poprzez śledzenie literatury naukowej tego działu, poprzez kontakty z uczelnią lub instytutem naukowym, z biblioteką, a jeśli to możliwe — z pracownią badawczą lub studium podyplomowym.

13. Ale i odwrotnie: nauczanie pomaga w pracy naukowej

Na czym zasadza się odwrotny wpływ: nauczania na badanie? Pracownik naukowy, nie uprawiający nauczania, zasklepia się w swojej wąskiej specjalności. A zbyt wczesna specjalizacja nie daje mu wiedzy ogólnej, zwięża horyzonty, niekiedy zmniejsza możliwości heurystyczne. Brak mu nieraz czasu i podniety do głębszego zapoznania się z podstawami nauki, jakiej drobny wycinek uprawia. Młody pracownik naukowy sam często odczuwa te braki i chętnie podejmuje pracę dydaktyczną. Ona go zmusi do uzupełnienia wiedzy ogólnej, która — na razie — nie jest mu potrzebna do badania (a raczej do zagłębienia się w szczególności roboty). Nauczanie, zarówno na wyższym, jak i na niższym poziomie, da mu okazję do pogłębienia i rozszerzenia wiadomości ogólnych, do zapoznania się z metodologią nauki, jaką uprawia, do zastanowienia się nad ścisłością naukową w definiowaniu pojęć i w wypowiedaniu praw przyrody. Nauczanie zmusi go do wniknięcia w sens wyjaśniania zjawisk i praw przyrody, do zbliżenia do siebie dwóch ważnych funkcji poznawczych naszego umysłu: poznawania i pojmowania; nauczanie chroni badacza od zastępowania pojmowania przyzwyczajeniem; nauczanie wskaże mu drogę do szukania mechanizmów zjawisk oraz związków przyczynowych, do wyrażania ich równaniami matematycznymi i dostrzeżenia granic, do których zbliża się asymptotycznie nasze pojmowanie, a których przekroczyć nie może.

14. Demonstracje wykładowe pomagają nie tylko studentom

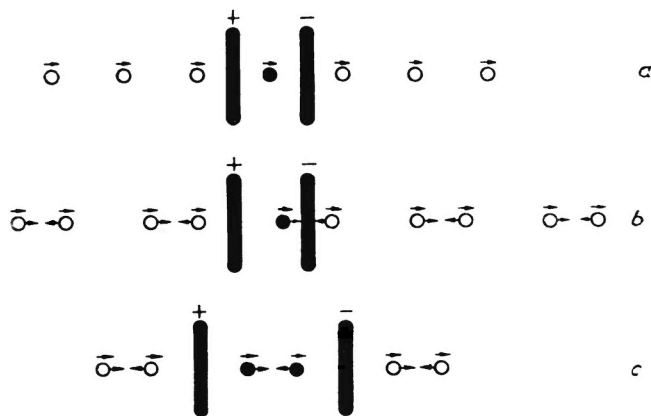
Również praktyka demonstracji wykładowych nie pozostaje bez wpływu na pracę badawczą. Przekonali się o tym moi liczni asystenci wykładowi w Poznaniu, obecnie świetni fizycy i eksperymetatorzy, którzy sobie praktykę

u mnie po wielu latach chwałą, jako dobrą szkołę eksperymentu i badania. Mogę mówić o tym z pełnym przekonaniem, gdyż przez wiele lat moim „hobby” były wykłady i doświadczenia z dydaktyki fizyki w UAM. One mnie nauczyły, że nawet magistrant, który z powodzeniem mierzy tak subtelne rzeczy, jak stałe sieci krystalicznej, lub szerokość linii spektralnych, albo czasy relaksacji molekuł, że ten młody badacz jest często zupełnie nieporadny w odtwarzaniu prostych zjawisk fizycznych, zwłaszcza elektrostatycznych, albo w wysłowieniu tego, co pokazał, albo odwrotnie, w pokazaniu tego, co powiedział! Niekiedy przypominałem słowa poety: „Chodzi mi o to, aby język giętki powiedział wszystko, co pomyśli głowa...” Jak widać, nie tylko jasność myśli, ale i jasność ich wypowiedzania jest doniosłym i trudnym zagadnieniem, nad którym warto i trzeba pracować.

15. Jeszcze raz pochwała demonstracji wykładowych

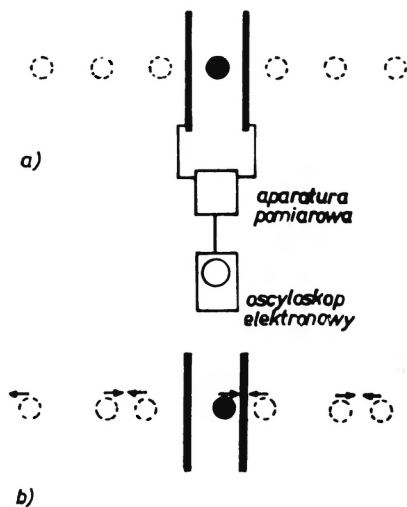
O tym, że demonstracje wykładowe mogą być pomocne w badaniu nie tylko pośrednio, ale nawet bezpośrednio, przekonałem się w ciągu wielu lat własnej praktyki. Chciałbym tu przytoczyć jeszcze jeden konkretny przykład z własnego życia.

W latach trzydziestych zajmowałem się ulepszeniem i unowocześnieniem nauczania elektrostatyki. Przygotowywałem doświadczenia, demonstrujące

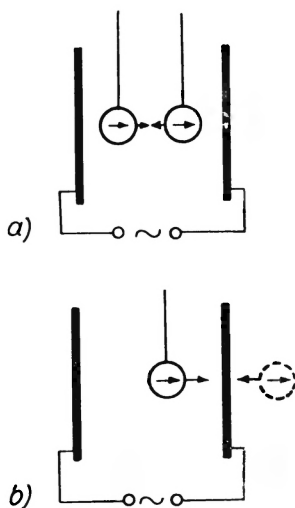


Rys. 6. a) Kulka nie naładowana między płytami kondensatora płaskiego tylko pozornie znajduje się w polu jednorodnym. W rzeczywistości spolaryzowana kulka oddziałuje ze swoimi obrazami elektrycznymi w płytach i polaryzuje się silniej. Kulka wraz ze swoimi obrazami stanowi model jednowymiarowej sieci krystalicznej; b) kulka i jej obraz elektryczny przyciągają się wzajemnie; c) dwie kulki nie naładowane i spolaryzowane w polu pierwotnie jednorodnym przyciągają się wzajemnie

zachowanie się dipola indukowanego między płytami kondensatora płaskiego. Zdumiony zostałem znaczną wielkością wzajemnego oddziaływania na siebie dwóch dipoli indukowanych oraz ich wpływem na przyrost pojemności konden-

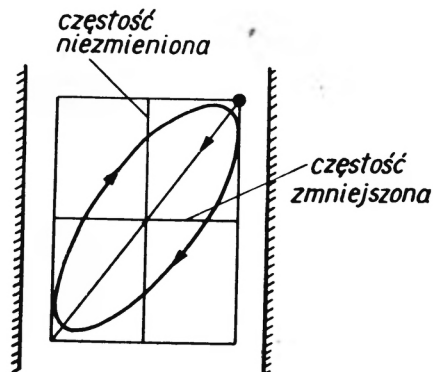


Rys. 7. W modelu sieci jednowymiarowej kulki drgają przeciw sobie. Częstość ich drgań f jest częstością „obcinania”, odpowiadającą końcowi pierwszej strefy Brillouina. Przyrost polaryzacji elektrycznej sieci krystalicznej rośnie i maleje periodycznie z częstością $2f$

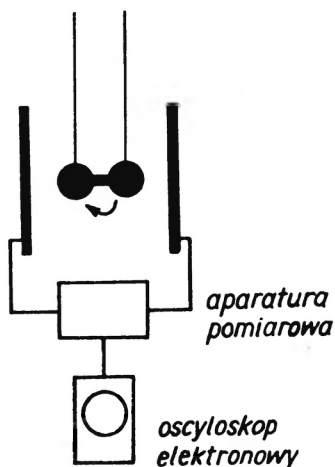


Rys. 8. Pole elektryczne, stałe lub przemienne, przyłożone do kryształu powiększa amplitudę drgań atomów sieci, zaś zmniejsza ich częstość. Wywołuje to dodatkowe powiększenie polaryzowalności, a z nią — powiększenie współczynnika załamania. To samo robi pole elektryczne fali świetlnej, wywołując autokolimację

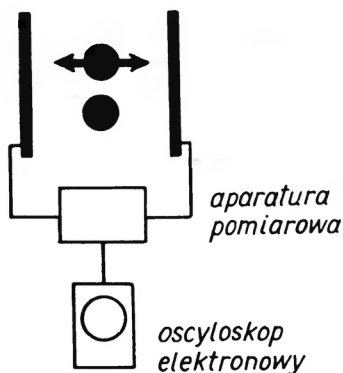
satora. Przyrost ten zacząłem mierzyć i porównywać go z przyrostem obliczonym. A ponieważ zajmowałem się wtedy stałą dielektryczną emulsji i zawiesin, zastosowałem do opracowania teorii układów rozdrobnionych doświadczenia modelowe, wynikię z moich doświadczeń demonstracyjnych. Praca ta została opublikowana w roku 1932 [27] i uznana jako praca habilitacyjna.



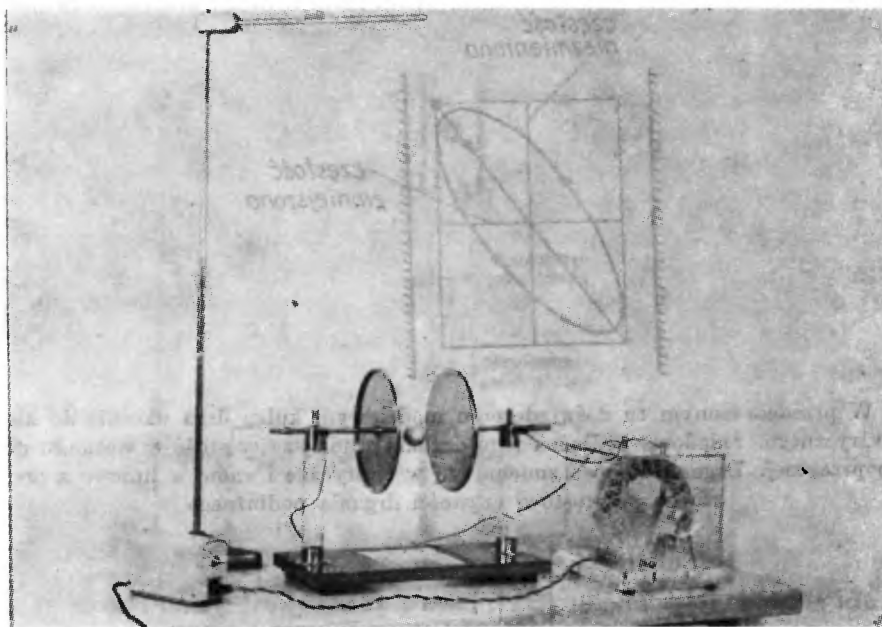
Rys. 9. W przedstawionym tu doświadczeniu modelowym kulka drga ukośnie do kierunku pola elektrycznego. Składowa podłużna tego drgania zmniejsza częstość w stosunku do składowej poprzecznej. Drganie liniowe zmienia się w eliptyczne i znów w liniowe z częstością równą przyrostowi częstości drgania podłużnego



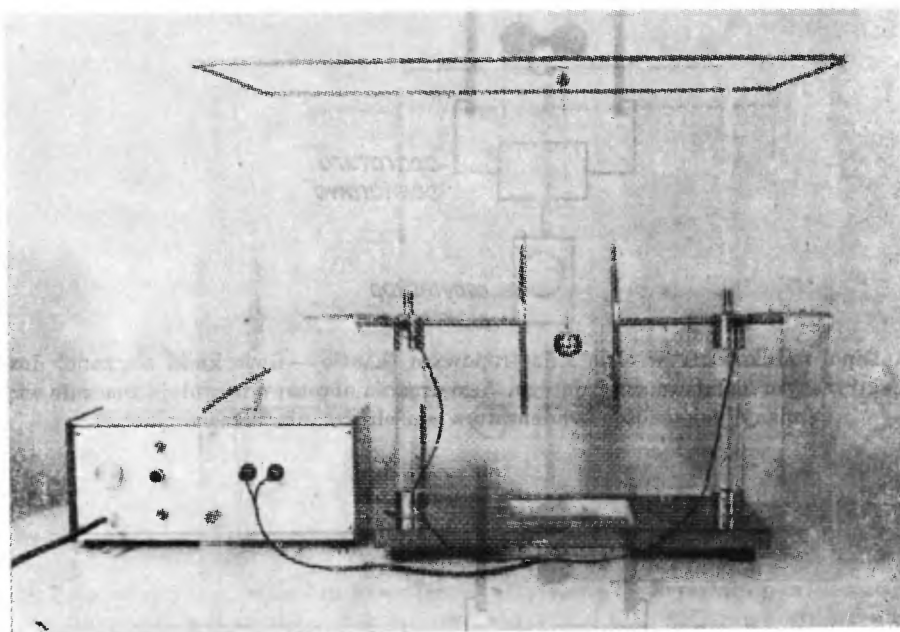
Rys. 10. Dipol indukowany w ciele anizotropowym (hantle — dwie kulki połączone) doznaje w polu elektrycznym momentu skręcającego. Jego drgania obrotowe wywołują znacznie większe zmiany pojemności kondensatora aniżeli drgania translacyjne



Rys. 11. Drgania translacyjne kulki w sąsiedztwie innej kulki wywołują zmiany pojemności niemal równe wielkie jak drgania rotacyjne hantli

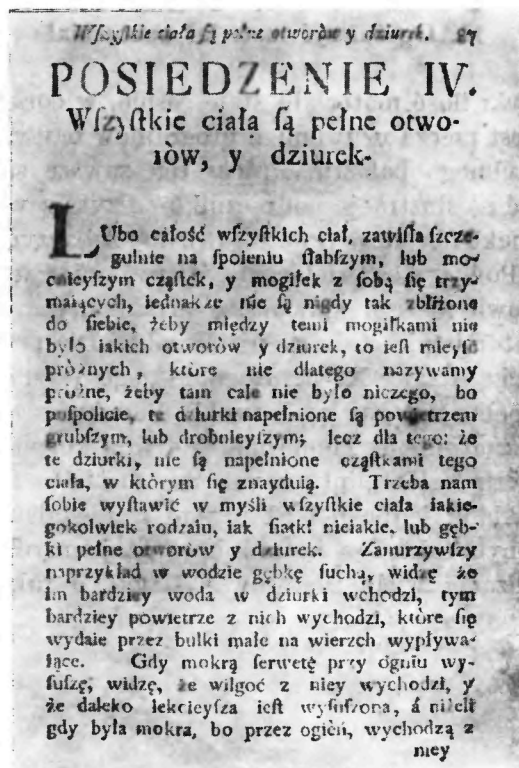


a



b

Rys. 12. Wygląd aparatury do doświadczeń modelowych oddziaływania pola elektrycznego na drgania sieci krystalicznej jednowymiarowej: a) oddziaływanie kulki z jej obrazami elektrycznymi w płytach kondensatora. Między płytami panuje napięcie kilku tysięcy woltów, wytwarzane z multiplikatora napięcia widocznego z prawej strony; b) kulka waha się między płytami kondensatora, co wraz z jej obrazami elektrycznymi imituje drgania podłużne typu optycznego w jednowymiarowej sieci krystalicznej. Z podwójną częstotliwością wahań zmienia się polaryzowalność kulki, a z nią pojemność kondensatora; mierzy ją aparatura rezonansowa z lewej i zmiany te pokazuje na ekranie oscyloskopu elektronowego (niewidocznego na fotografii)



Rys. 13. Oto jedna stronica podręcznika z XVIII wieku X. Józefa Rogalińskiego. Tytuł rozdziału: „Wszystkie ciała są pełne otworów y dziurek”. Temat ten już w wieku XIX zaczął tracić na aktualności i zniknął z podręczników fizyki

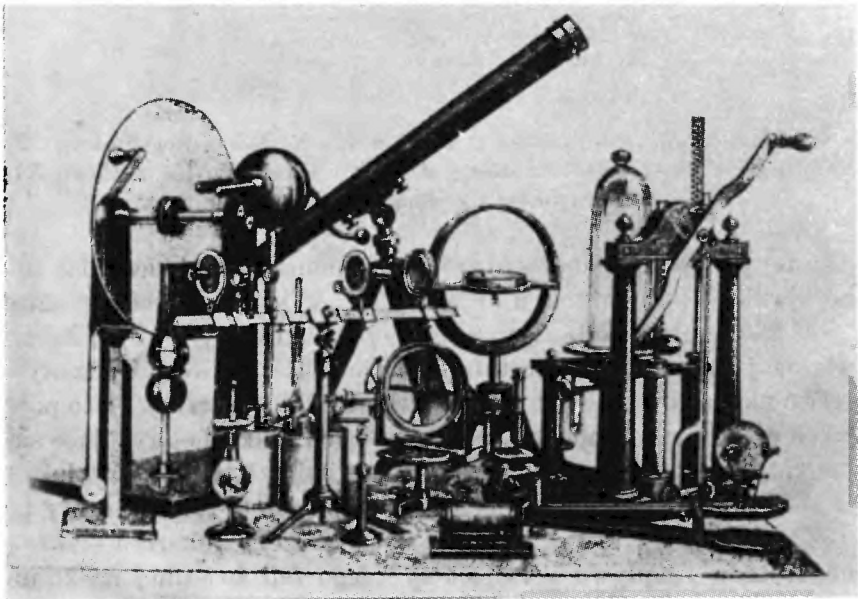
Od tamtej pory upłynęło czterdzieści lat. Niemal od dziesięciu lat znane jest i badane zjawisko autokolimacji światła [28], w którym, według autora [29], czynny jest mechanizm oddziaływania dipol indukowany — dipol indukowany, co potwierdzają także prace Gustafsona i Townesa [30, 31]. Oddziaływanie to prowadzi do nieliniowej zmiany polaryzowalności elektrycznej. I oto powróciłem do dawnych doświadczeń modelowych, w których kulki, polaryzujące się w polu elektrycznym, tym razem grają rolę nie zawieszin, lecz atomów lub molekuł o symetrii sferycznej. Eksperymenty te ilustrują rys. 6–12, zaś teksty pod nimi wyjaśniają szczegóły aparatury i wyniki doświadczeń. Pokazują one rolę drgań cieplnych atomów i wpływu pola elektrycznego fali świetlnej na zmniejszanie ich częstości i zwiększenie amplitudy, co wystarcza do wyjaśnienia zjawiska autokolimacji światła. Było to tematem specjalnego referatu i demonstracji na Konferencji Elektroniki Kwantowej i Optyki Nieliniowej (EKON-74) w Poznaniu, w 1974 roku*.

* Z prawdziwą radością muszę podkreślić, że demonstracje te wywołały wielkie zainteresowanie nie tylko fizyków doświadczalnych, ale i teoretycznych. Opisane są one w nowym wydaniu książki autora *Nowe oblicze optyki* [32].

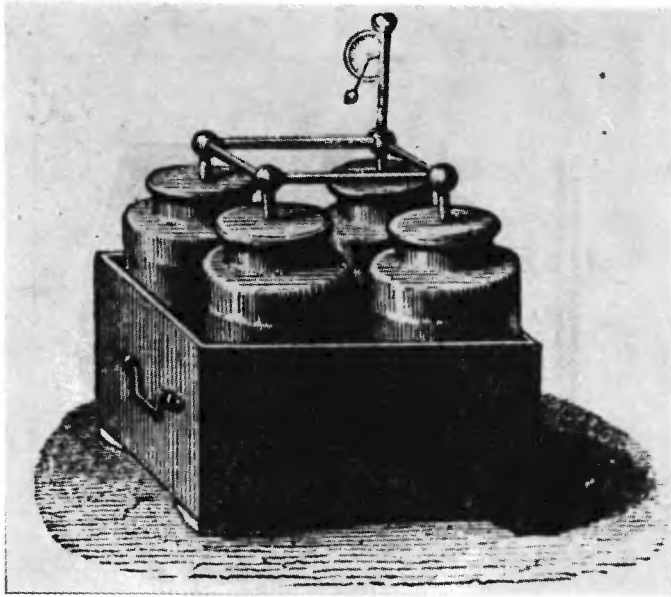
16. Ograniczyć materiał nauczania!

W nauczaniu fizyki ilość materiału stale rośnie, w coraz szybszym tempie. Dlatego konieczną jest rzeczą usuwanie z programów nauczania, na wszystkich poziomach, niepotrzebnego balastu. Proces ten zawsze się zresztą odbywał. Wystarczy popatrzeć na ilustracje podręczników fizyki z wieku XVIII i XIX, a także z początku wieku obecnego (rys. 13–18), aby zobaczyć jak wiele materiału dezaktualizuje się. Powody są wielorakie. Utrwalenie się pewnego poglądu, np. o atomowej budowie materii, sprawia, że argumenty zarówno zwolenników, jak i przeciwników atomistyki stały się nieaktualne. Dla przykładu przytaczam rozdział z podręcznika fizyki X. J. Rogalińskiego (rys. 13), zatytułowany: „Wszystkie ciała są pełne otworów y dziurek”. Podobnie rzecz się ma z wirami Kelvina i z eterem, z atomami Thomsona, z teorią korpuskularną światła, ze znacznie młodszą teorią orbit eliptycznych Sommerfelda itd.

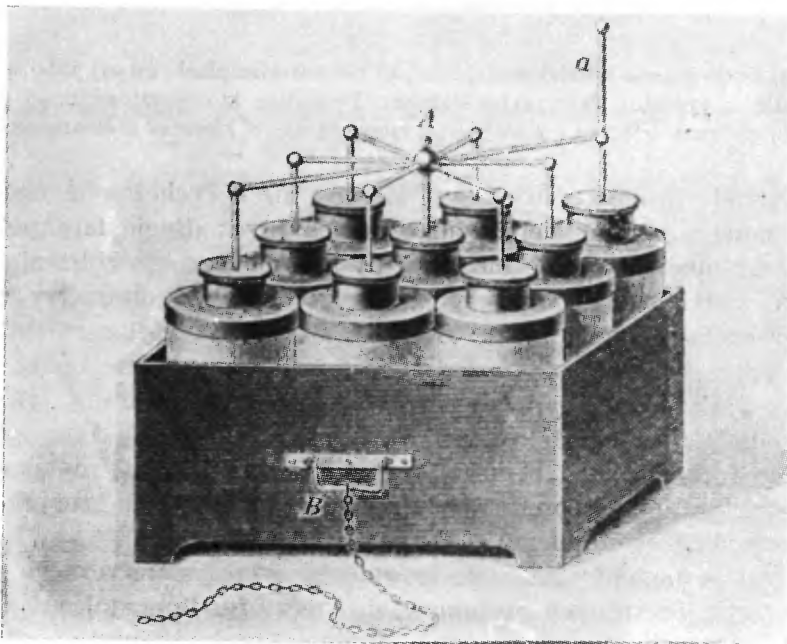
Wprowadzenie układu jednostek SI uczyni w niedalekiej przyszłości zbyteczne omawianie innych układów i stosunków wzajemnych jednostek różnych układów. Dezaktualizacja wielu zastosowań fizyki, a także metod pomiaro-



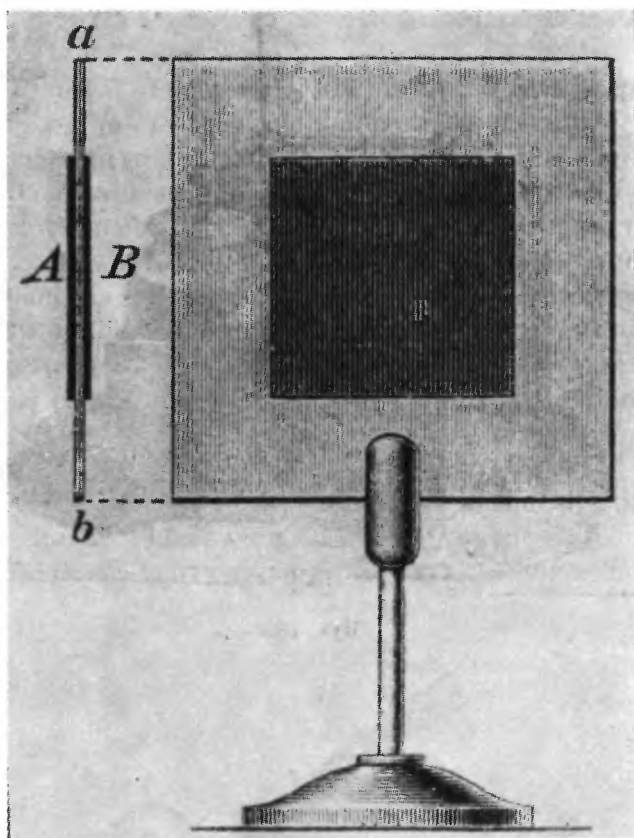
Rys. 14. Oto uroczy komplet przyrządów do demonstracji na wykładach fizyki z pierwszej połowy XIX wieku (odpowiadający stanowi naszej wiedzy z roku 1830). Od lewej: maszyna elektrostatyczna frykcyjna Wintera, poprzedniczka maszyny influencyjnej Wimshursta; przyrząd do oznaczania względnej wilgotności powietrza; ława optyczna; elektroskop z kondensatorem; bateria ogniw galwanicznych; igła magnetyczna do wyznaczania deklinacji i inklinacji; busola stycznych; opornik spiralny z suwakiem; mikroskop; „machina pneumatica” itd. Prąd indukowany nie został jeszcze przez Faradaya odkryty, więc typowe dla XIX wieku „cewki Ruhmkorffa” i „dynamomaszyny” jeszcze nie istniały



Rys. 15 a



Rys. 15 b

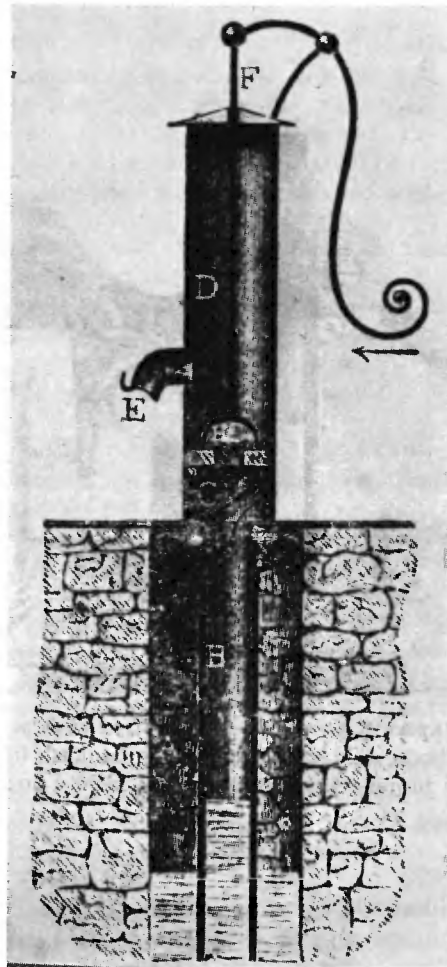


Rys. 15 c

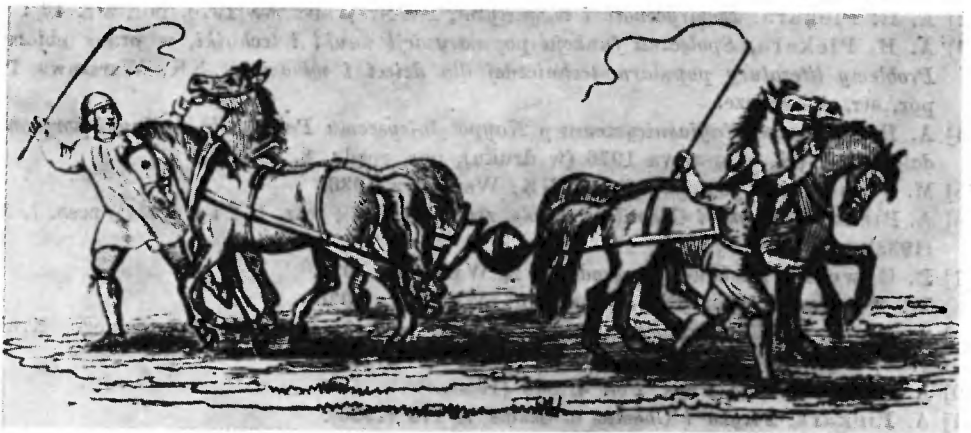
Rys. 15. a, b) Dwie baterie butelek lejdejskich, c) kondensator płaski zwany tablicą Franklina (AB — okładki z cynfolii, ab — płyta szklana). Dzisiejsze kondensatory mają pojemności miliony razy większe i z łatwością mieszczą się w kieszeni radioamatora

wych, wpływać powinna w większym stopniu niż dotychczas na zmniejszenie materiału nauczania. W wielu podręcznikach przez długie lata pokutowały pierścienie Gramma, rozmaite mechanizmy automatycznego zbliżania elektrod węglowych w lampach łukowych, busole stycznych, woltometry srebrne, różne typy ogniów galwanicznych: Greneta, Bunsena, Meidingera (te ostatnie, o dużym oporze wewnętrznym miały poważne zastosowanie, gdyż używane były przez złotników i galwanotechników) maszyny Wintera, Wimshursta i inne, butelki lejdejskie, tablice Franklina, cewki Ruhmkorffa, młoteczki Neefa, przerywacze Wehnelta, itd., chociaż przyrządy te już wówczas nie miały żadnej wartości praktycznej. Natomiast były podręczniki fizyki, w których nie było nawet wzmianki o woltomierzu! [33].

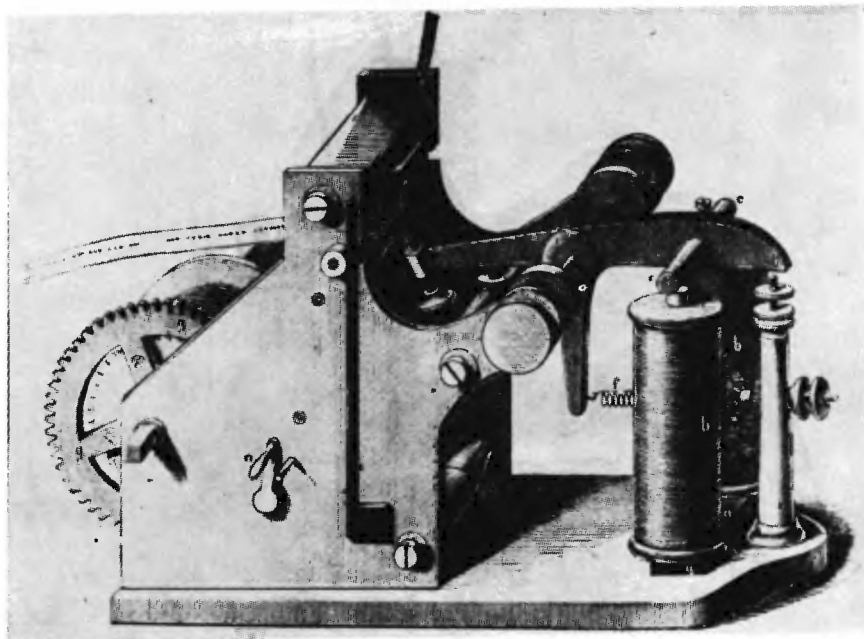
Poza tym powinniśmy znacznie ograniczyć zakres teoretycznego materiału nauczania fizyki na różnych poziomach do rzeczy fundamentalnych i niezbędnych. Tylko wtedy będzie można go pogłębić i uaktualnić. Jest to bardzo trudne zadanie, lecz konieczne.



Rys. 16. Archaiczna wodna pompa tłokowa, ssąca. Pompy tego typu zostały wyparte przez pompy wirowe



Rys. 17. Historyczne doświadczenie z kulami magdeburскими. Dzisiaj każda gospodyni i każde dziecko zna ten sam efekt, gdy z trudem otwiera pokrywkę naczynia szklanego, zwanego „wekiem”



Rys. 18. Szczegóły budowy aparatu Morsego — dzisiaj również straciły na aktualności, podobnie jak rozmaite systemy zbliżania elektrod węglowych w lampach łukowych, służących dawniej do oświetlania ulic, latarni projekcyjnych („czarnoksiężskich”), do projektorów filmowych itd.

Literatura

- [1] A. H. Piekara, *Mechanika Ogólna*, PWN, Warszawa 1975; por. str. 13 i 14.
- [2] A. H. Piekara, *Elektryczność i magnetyzm*, PWN, Warszawa 1970, por. str. 17 i 142.
- [3] A. H. Piekara, *Spoleczna funkcja popularyzacji nauki i techniki*, w pracy zbiorowej *Problemy literatury popularno-technicznej dla dzieci i młodzieży*, NK, Warszawa 1971, por. str. 4 i dalsze.
- [4] A. H. Piekara, *Najjaśniejszemu y Najpotężniejszemu Panu, albo o Nauki horyzontach dalekich*, PAX, Warszawa 1976 (w druku), por. rozdz. 8.
- [5] M. Jeżewski, *Dydaktyka fizyki*, NK, Warszawa 1936.
- [6] A. Piekara, *Fizyka i Chemia w Szkole*, zes. 1, (1936); zes. 1, 2 i 4 (1937); zes. 1, 2 i 4 (1938).
- [7] B. Gawęcki, *Zdobytą przyrodę*, t. 2, Warszawa 1936.
- [8] W. Werner, *Fizyka (Dla gimnazjum)*, Warszawa 1936.
- [9] A. Piekara, *Elektryczność i budowa materii*, wyd. księgarni J. Kamińskiego, Kraków 1948; PWN, Warszawa 1955.
- [10] A. Piekara, *Acta Phys. Pol.* 4, 345 (1935).
- [11] A. Piekara, *Fizyka i Chemia w Szkole* 7, 176 (1936).
- [12] A. Piekara, *Fizyka i Chemia w Szkole* 8, 61 (1936); 8, 186 (1937).
- [13] A. Piekara, J. Kryczkowski, *Acta Phys. Pol.* 6, 89 (1937); *Phys. Z.* 38, 67 (1937).
- [14] A. Piekara, B. Piekara, *C. R. Hebd. Seances Acaa. Sci.* 203, 852, 1058 (1936).

- [15] A. Piekara, *Phys. Z.* **38**, 671 (1937); *Z. Phys.* **108**, 395 (1938); *Proc. R. Soc. A* **172**, 360 (1939); *Nature* **159**, 337 (1947); *Acta Phys. Pol.* **10**, 37, 107 (1950); **11**, 99 (1951).
- [16] A. Piekara, S. Kielich, A. Cheikowski, *Arch. Sci.* **12** (fasc. spéc.), 59 (1959).
- [17] A. Piekara, *Bull. Ampère*, **10** (fasc. spéc.), 15 (1961).
- [18] J. Małecki, *Fizyka Dielektryków i Radiospektroskopia* **3**, 97 (1966); *J. Chem. Soc. Faraday Trans. II*, **72**, 104 (1976).
- [19] S. Kielich, *Dielectric and Related Molecular Processes*, Vol. 1, The Chemical Society, London 1972, str. 192–387.
- [20] M. Davies, *Dielectric Properties and Molecular Behaviour*, Van Nastrand Reinhold Co., London 1969, str. 442–447; *Elektryczne i optyczne właściwości cząsteczek* (tłum. z angielskiego), PWN, Warszawa 1968, p. str. 101–105.
- [21] C. J. F. Böttcher, *Theory of Electric Polarization*, vol. 1, Elsevier Sc. Publ. Co., Amsterdam 1973, p. rozdz. VII, str. 289–326.
- [22] T. Krupkowski, *Człowiek i nauka*, WP, 1976 (w druku).
- [23] P. A. Bradley, G. Parry Jones, H. A. Kołodziej, Mansel Davies, *J. Chem. Soc. Faraday Trans. II*, **71**, 1200 (1975).
- [24] H. A. Kołodziej, G. Parry Jones, Mansel Davies, *J. Chem. Soc. Faraday Trans. II*, **71**, 269 (1975).
- [25] M. Hollecker, J. Goulon, J.-M. Thiebaut, J.-L. Rivail, *Chem. Phys.* **11**, 99 (1975).
- [26] L. Hellemans, L. De Maeyer, *J. Chem. Phys.* **63**, 3490 (1975).
- [27] A. Piekara, *Acta Phys. Pol.* **1**, 135 (1932); *Kolloid Z.* **59**, 12 (1932).
- [28] A. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN, Warszawa 1968.
- [29] A. Piekara, *Coherence and Quantum Optics*, Ed. L. Mandel, E. Wolf, Plenum Press, New York — London 1973, p. 533.
- [30] A. H. Piekara, T. K. Gustafson, *Opt. Commun.* **7**, 197 (1973).
- [31] T. K. Gustafson, C. H. Townes, *Phys. Rev. A* **6**, 1659 (1972).
- [32] A. H. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, wyd. II, PWN, Warszawa 1976.
- [33] S. Kalinowski, E. Kalinowska, *Podręcznik fizyki dla II klasy liceum**, wydział matematyczno-fizyczny, Lwów 1939.
- [34] A. H. Piekara, E. Mąka, *Doświadczenia modelowe ilustrujące oddziaływanie światła wielkiej mocy z materią*, *Acta Phys. Pol.* (w przygotowaniu do druku).

* Wówczas była to ostatnia klasa liceum, odpowiadająca obecnej czwartej klasie licealnej.

Ignacy Malecki

Institut Podstawowych
Problemów Techniki PAN
Warszawa

Zakres i metody akustyki kwantowej

The Scope and Methods of Quanta Acoustics

Abstract: Analogies between the movement of classical particle and acoustic wave. Monochromatic wave in quanta presentation. Quanta methods in acoustics quantisation of energy and quantisation in space. Transformation of chain of classical oscillators in to k oscillators and flux of phonons. Use of Green function for analysis of phonons distribution. Thermal losses expressed by phonons collisions.

Interaction phonon–photon for infrared, optical range and x-rays. Interaction phonon–electron. Generalized excitation. Generation of hypersound tunneling effect and Josephson diode. The applications of hypersounds.

1. Analogie między mechaniką i akustyką

Akustyka kwantowa stanowi jeden z najmłodszych i najbardziej dynamicznie rozwijających się działów akustyki. Niektóre metody specyficzne dla akustyki kwantowej znane były wprawdzie znacznie wcześniej, w szczególności pojęcie fononu wprowadzone zostało przez Frenkla [1] przed czterdziestu laty, a kwantyzację pola termicznego używano już w pracach z lat trzydziestych. Stwierdzenie formalnej odpowiedzialności między układem mechanicznym z jednej strony, a układem optycznym i akustycznym z drugiej datuje się od czasów Hamiltona (jego praca z 1837 r.). Używając współczesnego języka powiemy, że równanie Hamiltona–Jacobiego dla układu zachowawczego

$$H\left(q, \frac{\partial S}{\partial q}\right) + \frac{\partial S}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

gdzie: S — funkcja generująca, q — współrzędna uogólniona, H — hamiltonian posiada rozwiązanie szczególne w postaci

$$W(q_0, q, t) = \int_0^t L dt = C(q_0, q) - Et \quad (2)$$

gdzie $C(q_0, q)$ określa powierzchnię w przestrzeni konfiguracyjnej, E jest energią układu, L — funkcją Lagrange'a.

Obrazem funkcji $W(q_0, q, t)$ jest powierzchnia „rozwijająca się” w przestrzeni konfiguracyjnej z prędkością c . Funkcja W przedstawia więc „fale” o prędkości rozchodzenia się c .

Obowiązuje zależność

$$C = \frac{E}{|\text{grad } C|}. \quad (3)$$

Dla układu złożonego z jednego punktu o masie m przestrzeń konfiguracyjna redukuje się do przestrzeni trójwymiarowej, w której prędkość „fali” spełnia zależność

$$|\text{grad } C|^2 = \frac{E^2}{2mc^2 T} = \frac{c_0^2}{C^2}, \quad (4)$$

c_0 jest prędkością odniesienia fali. Jest to równanie zupełnie analogiczne do obowiązującego w optyce i akustyce geometrycznej równania eikonału

$$(\text{grad } \gamma)^2 = \frac{c_0^2}{c^2} \quad (5)$$

gdzie γ jest fazą fali.

Zrozumiałe jest, że odpowiedzialność dotyczy nie tylko czoła fali, ale także ruchu punktu materialnego określonego wariacją

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \frac{dS}{dt} dt = 0 \quad (6)$$

w porównaniu z trasą promienia świetlnego lub dźwiękowego wyznaczonego zasadą Fermata

$$\delta \int_{r_1}^{r_2} k dr, \quad (7)$$

gdzie k wektor falowy, dr wektor styczny do promienia. Oznacza to, że tory cząstek klasycznych są odpowiednikami promieni dźwiękowych, a więc metody stosowane do opisu tych układów w mechanice klasycznej i akustyce geometrycznej są analogiczne. Istotnie w obu przypadkach rozpatrujemy trasy elementów układu nie przypisując im częstotliwości ani przesunięcia fazowego. Nasuwa się dalsza analogia między akustyką falową a mechaniką kwantową zwaną przecież dawniej mechaniką falową. Taka analogia istotnie ma miejsce, ale z pewnym

ograniczeniem. Zastanówmy się, jaki układ kwantowy odpowiada monochromatycznej akustycznej fali płaskiej

$$\Phi = \Phi_{\max} e^{-i(\omega t - kx)}. \quad (8)$$

Przypomnijmy, że cząstka materialna opisana jest funkcją falową ψ , stanowiącą paczkę falową:

$$\psi(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} q(k) e^{-i(\omega t - kx)} dk. \quad (9)$$

Załóżmy, że \hbar (zredukowana stała Plancka) dąży do zera. wtedy $\frac{\Delta k}{k} \rightarrow 0$, bo $\hbar k = \text{const}$, czyli paczka falowa przechodzi w falę monochromatyczną

$$\psi = \psi_{\max} e^{iS/\hbar} \quad \text{gdzie} \quad S = -Et. \quad (10)$$

Fala ta spełniać powinna równania Schrödingera w postaci [3]

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta^2 \psi + U\psi. \quad (11)$$

Równanie to przedstawia w ujęciu kwantowym falę monochromatyczną i składa się z części rzeczywistej i urojonej

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\text{grad } S)^2}{2m} + U = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 \psi_{\max}}{\psi_{\max}}, \quad (12)$$

$$m \frac{\partial \psi_{\max}}{\partial t} + \text{grad } \psi_{\max} \text{grad } S + \frac{\psi_{\max}}{2} \nabla^2 S = 0. \quad (13)$$

Gęstość prawdopodobieństwa wynosi $\Pi = \psi_{\max} \psi_{\max}^*$, zatem z (13)

$$m \frac{\partial \Pi}{\partial t} + \text{div}(\Pi \text{grad } S) = 0. \quad (14)$$

Wielkość

$$I = \frac{\Pi \text{grad } S}{m} = \Pi v, \quad (15)$$

jest gęstością prądu prawdopodobieństwa.

Równanie (14) jest analogiczne do równania ciągłości strugi

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \text{div}(\varrho v) = 0, \quad (16)$$

gdy I jest odpowiednikiem natężenia dźwięku. Z (12) wynika drugie przybliżenie równania Schrödingera. Dla fali płaskiej rozchodzącej się wzdłuż osi x równanie to ma postać:

$$\frac{\partial^2 \psi_{\max}}{\partial x^2} + \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \frac{\partial^2 \sqrt{\lambda}}{\partial x^2} \right) \psi_{\max} = 0, \quad (17)$$

gdzie λ zredukowana długość fali.

Równanie (17) jest odpowiednikiem równania Hamiltona-Jacobiego. Wiadimy, że do opisu ruchu cząstki kwantowej potrzebne są dwa równania: określające tor cząstki (17) i jej strukturę falową (14). Podobnie w układzie akustycznym określamy tor promienia dźwiękowego i jego właściwości fazowe.

Warto dodać, że analogia powyższa wiąże w obu układach pary wielkości o przeciwstawnym charakterze fala—cząstka. Przechodząc od układu quasi-klasycznego do układu kwantowego przypominamy, że paczka falowa wykazuje dyspersję wedle zależności

$$v = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2m}}. \quad (18)$$

Analogią układu kwantowego jest więc dyspersyjny układ akustyczny, przykładem są drgania giętne prętów i fala w ośrodku z silnym tłumieniem molekularnym dla częstości w okolicy maksimum pochłaniania na falę. W obu przypadkach mamy również zależność c od $\sqrt{\omega}$.

2. Metody kwantowe w akustyce

Omówione analogie dotyczą fenomenologicznego przedstawienia obiektów bez uwzględnienia zjawiska kwantyzacji energii. Przeniesienie metod kwantowych na klasyczne układy akustyczne ma więc czysto formalny charakter, niemniej może być użyteczne. Falę akustyczną wyobraża w tym ujęciu strumień „quasi-fononów” o dowolnie wybranej stałej \hbar , której nie przypisujemy tutaj sensu fizycznego. Przykładem jest obliczenie dyfrakcji fali akustycznej wokół przeszkody [4].

W ujęciu kwantowym strumień quasi-fononów padających określa wektor $|\psi_i\rangle$, wektor $\langle\psi_d|$ odpowiada fononom rozproszonym na skutek działania przeszkody. Trzeba określić macierz wiążącą $|\psi_i\rangle$ i $\langle\psi_d|$. Macierz ta stanowi operator rozproszenia

$$\langle\psi_d|S|\psi_i\rangle. \quad (19)$$

Przekroje: rozproszenia sprężystego σ_s i pochłaniania σ_a wynoszą

$$\sigma_a = \frac{\pi}{k_1^2} |1 - S|^2; \quad \sigma_s = \frac{\pi}{k_1^2} (1 - |S|^2), \quad (20)$$

gdzie k_1 liczba falowa dla ośrodka.

Przeszkodę wyobrażamy sobie jako „barierę” potencjału. Dla określenia elementów macierzy (19) posługujemy się równaniem Schrödingera w postaci

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + E\right) \langle q|\psi\rangle = -U(q) \langle q|\psi\rangle, \quad (21)$$

gdzie q współrzędne położenia.

Przedstawienie kwantowe daje istotne korzyści przy określaniu pola rozproszenia przeszkody sprężystej [4], gdyż wówczas klasyczne metody akustyczne prowadzą do bardzo skomplikowanych i nieprzejrzytych zależności. Powyższy przykład dotyczył przypadku, gdzie metody kwantowe mogły, ale nie musiały być stosowane. Dziedziną akustyki, w której istnieje konieczność stosowania metod kwantowych, jest badanie rozchodzenia się fal akustycznych w ciałach stałych o strukturze periodycznej, a więc głównie w monokryształach. W tych bowiem ciałach zjawiska kwantowe występują najwyraźniej choć tylko w pewnym zakresie parametrów układu. Spróbujmy określić ten zakres, a więc i granice przymusu stosowania metod kwantowych. Fala akustyczna w kryształach podlega dwu rodzajom kwantyzacji:

1. Kwantyzacja energetyczna. Kwantyzacja ta występuje wówczas, gdy dokładność przyrządu mierzącego energię układu ma ten sam rząd wielkości co energia pojedynczych fononów, innymi słowy, gdy skokowy przebieg transportu energii wpływa na obserwowany przebieg zjawisk. Z nieznacności energetycznej

$$\Delta t \Delta E > \hbar \quad (22)$$

wynika, że dla przyrządu o stałej τ mamy warunek

$$E > \frac{\hbar}{\tau}, \quad (23)$$

ale stała przyrządu nie powinna być większa od Δt danego sygnału, inaczej

$$E > \omega_0 \hbar. \quad (24)$$

2. Kwantyzacja przestrzenna. W układzie kwantowym następuje stopniowe „rozmycie paczki” falowej, co prowadzi do nieoznaczoności położenia. Metody klasyczne możemy zatem stosować tylko wówczas, gdy nieokreśloność położenia fononu jest znacznie mniejsza niż jego droga swobodna. Za punkt wyjścia służy zasada Heisenberga

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle \langle (\Delta p)^2 \rangle > \frac{\hbar^2}{4}. \quad (25)$$

Wynika stąd, że nieoznaczoność Δx powinna być znacznie mniejsza od średniej drogi swobodnej \bar{l}

$$\Delta x \ll \bar{l}. \quad (26)$$

Z drugiej strony

$$\lambda \gg \Delta \lambda \quad \text{ i } \quad \bar{l} \gg \frac{2\pi}{\Delta k} = 2\pi \Delta l, \quad (27)$$

gdzie $\Delta \lambda$ jest najmniejszą dającą się zaobserwować zmianą długości fali.

Oczywiście długość fali musi być w przypadku stosowania metod klasycznych znacznie większa od nieoznaczoności położenia. Jeśli przyjmiemy, że dla

oznaczenia długości drogi \bar{l} i długości fali λ obowiązuje ta sama dokładność, to otrzymamy warunek graniczny

$$\lambda \simeq \bar{l}. \quad (27a)$$

Dla krótszych długości fali występuje rozmycie paczki falowej i trzeba zastosować metody kwantowe.

Zależność (24) określa próg energii, zależność (27a) próg częstotliwości. Innymi słowy, zjawiska kwantowe muszą być uwzględnione, gdy energia przenoszona jest mniejsza od wartości $E_p(\omega_0)$, względnie częstość większa od ω_g . Dochodzimy zatem do wniosku, że zjawiska kwantowe występować mogą teoretycznie nawet przy częstościach słyszalnych. Jednakże np. dla częstości 1000 Hz i 10^{-16} W/cm², co odpowiada progowi słyszalności, energia fononu wynosi 10^{-11} eV, co odpowiada gęstości strumienia fononów 10^{14} s⁻¹ cm⁻². Nawet gdybyśmy skrócili czas pomiaru do 1 ns, a powierzchnię odbiornika zredukowali do 1 mm², pomiar obejmowałby 10^3 fononów. Natomiast przy tych samych parametrach przyrządu, ale częstości 100 GHz i natężeniu 10^{-10} W/cm², energia fononu 10^{-3} eV, gęstość strumienia fononów 10^{12} s⁻¹ cm⁻², pomiar obejmuje 10 fononów, a więc zjawiska kwantyzacji energii dadzą się zauważyć. W praktyce czułość przyrządów hiperdźwiękowych jest jednak mniejsza, toteż o występowaniu zjawisk kwantowych decyduje częstość. Częstość ω_g zależy oczywiście od struktury materiału i temperatury. Oto dwa przykłady dla temperatury 20° C

$$\text{kware} \quad \bar{l} = 40 \text{ \AA}, \quad \omega_g = 1430 \text{ GHz},$$

$$\text{sól kuchenna} \quad \bar{l} = 23 \text{ \AA}, \quad \omega_g = 2600 \text{ GHz}.$$

Są to częstości trudne do osiągnięcia przy obecnym stanie techniki. Natomiast przy temperaturze 10 K drogi swobodne są około 10^4 większe, a więc schodzimy do częstości powszechnie dziś używanych w technice hiperdźwiękowej. Stąd znaczenie ujęcia kwantowego w kriogenice. Analiza kwantowa zjawisk potrzebna jest także wówczas, gdy procesy kwantowe działają na zjawiska w skali makro. Chodzi tu głównie o oddziaływanie fononów z innymi pseudocząstkami lub cząstkami.

3. Specyficzne metody akustyki kwantowej

Przejdźmy z kolei do określenia na czym polega specyfika metod akustyki kwantowej. Najprostszym przypadkiem jest rozchodzenie się fali akustycznej w regularnej strukturze krystalicznej odpowiadającej siatce Bravais'ego. Ograniczmy się do zagadnienia jednowymiarowego, przejście na układ przestrzenny nie przedstawia istotnych trudności choć komplikuje rachunki. Można przyjąć, że atomy kryształu reprezentowane są przez masy punktowe m_0 leżące w węzłach sieci krystalicznej i połączone siłami wzajemnego oddziaływania, którym od-

powiadają sztywności K_0 . Niech liczba atomów w ruchu wynosi M . Hamiltonian takiego łańcucha ma postać

$$H = \frac{1}{2m_0} \sum_{l=1}^M p_l p_l + \frac{1}{2} K_0 \sum_{l=1}^M (2u_l u_l - u_l u_{l+1} - u_{l-1} u_l). \quad (28)$$

Stany poszczególnych atomów, a więc i ich odpowiednie równania są od siebie współzależne, co stanowi poważną niedogodność. Dla jej pokonania zastępujemy łańcuch oscylatorów rzeczywistych o przesunięciach i pędach u_l i p_l zespołem oscylatorów k , czyli tzw. oscylatorów zindywidualizowanych (U_k, P_k) w przestrzeni odwróconej czyli w przestrzeni wektorów falowych. Posługujemy się przy tym następującymi transformacjami

$$U_k = \frac{1}{\sqrt{Ma}} \sum_{l=1}^M u_l e^{ikal}; \quad P_k = \frac{1}{\sqrt{Ma}} \sum_{l=1}^M p_l e^{-ikal} \quad (29)$$

gdzie a — liczba podstawowa struktury kryształu.

Hamiltonian dla oscylatorów k w układzie przestrzennym wynosi (por. [5]):

$$H = \sum_k H_k = \frac{1}{2} \sum_{kj} [(p(kj))^2 + \omega^2(kj) |q(kj)|^2], \quad (30)$$

gdzie $j = x, y, z$.

Otrzymaliśmy sumę niezależnych od siebie hamiltonianów. To przedstawienie problemu w przestrzeni odwróconej jest charakterystyczne dla metody fononowej. Dalszym krokiem jest uwzględnienie kwantowego charakteru oscylatorów rzeczywistych, a co zatem idzie oscylatorów k . Jest to równoznaczne z przyjęciem, że oscylator k posiada dyskretne widmo energetyczne

$$E = \hbar \omega_j (n + \frac{1}{2}), \quad (31)$$

gdzie: ω_j — częstotliwość fononu, n — poziom energii.

Opisująca oscylator funkcja falowa ma kształt

$$\psi_n(x) = \left(\frac{ma}{\hbar}\right)^{1/4} (n! 2^n)^{-1/2} H_n \left[x \left(\frac{\omega m}{\hbar}\right)^{1/2} \right] e^{-\left(\frac{\omega m}{2\hbar}\right) x^2}, \quad (32)$$

gdzie H_n jest wielomianem Hermite'a n -tego rzędu.

Kwantyzację tę wprowadzamy przez działanie operatorami kreacji a^+ i anihilacji a . Jak wiadomo

$$a^+ |n\rangle = |n+1\rangle; \quad a |n\rangle = |n-1\rangle; \quad [a_i^+, a_j] = \delta_{ij}, \quad (33)$$

zaś liczba obsadzenia danego stanu wynosi

$$N = a^+ a. \quad (34)$$

Tę drogą oscylator k przedstawiamy przez zbiór N nierozróżnialnych cząstek, którymi są właśnie fonony. Obowiązują wyrażenia

$$q(kj) = \frac{\hbar}{\sqrt{2\omega(kj)}} [a^+(-kj) + a(kj)] \quad (35)$$

$$p(kj) = i \sqrt{\frac{\hbar\omega(kj)}{2}} [a^+(-kj) - a(kj)]. \quad (36)$$

Fonony podporządkowane są statystyce Bosego-Einsteina. W tym tkwi różnica w porównaniu z cząstkami klasycznymi, które podlegają statystyce Maxwella-Boltzmannu [6]. Rozkład liczby obsadzenia wedle statystyki Bosego-Einsteina ma wartość

$$\overline{n(kj)} = \{e^{\hbar\beta\omega(kj)} - 1\}^{-1}, \quad (37)$$

gdzie $\beta = k_B T^{-1}$ (k_B stała Boltzmannu).

Dla dużych liczb obsadzenia n rozkład ten przechodzi w statystykę Maxwella-Boltzmannu:

$$\overline{n(kj)} = e^{-\hbar\beta\omega(kj)}. \quad (38)$$

Bardzo istotne są różnice w prawdopodobieństwie przejścia od danego stanu n_1 do innego zajętego stanu n_2 . Mianowicie dla cząstek klasycznych przejście $n_1 \rightarrow n_2$ nie zależy od obsadzenia stanu n_2 , natomiast dla bozonów (a więc fononów) jest ono większe. Oczywiście dla fermionów mamy odwrotne zjawiska, gdyż stan zajęty jest dla nich zakazany.

W pierwszych pracach, w których wprowadzono pojęcie fononów traktowano je jako quasi-cząstki niespolaryzowane. Dopiero w 1961 r. [7] wprowadzone zostały fonony ze spinem, obrazujące falę poprzeczną spolaryzowaną. Fonon jako bozon może mieć tylko całkowite liczby spinowe: $-1, 0, 1$ odpowiadające dwu falom poprzecznym $-1, 1$ i fali podłużnej 0 . Zgodnie z sensem fizycznym fonony -1 i 1 powinny mieć ten sam charakter co fonony 0 . Fononom można by teoretycznie obok masy efektywnej, przypisać masę spoczynkową uzależnioną od promienia działania sił międzycząsteczkowych ośrodka, w którym rozedchodzi się fala. Zagadnienie nie jest jednak na razie rozwiązane.

4. Formalizm analizy fononowej

Narzędziem formalnym analizy zjawisk fononowych jest przede wszystkim funkcja Greena. Rozwiązanie równania Schrödingera ma ogólną postać zależną od tej funkcji g

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \int g(\mathbf{r}', t'; \mathbf{r}, t) \psi(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' \quad (39)$$

gdzie

$$g(\mathbf{r}', t'; \mathbf{r}, t) = \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}') \psi_j(\mathbf{r}) e^{i\epsilon_j(t-t')}.$$

Tę drogą oscylator k przedstawiamy przez zbiór N nierozróżnialnych cząstek, którymi są właśnie fonony. Obowiązują wyrażenia

$$q(kj) = \frac{\hbar}{\sqrt{2\omega(kj)}} [a^+(-kj) + a(kj)] \quad (35)$$

$$p(kj) = i \sqrt{\frac{\hbar\omega(kj)}{2}} [a^+(-kj) - a(kj)]. \quad (36)$$

Fonony podporządkowane są statystyce Bosego-Einsteina. W tym tkwi różnica w porównaniu z cząstkami klasycznymi, które podlegają statystyce Maxwella-Boltzmana [6]. Rozkład liczby obsadzenia wedle statystyki Bosego-Einsteina ma wartość

$$\overline{n(kj)} = \{e^{\hbar\beta\omega(kj)} - 1\}^{-1}, \quad (37)$$

gdzie $\beta = k_B T^{-1}$ (k_B stała Boltzmana).

Dla dużych liczb obsadzenia n rozkład ten przechodzi w statystykę Maxwella-Boltzmana:

$$\overline{n(kj)} = e^{-\hbar\beta\omega(kj)}. \quad (38)$$

Bardzo istotne są różnice w prawdopodobieństwie przejścia od danego stanu n_1 do innego zajętego stanu n_2 . Mianowicie dla cząstek klasycznych przejście $n_1 \rightarrow n_2$ nie zależy od obsadzenia stanu n_2 , natomiast dla bozonów (a więc fononów) jest ono większe. Oczywiście dla fermionów mamy odwrotne zjawiska, gdyż stan zajęty jest dla nich zakazany.

W pierwszych pracach, w których wprowadzono pojęcie fononów traktowano je jako quasi-cząstki niespolaryzowane. Dopiero w 1961 r. [7] wprowadzone zostały fonony ze spinem, obrazujące falę poprzeczną spolaryzowaną. Fonon jako bozon może mieć tylko całkowite liczby spinowe: $-1, 0, 1$ odpowiadające dwu falom poprzecznym $-1, 1$ i fali podłużnej 0 . Zgodnie z sensem fizycznym fonony -1 i 1 powinny mieć ten sam charakter co fonony 0 . Fononom można by teoretycznie obok masy efektywnej, przypisać masę spoczynkową uzależnioną od promienia działania sił międzycząsteczkowych ośrodka, w którym rozchodzi się fala. Zagadnienie nie jest jednak na razie rozwiązane.

4. Formalizm analizy fononowej

Narzędziem formalnym analizy zjawisk fononowych jest przede wszystkim funkcja Greena. Rozwiązanie równania Schrödingera ma ogólną postać zależną od tej funkcji g

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \int g(\mathbf{r}', t'; \mathbf{r}, t) \psi(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' \quad (39)$$

gdzie

$$g(\mathbf{r}', t'; \mathbf{r}, t) = \sum_j \psi_j^*(\mathbf{r}') \psi_j(\mathbf{r}) e^{\frac{i}{\hbar} \epsilon_j(t-t')}.$$

Rozpatruje się funkcję G jako wygodniejszą od g [8]

$$G(\mathbf{r}', t'; \mathbf{r}, t) = i\eta(t-t')g(\mathbf{r}', t'; \mathbf{r}, t) \quad (40)$$

gdzie $\eta(t-t')$ jest funkcją skokową

$$\eta(t-t') = \begin{cases} 0 & \text{dla } t < t' \\ 1 & \text{dla } t > t' \end{cases}$$

Jeśli efektem zaburzenia jest stworzenie cząstki t' , r' , to funkcja G określa jej rozchodzenie się; stąd czasem nazywana jest „propagatorem” cząstki. Jak wiadomo, rozróżniamy funkcje G opóźnioną: $G_R = -i\eta(t-t')\langle [A_i, B_i] \rangle$ mierzącą odpowiedź układu, wyprzedzoną

$$G_A = i\eta(t'-t)\langle [A_i, B_i] \rangle \quad (41)$$

i przyczynową $G_C = -i\langle T\{A_i, B_i\} \rangle$ określającą właściwości termodynamiczne układu, gdzie A_i , B_i są operatorami Heisenberga, T jest operatorem porządkującym w czasie. Wykorzystujemy do rozważań termodynamicznych formalną odpowiedniość [10] między czasem urojonym it a funkcją $\beta\hbar$.

$$G[a(\mathbf{r}, 0); a^+(\mathbf{r}', t')] = e^{\beta\mu} G\left[a\left(\mathbf{r}, \frac{\beta\hbar}{i}\right); a^+(\mathbf{r}', t')\right] \quad (42)$$

(μ potencjał chemiczny).

Transformatą Fouriera przechodzimy z funkcją Greena w przestrzeni (\mathbf{r}, t) do (\mathbf{k}, ω) , otrzymując rozkład widowy w postaci

$$G^{t>0}(\mathbf{k}, \omega) = [1 - \overline{n(\omega)}] J(\mathbf{k}, \omega), \quad (43)$$

gdzie

$$J(\mathbf{k}, \omega) = G^{t>0}(\mathbf{k}, \omega) - G^{t<0}(\mathbf{k}, \omega)$$

$$\overline{n(\omega)} = [e^{\beta(\hbar\omega - \mu)} - 1]^{-1}.$$

Dla nieoddziaływających wzajemnie fononów.

$$J(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_{\mathbf{k}}) \quad (44)$$

Dla pojedynczego fononu funkcje Greena napisać można w prostszej formie

$$G_{kk}(t, t') = i\langle T\{A_{\mathbf{k}}(t)A_{\mathbf{k}'}(t')\} \rangle \quad (45)$$

gdzie $A_{\mathbf{k}}(t) = a_{\mathbf{k}}^{\pm}(t) + a_{\mathbf{k}}(t)$, a z poprzedniego $A_i \rightarrow A_{\mathbf{k}}(t)$, $B_i \rightarrow A(0)$. Stąd przejście do funkcji opóźnionej Greena pozwala znaleźć odpowiedź układu

$$G_R(\Omega) = \sum_m \frac{\beta\hbar}{2\pi} G_{kk}(\omega_m), \quad (46)$$

gdzie $\omega_m = \frac{2\pi}{\hbar p} m$ (m — liczba całkowita).

Specyfika metod kwantowych występuje, jak wspomnieliśmy wyżej, przy badaniu oddziaływania fononów akustycznych z innymi pseudocząstkami lub cząstkami. Nie wdając się w całą skomplikowaną teorię tych oddziaływań, ograniczymy się do pokazania użycia metod kwantowych przy badaniu różnych typów oddziaływań.

5. Kwantowe straty ciepłe

Zacznijmy od tłumienia fali akustycznej związanego ze stratami cieplnymi. Obok strat wywołanych klasycznym przewodnictwem cieplnym mamy dwa rodzaje strat o charakterze kwantowym:

- 1) bezpośrednie oddziaływanie między fononami akustycznymi i cieplnymi,
- 2) następujące przy przejściu fali akustycznej lokalne zagęszczenia i rozrzedzenia „gazu fononowego przez co ustala się nowy stan równowagi o zwiększonej entropii.

Szczególnie interesujący jest pierwszy mechanizm, rzuca bowiem pewne światło na strukturę kryształu.

Załóżmy, że fala akustyczna nakłada się na stan równowagi termicznej kryształu. Następuje proces zderzenia trójfononowego i zmienia się częstość fononu termicznego

$$\omega_a = \omega - \omega' = \Delta\omega \quad \text{względnie} \quad k_a = k - k', \quad (47)$$

gdyż mamy do czynienia z procesem normalnym.

Warunkiem współdziałania fali akustycznej z pojedynczymi fononami cieplnymi jest

$$\omega_a \tau \gg 1, \quad (48)$$

gdzie τ czas życia fononu termicznego. W przeciwnym przypadku mamy oddziaływanie z tak wielką liczbą fononów, że silniejszy wpływ mają zmiany gęstości gazu fononowego [11]. Zważywszy, że

$$\omega_a = (c_\gamma(a))|k_a|; \quad \Delta\omega = \frac{\partial\omega}{\partial k} \Delta k \quad \text{i} \quad \Delta\omega_{\max} = [c_\gamma(kj)] \Delta k, \quad (49)$$

powinno być

$$c_\gamma(kj) \geq c_\gamma(a), \quad (50)$$

gdzie c_γ i c_j — prędkość grupowa fononu i fazowa fali akustycznej.

Omawiany mechanizm odnosi się do fali poprzecznej. Straty energii wynoszą

$$\left(\frac{dE}{dt}\right) = \hbar\omega_0 \frac{dn_a}{dt} \quad (51)$$

gdzie n_a — liczba fononów akustycznych. Pomiary [13] potwierdziły wynikające z tego wzoru zależności.

6. Oddziaływania fonon-foton

Przejdźmy do oddziaływań fonon-foton. Istnieje bogata literatura na temat oddziaływania fali świetlnej z fononami termicznymi (por. [14], [15]). Rozproszenie w zakresie pasma podczerwieni następuje dla fononów o $|k| \cong 0$, gdyż pędy są bardzo małe w porównaniu z pędami fotonów. Wynika stąd, że oddziaływania foton-fonon występują w tym zakresie jedynie dla gałęzi optycznej. Oczywiście możemy tu mieć oddziaływanie fal elektromagnetycznych z falami akustycznymi niskiej częstotliwości (< 10 MHz), ale w tym przypadku zagadnienie rozwiązuje się metodami klasycznymi. W zakresie fał widma widzialnego energie fotonów są rzędu 1–10 eV. Przy zderzeniach anharmonicznych z siecią krystaliczną występują tu rozproszenia Ramana i Brillouina [17]. Pierwszego rzędu rozproszenia podlegają warunkom

$$\Delta\Omega = \Omega_0 - \Omega' = \pm\omega(kj), \quad \Delta Q = Q_0 - Q' = \pm k \quad (52)$$

gdzie duże litery odnoszą się do częstości i wektorów falowych fal świetlnych padającej i rozproszonej, małe litery do fononów. Znak minus odpowiada tworzeniu się, znak plus ginieciu fononu.

Przesunięcie fazowe wektorów falowych fali padającej i rozproszonej wynika z zależności

$$|k| \cong 2|Q_0| \sin \frac{\theta}{2} \quad (53)$$

Dla rozproszenia Ramana $\omega(kj)$ jest niezależne od k , a [18] przesunięcie fazowe jest niezależne od częstości Ω_0 i od kąta θ . Następuje tu wzajemne oddziaływanie fotonów i fononów gałęzi optycznej. Rozproszenie Brillouina zachodzi przy współdziałaniu fotonów z fononami gałęzi akustycznej. Wtedy $\omega(kj)$ jest proporcjonalne do $|k|$, a zmiana częstotliwości fotonu zależy od Ω_0 i θ . Zwróćmy uwagę, że wszystkie kryształy wykonują rozproszenie Brillouina pierwszego rzędu.

W promieniach Röntgena fotony mają energię rzędu 10^4 eV, a więc znacznie większą od energii fononów. W 1941 r. Laval stwierdził rozproszenie promieni Röntgena na fononach [5]. Rozproszenie następuje nie na punktach stacjonarnych siatki krystalicznej, lecz na odpowiednikach średniego położenia węzłów siatki podlegających drganiom termicznym lub akustycznym. Tak zwany w akustyce poprzecznik rozproszenia atomowego σ czyli względne natężenie rozproszenia w jednostkowym kącie bryłowym w kierunku Q określa się dla rozproszenia zerowego rzędu wielkością [19]

$$\sigma^{(0)} = Nf^2 e^{-2W} \frac{8\pi^3}{v} \sum_K \delta(Q - K) \quad (54)$$

dla pierwszego rzędu

$$\sigma^{(1)} = f^2 e^{-2W} \sum_{kj} w(kj, Q) \frac{8\pi^3}{v} \sum_K \delta(Q + k - K), \quad (55)$$

gdzie K — wektor falowy promieni Rentgena padających, k — wektor falowy fononu, f — współczynnik rozproszenia atomowego, v — objętość komórki siatki, W jest współczynnikiem Debye'a-Waltera

$$w(kj, Q) = \frac{\hbar}{m} |Q \cdot e(kj)|^2 \frac{n(kj) + \frac{1}{2}}{w(kj)} \quad (56)$$

$$2W = \frac{1}{N} \sum_{kj} w(kj, Q) \quad (57)$$

$e(kj)$ jest tu wektorem polaryzacji fononu.

Podobny mechanizm występuje dla promieni γ w przypadku gdy zanieczyszczenia kryształu są źródłami tych promieni, przy czym obserwuje się rozproszenie Mössbauera [20]. Ciekawe jest oddziaływanie fononów z neutronami. Powolne neutrony 10^{-3} — 10^{-1} eV mogą mieć energię i pęd podobny do fononów. Dlatego następuje wyraźne rozpraszanie neutronów na fononach, przy czym wyróżnić można część koherentną i niekoherentną rozproszenia [21].

7. Oddziaływanie fonon-elektron

Największe znaczenie praktyczne mają zderzenia fononów z elektronami. Są one przyczyną wielu zjawisk, którymi nie będziemy się tutaj zajmować, ograniczając się do wspólnej podstawy tych zjawisk. Ogólny hamiltonian kryształu zawiera pięć członów

$$H = E_k(\text{jon}) + U_p(\text{jon-jon}) + E_k(\text{elektron}) + U_p(\text{elektron-elektron}) + U_p(\text{elektron-jon}). \quad (58)$$

W rozważaniach dotyczących dynamiki sieci bierze się pod uwagę dwa pierwsze człony. Wedle przybliżenia adiabatycznego Borna-Oppenheimera, ruch węzłów sieci nie wpływa na zachowanie się elektronów dla tego przypadku. Równanie Schrödingera ma postać

$$H_0(\mathbf{r}_i) \varphi(\mathbf{q}_s, \mathbf{r}_i) = \varepsilon(\mathbf{r}_i) \varphi(\mathbf{q}_s, \mathbf{r}_i), \quad (59)$$

gdzie \mathbf{r}_i położenie spoczynkowe atomu i , \mathbf{q}_s współrzędna elektronu s . H_0 obejmuje wszystkie człony wzoru (58) z wyjątkiem pierwszego, co oznacza, że nie uwzględnia on energii kinetycznej ruchów atomów. Ruchy atomów uwzględniamy, określając nowe położenie atomów jako

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}^{i\alpha} + \mathbf{u}^{i\alpha},$$

gdzie \mathbf{u} zespół wektorów przesunięcia dla α elementów w komórce. Funkcja falowa ma przy tym założeniu postać

$$\psi = a(\mathbf{u}^{i\alpha}) \varphi(\mathbf{q}, \mathbf{r}^{i\alpha}). \quad (60)$$

Do energii ε dodaje się energię kinetyczną jonów i energię potencjalną związaną z przesunięciami.

Rozpatrzmy energię potencjalną jon-elektron (piąty człon w (58) uwzględniając przesunięcia jonów. Potencjał $\Sigma u(q_s - r_i)$ rozkładamy wedle potęg przesunięcia, człon liniowy względem u rozpatrujemy jako hamiltonian zaburzenia

$$H' = - \sum_{ia} \left(\frac{\partial U}{\partial u^{ia}} \right)_{u=0} u^{ia}. \quad (61)$$

Używając transformacji na współrzędne normalne, mamy

$$H' = - \sum_{sla} \nabla U_{U=0} \sum_{kj} \left[\sqrt{\frac{\hbar}{2Nm(kj)}} e^{ikr^{ja}} (a_{-kj}^+ + a_{kj}) e(kj) \right]. \quad (62)$$

Oznacza to tworzenie się lub znikanie fononu przy jednoczesnej zmianie stanu elektronu.

Niech wektor falowy elektronu zmienia się pod wpływem rozproszenia na fononie (o wektorze falowym k) z p_i na p_f . Prawdopodobieństwo tego procesu wynosi

$$\Pi(i, f) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H' | i \rangle|^2 f(p_i) [1 - f(p_f)], \quad (63)$$

gdzie

$$\langle f | H' | i \rangle = h_{\pm}(kj) h(p)$$

$$h(p) = \langle p_f | \nabla U | p_i \rangle$$

$$h_{\pm}(kj) = - \left\{ \frac{(n(kj) + 1)^{1/2}}{(n(kj))^{1/2}} \right\} \sum_{ia} \left[\frac{\hbar}{2Nm_a \omega(kj)} \right]^{1/2} e^{-ikr^{ia}} e(kj)$$

$f(p)$ — funkcja Fermiego-Diraca.

Zgodnie z twierdzeniem Blocha

$$\langle p_f | = e^{ip_f r^{ja}} \langle \psi_{p_f}(q) |, \quad (64)$$

$$\langle p_i | = e^{ip_i r^{ja}} | \psi_{p_i}(q) \rangle. \quad (64a)$$

Po uwzględnieniu tych zależności i przeróbkach otrzymujemy

$$\langle f | H | i \rangle = \left\{ \frac{(n(kj) + 1)^{1/2}}{(n(kj))^{1/2}} \right\} \left[\frac{N\hbar}{2m\omega(kj)} \right]^{1/2} I_{kj}(p_i, p_f) \Delta(p_i - p_f - k), \quad (65)$$

gdzie $\Delta z = \begin{cases} 1 & \text{dla } z = 0 \text{ lub } K \\ 0 & \text{dla innych } z \end{cases}$

$$I_{kj}(p_i, p_f) = \langle \psi_{p_f}(q) | e(kj) \nabla U | \psi_{p_i}(q) \rangle. \quad (66)$$

Wielkość oddziaływania elektronów z fononami zależy zatem od wybranego modelu współdziałania określającego $I_{kj}(p_i, p_l)$. Stosować można metodę sztywnego obszaru wokół jonu zwaną metodą Wignera-Seitz'a, metodę deformacji potencjału, lub model Bardeena (por. [22]). Obok sprzężenia elektron-fonon, istotne znaczenie dla stanów nadprzewodnictwa ma sprzężenie elektron-elektron za pośrednictwem fononu. Oddziaływanie fononowe może spowodować zwięźnienie lub rozszerzenie przerwy energetycznej. Oddziaływanie fonon-elektron stanowią podstawę akustoelektroniki, w której wykorzystuje się między innymi akustyczny efekt tunelowy i wzmocnienie strumienia fononów przez pompowanie akustyczne (por. [23] i [24]). Chodzi głównie o zjawiska zachodzące na granicy półprzewodnika.

8. Uogólnione cząstki kwantowe

Pewne znaczenie ma oddziaływanie między fononami a magnonami [25]. Następuje ono wtedy gdy pobudzenie atomu wywołuje tylko zmianę spinu, a elektron jest ściśle zlokalizowany. Fala spinowa (magnon) może rozchodzić się w sieci krystalicznej przez powiązanie spinów różnych atomów (wymiana Heisenberga). Wymiana ta zależy od odstępów międzyatomowych, a te z kolei od stanu fononowego sieci. Niech fonon powoduje przejście magnonu od stanu i do stanu f . Ilość energii przeniesiona od fononów do magnonów wynosi

$$\dot{U} = - \sum_{kj} \hbar \omega(kj) \frac{d}{dt} \langle n(kj) \rangle \quad (67)$$

Czyniono próby [26] uogólnienia powyższych rozważań, mianowicie stworzenia teorii współdziałania fononu z „generalonem”, czyli z elementem posiadającym jedynie cechy wspólne różnym rodzajom cząstek lub pseudocząsteczek. Dla ilustracji takiego postępowania założmy, że jeden z atomów łańcucha został pobudzony, obojętnie w jaki sposób, gdy pozostałe są w stanie podstawowym. Stan pobudzenia może z określonym prawdopodobieństwem przenosić się na inne atomy. Hamiltonian łańcucha N atomów będzie

$$H = \sum_{l=1}^N U_l + \frac{1}{2} \sum_{l'l''} V_{l'l''} \quad (68)$$

gdzie \tilde{H}_p — hamiltonian izolowanego atomu, $V_{l'l''}$ — energia współdziałania atomów l i l'' . Istnieje jednakowe prawdopodobieństwo dla N atomów, że jeden z nich jest pobudzony. Zatem obowiązuje równanie

$$(H + E)\psi^f = 0 \quad (69)$$

gdzie

$$\psi^f = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{l=1}^N b_l |l(f), 0\rangle \quad (70)$$

Π_l prawdopodobieństwo znalezienia pobudzenia w l -tym atomie wynosi

$$\Pi_l = \frac{b_l^2}{N}; \quad \text{przy czym} \quad \sum_l \Pi_l = 1; \quad b_l = e^{ikla} \quad (71)$$

$$k = \frac{2\pi}{Na} u - \frac{1}{2}N < n < \frac{1}{2}N.$$

Po podstawieniu (68) i (70) do równania (69) mamy

$$b_l (NE_0 + \Delta E^l + \frac{1}{2} \sum V_{w'} - E) + \sum_l M_{w'} b_l = 0, \quad (72)$$

gdzie E_0 jest energią stanu podstawowego, ΔE^l energią pobudzenia izolowanego atomu

$$M_{w'} = \langle l(f)l'(0) | V_{w'} | l'(f)l(0) \rangle. \quad (73)$$

Macierz $M_{w'}$ określa przejście od atomu l' pobudzanego i atomu l w stanie podstawowym do stanu, gdy atom l' jest w stanie podstawowym, a l zostaje pobudzony. Po podstawieniu wartości b z (71) można napisać zależność dyspersji generalonu

$$e_k^l = \sum_{l' \neq l} e^{ika(l-l')} \quad (74)$$

E_k^l jest energią związaną z ruchem stanu pobudzenia czyli całkowitą energią łańcucha minus jego energia, gdyby pobudzenie było nieruchome. Jeśli pobudzenie przenosi się tylko na sąsiednie atomy ($l' = \pm 1$), suma (74) redukuje się do dwóch wyrazów

$$e_k^l = Me^{ika} + Me^{-ika} = 2M \cos ka. \quad (75)$$

9. Generacja hiperdźwięków i ich zastosowania

Pokazano tu przykładowo (por. także [27]) zależności charakteryzujące współdziałanie fononu z różnymi cząstkami lub pseudocząstkami. Przedstawienie kwantowe zjawisk jest, jak z tego wynika, niezbędne przy analizie źródeł hiperdźwięków. Przykładem może służyć generacja termiczna i złącze Josephsona. Przy generacji termicznej posługujemy się źródłem fononów [28], którego gęstość widmowa jest określona zależnością analogiczną do prawa promieniowania Plancka

$$\gamma = \frac{1}{4\pi c_L^2} \frac{\hbar \omega^3}{e^{\beta \hbar \omega} - 1}. \quad (76)$$

Jest zrozumiałe, że zarówno powyższy rozkład, jak i samo zjawisko generacji drgań przy wyrównywaniu się gęstości „gazu” fononowego dają się wytłumaczyć jedynie na gruncie akustyki kwantowej.

O ile chodzi o złącze Josephsona [29], to jak wiadomo jego działanie polega na przepływie prądu przez przerwę izolacyjną między dwoma nadprzewodnikami. Na skutek efektu tunelowego następują zmiany poziomów energetycznych wzbudzonych elektronów, co powoduje emisję fononów relaksacyjnych, a łączenie się elektronów w pary Coopera daje fonony rekombinacyjne. Powstanie tych zjawisk jest możliwe do wyjaśnienia jedynie w oparciu o kwantowe ujęcie zjawisk akustycznych.

Na zakończenie warto przejrzeć zastosowania układów kwantowych. Należą do nich:

1. Badanie mikrostruktury materiałów przede wszystkim monokryształów znajdujących szerokie zastosowanie w elektronice. Do pomiarów tych należą:

1.1. Badanie struktury domenowej na zasadzie rezonansu elektronowo-akustycznego,

1.2. Badanie kształtu powierzchni Fermiego na podstawie anizotropii fali hiperdźwiękowej,

1.3. Pomiar stałych sprężystości trzeciego rzędu na podstawie rozproszenia fali,

1.4. Pomiar stałych optyczno-sprężystych na zasadzie wymuszonego rozproszenia na fali akustycznej typu Brillouina.

2. Zastosowanie układów akustycznych do zmiany skali rejestracji sygnałów. Dzięki temu, że prędkość fali akustycznej jest 10^5 razy mniejsza niż fali elektromagnetycznej można w małych gabarytowych układach zmieścić ogromną ilość informacji. Przykładami zastosowań są:

2.1. Radarowe linie opóźniające, np. dyspersyjne linie kompensujące,

2.2. Układy analizy i syntezy obrazów telewizyjnych.

2.3. Elementy pamięci i układy logiczne maszyn matematycznych.

3. Zastosowania sprzężenia fali hiperdźwiękowej ze strumieniem elektronów:

3.1. Generatory hiperdźwiękowe o częstotliwościach hiperdźwiękowych,

3.2. Wzmacniacze przebiegów akustycznych

3.3. Konstrukcja mieszanych akusto-elektronicznych obwodów scalonych o większych niż dotychczas możliwościach.

4. Zastosowanie efektów akustoelektronicznych do pomiarów wielkości nieelektrycznych. Przetworniki typu złącza półprzewodnikowego służyć mogą do pomiaru bardzo słabych pól naprężeń i pól elektromagnetycznych bądź zmian temperatury.

Literatura

- [1] J. Frenkel, *Wave Mechanics, Elementary Theory*, Clarendon Press, Oxford 1932; J. Frenkel, *Kinetičeskaja teorija zidkosti*, Moskwa 1945.
- [2] I. Malecki, *Podstawy teoretyczne akustyki kwantowej*, PWN, Warszawa 1972.
- [3] I. M. Ziman, *Electrons and Phonons*, Clarendon Press, Oxford 1972.
- [4] I. Malecki, M. Dobrzański, *Bull. Pol. Acad. Sc. Ser. Sci. Techn.* **16**, 6 (1968).
- [5] A. A. Maradunin, E. W. Montroll, G. H. Weiss, *Theory of Lattice Dynamics in the Harmonic Approximation*, Acad. Press, New York 1963.

Jan S. Brzosko

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Aktualny stan badań radiacyjnego wychwytu neutronów

Present Status of the Neutron Radiative Capture

Abstract: This paper is devoted to the description of the present status of our knowledge about the neutron radiative capture mechanisms. In the first sections there is given a mathematical description of the neutron capture cross section and sources of correlation effects coupled to intermediate structure. In the last sections the experimental examples are presented.

1. Wstęp

W ostatnich latach grono fizyków zajmujących się badaniem radiacyjnego wychwytu neutronów skoncentrowało swoje zainteresowania na pomiarach i analizie niestatystycznych efektów w reakcjach (n, γ) , szczególnie zaś na mierzeniu i wyznaczeniu roli współczynników korelacji w różnych kanałach tej reakcji. Jako materiał uzupełniający występują tu dane dotyczące rozproszenia neutronów, kwantów γ , a niejednokrotnie informacje uzyskiwane w procesie wychwytu neutronu w reakcji (d, p) i $(d, p\gamma)$. Aktualne informacje dotyczące tego zagadnienia znaleźć można w materiałach kilku ostatnich konferencji [1–4].

Na wstępie postaramy się odpowiedzieć sobie na dwa pytania: (i) dlaczego badania efektów niestatystycznych stały się obecnie tak aktualne, oraz (ii) na ile szczególna rola przypada tu badaniom neutronowym.

Odpowiedzi na pierwsze pytanie należy szukać w historii badań reakcji jądrowych. W początkach lat pięćdziesiątych fizycy operowali dwoma skrajnymi mechanizmami reakcji — mechanizmem jądra złożonego w podejściu statystycznym [5, 6] oraz mechanizmem reakcji bezpośredniej, gdzie mieściły się te wszystkie zjawiska, których nie opisywało podejście pierwsze, np. [34, 35].

Szczególnie w przypadku reakcji inicjowanych przez neutrony małych i średnich energii dominował statystyczny model jądra złożonego. Mierzone

szerokości rezonansów neutronów pokazały, że jądro w stanie złożonym żyje ok. 10^{-15} s, co wystarcza na wiele (ok. 10^6) oddziaływań elementarnych tak, że opis rozpadu układu metodami statystycznymi powinien być poprawny. Fakt, że około 99% przekroju czynnego scałkowanego po energii inicjujących neutronów przypada na rezonanse, stwarza solidne podwaliny wyżej wymienionego modelu.

Wzrost jakości pomiarów, a przede wszystkim podniesienie zdolności rozdzielczej pomiaru jąder inicjujących i emitowanych cząstek, pozwoliły stwierdzić bardzo poważne naruszenia modelu statystycznego jądra złożonego. Zaobserwowano takie fakty jak: (i) anomalnie intensywna wysokoenergetyczna część widm γ [7, 8]; (ii) korelacje intensywności obsadzeń tych samych poziomów końcowych w reakcji (d, p), [9, 10]; (iii) korelacje intensywności kwantów γ i szerokości neutronowych [11]; (iv) fluktuacje w krzywych wzbudzenia [12, 13]. Wymienione efekty związane były na ogół z tak dużą częścią całkowitej intensywności procesu, że nie można ich kłaść na karb procesów bezpośrednich. Z drugiej strony efekty te, jako naruszające podstawy poprzednio stosowanego modelu, wymagają wyjaśnienia.

Jak pokazały ostatnie lata, zrozumienie tych zjawisk wymaga głębokiego wnikięcia w istotę procesów towarzyszących reakcjom jądrowym, uwzględnienia roli konkretnych kanałów i relacji pomiędzy nimi.

Należy jeszcze odpowiedzieć dlaczego szczególnie korzystne jest badanie procesów niestatystycznych w kanałach neutronowych i fotonowych. Odpowiedź jest prosta. W reakcji (n, γ) mamy do czynienia tylko z oddziaływaniami jądrowymi i elektromagnetycznymi, nie występują efekty związane z barierą kulombowską, co znakomicie upraszcza rachunki i pozwala całą uwagę skupić na subtelnosciach struktury jądra. Drugim niezwykle ważnym argumentem jest to, że badania można przeprowadzić dla małych energii cząstek inicjujących (w szczególności dla rozdzielonych rezonansów) co prowadzi do wielu uproszczeń interpretacyjno-rachunkowych.

W kolejnych rozdziałach artykułu omówione zostaną podstawowe wiadomości dotyczące opisu reakcji i źródeł niestatystycznych efektów oraz przykłady reakcji, w których obserwowano naruszenie założeń modelu statystycznego.

2. Opis radiacyjnego wychwytu przy pomocy macierzy S

W obszarze, gdzie obserwujemy rozdzielone rezonanse, można z dokładnością do czynnika fazowego $e^{i\varphi}$ zapisać amplitudę reakcji w określonym kanale neutronowym n i fotonowym f w postaci

$$S_{nf} = \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n}^{1/2} \Gamma_{\lambda f}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}} - S_0, \quad (1)$$

gdzie: $\Gamma_{\lambda n}$ i $\Gamma_{\lambda f}$ jest szerokością rezonansu λ na absorpcję (lub emisję) odpowiednio neutronu czy fotonu, E — energia układu złożonego: cząstka plus jądro tarczy, E_λ i Γ_λ — energia i szerokość rezonansu λ , S_0 — wolnozmienna z energią składową amplitudy reakcji, w której znajduje się część pochodząca od wychwytu potencjałowego oraz wkład pochodzący od rezonansów; dla których $|E_\lambda - E| \gg \Gamma_\lambda$.

Przekrój czynny reakcji (n, γ) wyraża się wzorem

$$\sigma_{n\gamma} = 4\pi |S_{nf}|^2. \quad (2)$$

Realizacja założeń modelu statystycznego jądra złożonego wymaga, aby

$$\sum_{\lambda \in \Delta E} \Gamma_{\lambda n}^{1/2} \Gamma_{\lambda f}^{1/2} \cong 0 \quad (3)$$

oraz

$$\frac{1}{\Delta E} \sum_{\lambda \in \Delta E} \Gamma_{\lambda n}; \quad \frac{1}{\Delta E} \sum_{\lambda \in \Delta E} \Gamma_{\lambda f} \quad (4)$$

były wolnozmiennymi funkcjami energii, oraz

$$|S_0| \ll \sum_{\lambda \in \Delta E} \frac{\Gamma_{\lambda n}^{1/2} \Gamma_{\lambda f}^{1/2}}{E_\lambda - E - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda}. \quad (5)$$

Warunek (3) oznacza niezależność rozpadu jądra złożonego w różnych kanałach. Wynika to z przyjęcia, że funkcja falowa posiada wiele składowych, których amplitudy posiadają przypadkowy rozkład faz. Fakt ten pozwala również na proste dodawanie przekrojów czynnych pochodzących od szybko zmiennych z energią części rezonansowych i wolno zmiennego członu S_0 reakcji bezpośredniej.

Warunek (4) mówi, że blisko znajdujące się rezonanse mają funkcje falowe zbudowane z podobnego typu składowych, a rola rezonansów odległych jest zaniedbywana, warunek (5).

Ponieważ w eksperymencie spotkamy się ze skończonym rozmyciem energii wiązki padającej oraz ze skończoną energetyczną zdolnością rozdzielczą rejestracji fotonów, uzyskujemy informację o uśrednionych wartościach amplitudy reakcji.

Można pokazać [14], że po uśrednieniu część wolnozmienna S_{nf} (wz) amplitudy odpowiada

$$S_{nf}(wz) = \text{Re} \langle S_{nf} \rangle, \quad (6)$$

zaś uśrednienie części szybkozmiennej prowadzi do

$$\sigma_{n\gamma}^f = \langle |S_{nf} - \langle S_{nf} \rangle|^2 \rangle = \left\langle \frac{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda f}}{\Gamma_\lambda D} \right\rangle - (\pi s_{nf})^2, \quad (7)$$

gdzie D — gęstość rezonansów λ na jednostkę energii,

$$s_{nf} = \frac{1}{\pi} \text{Im} \langle S_{nf} \rangle = \frac{\langle \Gamma_{\lambda n}^{1/2} \Gamma_{\lambda f}^{1/2} \rangle}{D}. \quad (8a)$$

W tym zapisie neutronowa i fotonowa funkcja mocy zdefiniowane są następująco

$$s_n = \frac{\langle \Gamma_{\lambda n} \rangle}{D}; \quad s_f = \frac{\langle \Gamma_{\lambda f} \rangle}{D}. \quad (8b)$$

Powyższe wzory nie zawierały sprecyzowanej bazy funkcji falowych, w której opisany był układ złożony ani nie określiliśmy obszaru średniowania, poprzestając na założeniu, że jest mały.

Postaramy się teraz wyrównać te zależności. Całkowita energetyczna szerokość stanu zgodnie z zasadą nieoznaczoności $\Gamma \sim \frac{\hbar}{t}$ (t — czas życia stanu) ma charakter prawdopodobieństwa rozpadu i może być przedstawiona jako suma prawdopodobieństw rozpadu tego stanu na różnych drogach $\Gamma_\lambda = \sum_i \Gamma_{\lambda i}$. Wielkości $\Gamma_{\lambda i}$ nazywamy szerokościami parcjalnymi stanu, a $\Gamma_{\lambda i}^{1/2}$ amplitudą parcjalnej szerokości na rozpad drogą i , bądź krócej amplitudą szerokości przejścia. Występujące w równaniu (1) amplitudy szerokości przejść mówią o stopniu pokrywania się funkcji falowych rezonansu λ i kanału reakcji E lub f .

$$\Gamma_{\lambda n}^{1/2} \sim \langle \lambda | X_E \rangle; \quad \Gamma_{\lambda f}^{1/2} \sim \langle \lambda | E1 | X_f \rangle, \quad (9)$$

gdzie: $|\lambda\rangle$ — reprezentuje dyskretny stan jądra złożonego, $|X_E\rangle$ — stan padającej cząstki w zespolonej jamie potencjału, $|X_f\rangle$ — stan końcowy po emisji fotonu, $E1$ — operator przejścia elektrycznego dipolowego: założono, że w badanym procesie dominującą rolę odgrywają przejścia $E1$.

Stan $|X_f\rangle$ można przedstawić w bazie stanów zbudowanych wg następującej zasady

$$|X_f\rangle = \sum_i C_i^f |\psi_f \varphi_i\rangle \quad (10)$$

gdzie ψ_f — część funkcji falowej opisującej cząstkę poza rdzeniem, φ_i — część funkcji falowej opisującej stan rdzenia będącego źródłem pola dla nieparzystego nukleonu.

Najprostszym typem konfiguracji jest stan typu $|\psi_{f0} \varphi_0\rangle$, tj nukleon w stanie jednocząstkowym określonym przez potencjał rdzenia niewzbudzonego.

Bardziej złożony układ, to $|\psi_{f1} \varphi_{1p1h}\rangle$ — nukleon w polu rdzenia o wzbudzeniu typu cząstka-dziura ($1p-1h$). Dalsze stopnie złożoności układu, to stany typu: $|\psi_{f2} \varphi_{2p2h}\rangle$; $|\psi_{f3} \varphi_{3p3h}\rangle$ itd. Stany te można przedstawić w analogiczny sposób, są one bowiem naturalnym uogólnieniem stanów modelu powłokowego na obszar dodatnich energii

$$|X_E\rangle = \sum_i C_i^E |\psi_E \varphi_i\rangle. \quad (11)$$

W powyższym zapisie nie uwzględniono antysymetryzacji ze względu na przedstawienie cząstki padającej z cząstkami wchodzącymi w skład jądra, chodzi bowiem o przedyskutowanie istoty procesu. Szczegóły tego typu rachunku zainteresowany czytelnik znajdzie np. w pracach [15, 16], [Feshbach — 3].

Omawiane dotychczas i obserwowane w doświadczeniach rezonanse posiadają szerokości rzędu 1 eV. Znane są jednak w literaturze, np. [17] i inne klasyczne już dzisiaj rezonanse o szerokości kilku MeV. Obserwuje się je w pomiarach uśrednionych przekrojów czynnych rozproszenia elastycznego neutronów jako funkcji energii rozpraszanych neutronów (uśrednienie energii jest rzędu kilkuset keV). Występowanie tych tzw. rezonansów gigantycznych wyjaśnia się jako wynik oddziaływania nukleonu z uśrednionym, zespolonym potencjałem jądra tarczy. Analiza rozpraszania cząstek na uśrednionej, zespolonej jamie potencjału pozwala na określenie makroskopowej amplitudy reakcji. Analogicznie do wzoru (1)

$$\hat{S}_{nf} = \sum_m \frac{G_{mn}^{\frac{1}{2}} G_{mf}^{\frac{1}{2}}}{E_m - E - \frac{i}{2} G_m - iW} - S_0. \quad (12)$$

We wzorze tym G_{mn} i G_{mf} są szerokościami jednocząstkowego rezonansu m na absorbcję neutronu i fotonu; E_m i G_m — energią i szerokością rezonansu, W jest głębokością urojonej części potencjału i odgrywa rolę szerokości na przejścia ze stanu $|\psi_m \varphi_0\rangle$ do stanów o bardziej złożonej budowie. W przypadku rozproszenia elastycznego wzory (1) i (12) można zapisać w postaci:

$$S_{nn} = \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}} + S_0^n, \quad (13)$$

$$\hat{S}_{nn} = \sum_m \frac{G_{mn}}{E_m - E - \frac{i}{2} G_m - iW} + S_0^n. \quad (14)$$

Chcąc znaleźć związek pomiędzy $\Gamma_{\lambda n}$ i G_{mn} należy obliczyć średnią wartość różnicy wyrażeń danych wzorami (13) i (14). Ta średnia wartość z definicji powinna być równa zero.

$$\langle \hat{S}_{nn} - S_{nn} \rangle = 0. \quad (15)$$

Związek (15) przy dobrze rozdzielonych rezonansach jednocząstkowych prowadzi do zależności:

$$\pi \frac{\langle \Gamma_{\lambda n} \rangle}{D} \cong \frac{G_{mn} (W + \frac{1}{2} G_m)}{(E_m - E)^2 + (W + \frac{1}{2} G_m)^2} \quad (16)$$

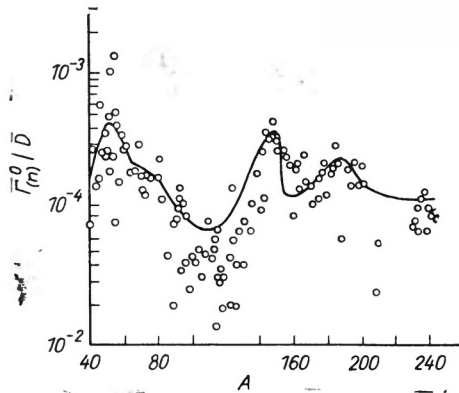
oraz

$$\sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda n} \cong G_{mn} . \quad (17)$$

Związki (16) i (17) mówią nam, że jednocząstkowa szerokość G_m zostaje rozłożona między tysiące stanów złożonych, a rozkład ten opisuje funkcja Lorentza.

Analogicznych informacji o związku mikro- i makrostruktury dostarczają nam pomiary funkcji mocy $\frac{\langle \Gamma_n \rangle}{D}$ w zależności od liczby masowej A dla małej energii neutronów $E \cong 0$.

Z rozważań modelu powłokowego wiadomo, że wraz ze wzrostem liczby masowej rośnie głębokość jamy potencjału, to z kolei prowadzi do przesuwania się poziomów jednocząstkowych w stosunku do wierzchołka jamy i przy $E \cong 0$ reakcja zachodzi z udziałem kolejnych poziomów jednocząsteczkowych. Tak więc funkcja mocy powinna ujawnić zależności oparte na tych samych związkach, jak krzywe wzbudzenia. Rysunek 1 pokazuje porównanie mierzonych i obliczonych w oparciu o model jednocząstkowy wartości $\frac{\langle \Gamma_{\lambda n} \rangle}{D}$ [25].



Rys. 1. Neutronowa funkcja mocy; punkty — dane doświadczalne, krzywa ciągła — obliczenia oparte o model optyczny

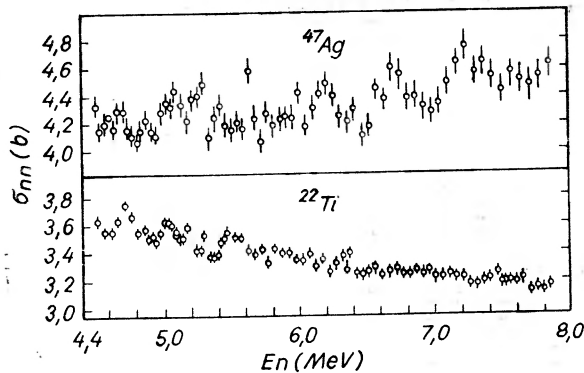
Rozważania dotyczące związku rezonansów gigantycznych z mikrostrukturą możemy oczywiście przenieść i na inne kanały reakcji związane z innymi cząstkami.

Przeanalizujmy teraz krzywe wzbudzenia wykonane ze zdolnością rozdzielczą, np. 0,01 MeV (rys. 2). Wówczas w krzywych wzbudzenia pojawia się na tle rezonansów gigantycznych dodatkowa struktura $\Gamma \cong 0,1-0,2$ MeV. Ta struktura może być tłumaczona jako rozpraszanie nukleonu na jądrze tarczy znajdującym się w stanie wzbudzenia dwuquasi-cząstkowego, co powoduje, że układ cząstka plus jądro tarczy reprezentuje konfiguracja typu: $|\psi_E \varphi_{1,2,1\lambda}\rangle$. W ramach ekwiwalentnego podejścia możemy analizować stany typu cząstka padająca

plus jądro tarczy z jednofonowym wzbudzeniem wibracji. Można otrzymać podobne związki do (16) i (17), co oznacza, że stan cząstka-wibracja rozkłada się na wiele rezonansów jądra złożonego, a szerokość tego rozkładu okazuje się o rząd mniejsza. Rozumowanie takie można kontynuować przechodząc do podstruktur jądra tarczy coraz bardziej złożonych. Ogólnie rzecz biorąc, zwiększenie stopnia złożoności struktury pośredniej prowadzi do coraz węższych makrorezonansów a oddzielenie ich możliwe jest wówczas, gdy

$$\Gamma_{n+1} \ll I \ll \Gamma_n; \quad \Gamma_{n+1} \ll \Delta E \ll \Gamma_n \quad (18)$$

gdzie: I jest przedziałem energii, w którym dokonujemy średniowania, ΔE jest energetyczną zdolnością rozdzielczą w kanałach wyjściowych i wejściowych.



Rys. 2. Krzywe wzbudzenia reakcji (n, n') wykonane ze zdolnością rozdzielczą 0,01 MeV

Możemy teraz wyjaśnić podział amplitudy reakcji na część szybko- i wolnozmiennej.

Podział ten zależy od zakresu średniowania — to co stanowi część wolnozmiennej w stosunku do rezonansów jądra złożonego może być przedmiotem analizy struktury pośredniej przy analizie danych z gorszą zdolnością rozdzielczą. Jeżeli jednak strukturę krzywej wzbudzenia mamy traktować jako demonstrację poszczególnych typów rezonansów, to powinniśmy mieć pewność, że spełniony jest warunek (18), inaczej struktura krzywej jest następstwem efektów interferencyjnych. Ponieważ jedna i ta sama zależność ma określić szerokość rezonansu i kontrolować słuszność warunku (18), trudno jest na ogół o jednoznaczną interpretację.¹

Wydaje się, że szeregu omawianych wad pozbawiona jest analiza korelacji pomiędzy szerokościami na emisję cząstek czy kwantów γ w różnych kanałach reakcji.

Dotychczasowe badania pozwalają na dyskusowanie niestatystycznych efektów wynikających przede wszystkim z wkładu w pełną funkcję falową stanu

¹ W celu identyfikacji struktury pośredniej można stosować testy proponowane w pracy [18].

rozproszeniowego $|\psi_E \varphi_0\rangle$ oraz stanów doorway² o stopniu skomplikowania o jeden rząd wyższym, tzn. typu $|\psi_E \varphi_{1p1k}\rangle$. Bardziej złożone konfiguracje traktuje się statystycznie.

3. Korelacje jako narzędzie analizy niestatystycznych efektów oraz źródło informacji o prostych składowych funkcji falowych stanów wysokowzbudzonych

Liniowy współczynnik korelacji $\varrho(a_i; b_i)$ pomiędzy dwoma zbiorami wielkości a_i i b_i definiujemy w sposób następujący

$$\varrho(a_i; b_i) = \frac{\sum_i (a_i - a)(b_i - b)}{\left[\sum_i (a_i - a)^2 \sum_i (b_i - b)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (19)$$

a i b — średnie arytmetyczne elementów odpowiednich wzorów.

Odnosząc powyższą definicję do amplitud szerokości radiacyjnych $\Gamma_{\lambda j}^{1/2}$, neutronowych $\Gamma_{\lambda n 0}^{1/2}$ czy współczynników spektroskopowych niskoleżących poziomów S_{jk} , możemy zapisać korelację pomiędzy dwoma kanałami c i c' w formie

$$\varrho(\Gamma_{\lambda c}^{1/2}; \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}) = \frac{\sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}}{\left[\sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda c} \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda c'} \right]^{1/2}} = \frac{\langle \Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2} \rangle}{[\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle \langle \Gamma_{\lambda c'} \rangle]^{1/2}} = \frac{\text{Im } S_{cc'}}{[\text{Im } S_{cc} \text{Im } S_{c'c'}]^{1/2}} \quad (20)$$

We wzorze (20) wykorzystano związki (6)–(8) oraz fakt, że średnia wartość amplitud szerokości równa się zero. Przejmując, że korelacja wynika ze związku liniowego pomiędzy elementami obydwu zbiorów, tj. $\Gamma_{\lambda c}^{1/2} = \text{const } \Gamma_{\lambda c'}^{1/2} + d_i$ (d_i — przypadkowe) możemy zapisać [19, 20]

$$\varrho(\Gamma_{\lambda c}; \Gamma_{\lambda c'}) \cong [\varrho(\Gamma_{\lambda c}^{1/2}; \Gamma_{\lambda c'}^{1/2})]^2 \quad (21)$$

Stwierdzenie, że $\varrho(\Gamma_{\lambda c}^{1/2}; \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}) \neq 0$ oznacza naruszenie postulatu statystycznej teorii jądra złożonego i stanowi wskazówkę pozwalającą na stwierdzenie istnienia struktury pośredniej.

W zależności od techniki pomiarowej i zakresu energii neutronów w doświadczeniu wyznacza się wielkości proporcjonalne do szerokości cząstkowych bądź funkcji mocy czy przekrojów czynnych. Te ostatnie, jak widać z wzorów (7) i (8) oraz (20) i (21), można bezpośrednio powiązać ze współczynnikami korelacji odpowiednich amplitud szerokości cząstkowych. Chcąc przeprowadzić rozważania szczegółowe powinniśmy przedstawić amplitudę szerokości radiacyjnej rozłożoną na składowe pochodzące od struktur pośrednich różnego stopnia złożoności. Na ogół rozważania prowadzone są przy założeniu, że układ dobrze

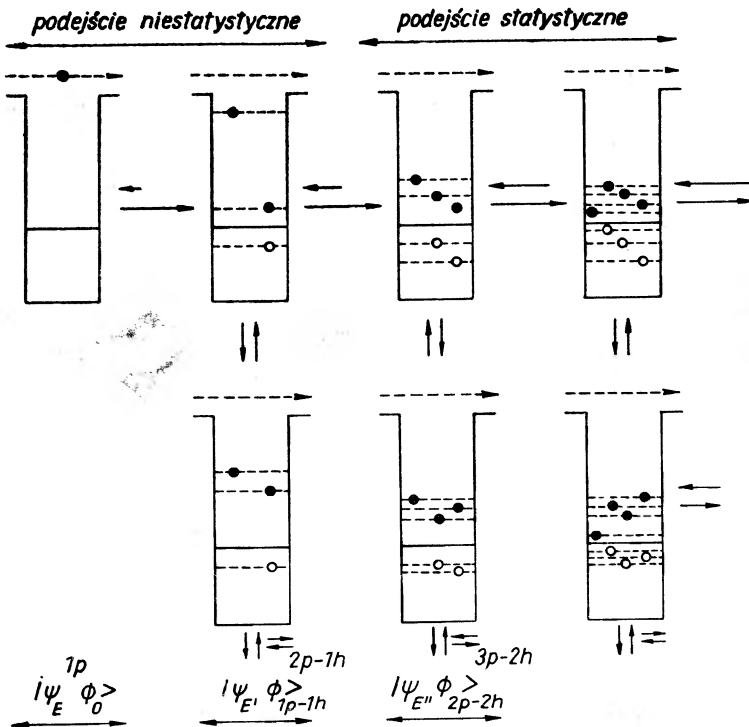
² Ang. *doorway* należy rozumieć jako stan przejściowy pomiędzy kanałem wejściowym lub wyjściowym reakcji a stanami bardziej złożonymi zaliczanymi na ogół do grupy stanów realizujących warunki statystyczne (rów. (3)–(5)). Używane często określenie stan wejściowy w miejsce doorway jest mylące, sugeruje bowiem związek tylko z grupą stanów przejściowych związanych z inicjującym kanałem reakcji.

reprezentują wzbudzenia cząstek i dziur [19, 21, 23], bądź wzbudzenia jądra opisywane w formalizmie wzbudzeń fononowych [15]. Obydwa podejścia przyjmują, że ekwipartycja energii w układzie odbywa się drogą wzbudzeń kolejnych stopni swobody.

W przypadku modelu wzbudzeń cząstek i dziur struktury pośrednie powstają w jądrze atomowym dzięki kaskadzie zderzeń nukleonów, przez co pojawiają się wzbudzenia o kolejno rosnącej liczbie cząstek i dziur (patrz rys. 3). Dopuszcza się więc jedynie przejścia typu

$$\begin{aligned} |\psi_E \varphi_0\rangle &\leftrightarrow |\psi_{E'} \varphi_{1p2h}\rangle, \\ |\psi_{E'} \varphi_{1p1h}\rangle &\leftrightarrow |\psi_{E''} \varphi_{1p'1h}\rangle, \\ \psi_{E'} \varphi_{1p1h}\rangle &\leftrightarrow |\psi_{E'''} \varphi_{2p2h}\rangle | \end{aligned}$$

itd.



Rys. 3. Łańcuch zderzeń wewnątrzjądrowych prowadzący do kolejnych wzbudzeń cząstka-dziura. Długość strzałek symbolizuje prawdopodobieństwo przejść pomiędzy określonymi konfiguracjami

Długość strzałek ma symbolizować wielkość prawdopodobieństwa przejścia z jednej konfiguracji do innej.

Wobec rachunkowych trudności prowadzenia analizy zjawisk towarzyszących wzbudzeniom o wielu stopniach swobody oraz skromnego materiału doświadczalnego, na ogół rozбивa się cały zespół konfiguracji na dwie grupy.

Pierwsza z nich zawiera tysiące konfiguracji, dla nich warunek (18) nie jest spełniony. Druga, licznie znacznie skromniejsza, to konfiguracje o stosunkowo prostej budowie, dla których warunki (18) są spełnione, co może być powodem efektów niestatystycznych.

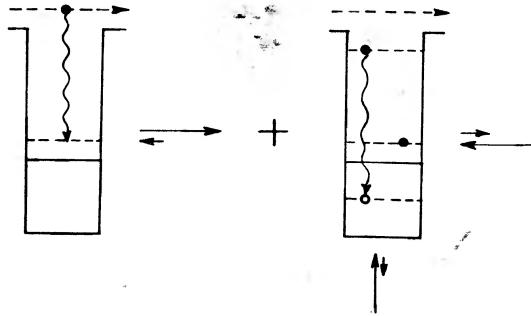
O tym, dla których konfiguracji jest spełniony warunek (18) decyduje sposób przeprowadzenia eksperymentu — to czy potrafimy wybrać w doświadczeniu takie kanały, które są wybiórczo czułe na określone typy konfiguracji lub lepiej, tylko na jedną z nich.

Wybiórczość pomiaru uzyskuje się przez pomiar przejść γ do niskoleżących poziomów jądra końcowego. Poziomy te opisane są przez proste konfiguracje, głównie przez stany jedno- i trójquasi-cząstkowe. Stąd zasilenie tych poziomów odbywa się drogą emisji fotonów przez równie proste konfiguracje występujące w opisie wysoko wzbudzonego poziomu jądra (rezonansu λ). Rola wyboru kanału wyjściowego była szczegółowo dyskutowana w pracach L. Papineau [1], oraz [15, 24].

Konsekwencją dyskutowanej klasyfikacji konfiguracji (rys. 3) jest przedstawiona w pracy [40] postać szerokości radiacyjnej, tam też przedyskutowana jest rola poszczególnych członów.

$$\Gamma_{\lambda\gamma}^{1/2} = A_1 S_{jk} \Gamma_{\lambda n 0}^{1/2} + A_2 \Gamma_{\lambda n 0}^{1/2} + S_{jk} \Gamma_{\lambda\gamma \delta D k}^{1/2} + \Gamma_{\lambda\gamma \delta D j}^{1/2} + \Gamma_{\lambda\gamma}^{1/2}(\text{stat.}) . \quad (22)$$

Człon pierwszy opisuje proces, w którym stan $|\psi_E \varphi_0\rangle$ powstaje w momencie oddziaływania padającej cząstki z jądrem, bądź wylania się z jądra złożonego po określonym czasie ewolucji (rys. 4). Wówczas poprzedza go pobyt w stanie



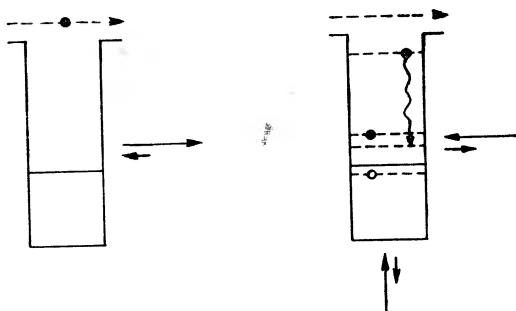
Rys. 4. Konfiguracja ilustrująca pierwszy człon wzoru (22)

typu $|\psi_E \varphi_{1p1h}\rangle$. Amplituda takiego procesu jest proporcjonalna do amplitudy szerokości neutronowej w stanie przed emisją fotonu, tj. $\Gamma_{\lambda n 0}^{1/2}$ oraz amplitudy szerokości neutronowej jądra w stanie końcowym, $\Gamma_{jn 0}^{1/2} \sim S_{jk}$.

Emisja fotonu γ może się odbyć na dwu drogach. Jedną z nich jest przejście nukleonu walencyjnego. Nazywamy tak wysoko wzbudzony nukleon dobrze opisany przez model powłokowy jądra atomowego. Jego przejście ze stanu o wysokiej energii do stanu o energii niskiej z jednoczesną emisją kwantu γ traktowane jest podobnie do przejścia walencyjnego elektronu w atomie. W za-

leżności od warunków doświadczenia zjawiska takie znane są jako: model walencyjny [25], wychwyty kanałowy [26]³ czy model wychwyty w locie [27]⁴. Druga droga polega na anihilacji układu $1p-1h$ i prowadzi do tej samej konfiguracji końcowej (rys. 4). Pod uwagę brane są tylko konfiguracje $2p-1h$, które są silnie sprzężone z kanałem wejściowym. Tak więc emisja odbywa się ze stanu będącego wspólnym stanem doorway⁵ dla kanału neutronowego i fotonowego. Ponieważ grupa „statystyczna” konfiguracji wielokrotnie i na różnych drogach zasila wyżej wymienione konfiguracje proste, znajduje to swoje odbicie we współczynniku powielania A_1 .

Człon drugi opisuje takie przejścia γ , które odbywają się w polu-rdzenia o wzbudzeniu $1p-1h$ (rys. 5). Rozważane są tylko te konfiguracje $2p-1h$,



Rys. 5. Konfiguracja ilustrująca drugi człon wzoru (22)

które są silnie sprzężone z kanałem wejściowym. Amplituda tego procesu jest proporcjonalna do amplitudy znalezienia się w kanale wejściowym $|\psi_E \varphi_0\rangle$, $\Gamma_{\lambda n_0}$ i zwiększona jest o współczynnik powielania A_2 wynikający z wielokrotnego zasilania konfiguracji $2p-1h$ przez grupę „statystycznych” konfiguracji.

Obydwa pierwsze człony równania (22) są analizowane przy założeniu, że układy cząstka-dziura są słabo sprzężone do dipolowego rezonansu gigantycznego. Procesy opisane drugim członem oraz drugim diagramem z pierwszego członu równania (22) były przedmiotem dyskusji w modelu stanów doorway [28, 29, 30] czy wspólnych stanów doorway [20].

Człon trzeci (rys. 6) opisuje proces, w którym konfiguracja $2p-1h$ nie pochodzi bezpośrednio z rozpadu kanału wejściowego (nie jest sprzężona z kanałem wejściowym) a stanowi następstwo rozpadu konfiguracji $3p-2h$. Dopiero emisja fotonu prowadzi do stanu jednocząstkowego. Człon ten w swojej amplitudzie zawiera czynnik spektroskopowy proporcjonalny do amplitudy zredukowanej szerokości neutronowej stanu końcowego $\Gamma_{j n_0}^{1/2} \sim S_{jk}$ i wiąże się z amplitudą anihilacji układu cząstka-dziura, z którego zbudowany jest omawiany stan doorway, δ , $\Gamma_{k p \delta D k}^{\frac{1}{2}}$.

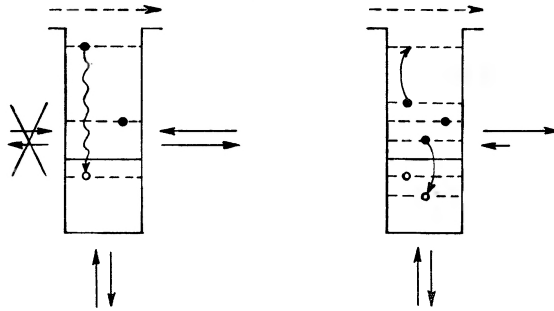
³ Ang. *channel capture*.

⁴ Ang. *radiation on the way out*.

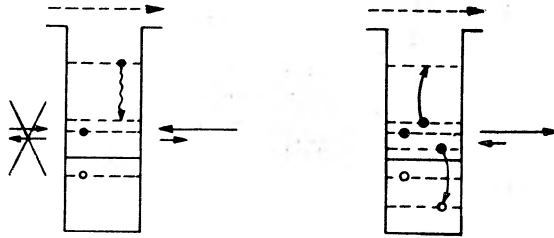
⁵ Ang. *common doorway*.

Człon czwarty (rys. 7), podobnie jak i trzeci, jest rezultatem rozpadu γ konfiguracji $2p-1h$, która może być wytwarzana jedynie przez konfiguracje $3p-2h$. Różnica polega na tym, że przejście γ jest przejściem quasi-cząstki w polu wzbudzonego rdzenia, a więc opisanym amplitudą $\Gamma_{\lambda 0 D_j}^{\frac{1}{2}}$. Konfiguracja końcowa jest typu $2p-1h$.

W członie trzecim jak i czwartym występują konfiguracje $p-h$ sprzężone do dipolowego rezonansu gigantycznego, jak i te które można dobrze opisać w przybliżeniu nieoddziaływających cząstek. Sytuacje przedstawione na rys. 6 i 7 były sugerowane w pracach [31, 32] oraz modelu stanów wyjściowych [33].



Rys. 6. Konfiguracja ilustrująca trzeci człon wzoru (22). Przekreślone strzałki oznaczają wzbudzenie na przejście do kanału wejściowego



Rys. 7. Ilustracja czwartego członu wzoru (22)

Człon piąty opisuje emisję fotonów przez rozpad konfiguracji typu $3p-2h$, $4p-3h$, itd. i w omawianym podejściu jest traktowany statystycznie.

Opisany sposób rozbiecia amplitudy szerokości radiacyjnej pozwala z góry przewidzieć kilka typowych rezultatów:

i) Model statystyczny jest w pełni realizowany, a amplitudy cząstkowych szerokości radiacyjnych mają rozkład normalny. Wówczas współczynniki korelacji zerują się

$$\varrho(\Gamma_{\lambda 0 i}; \Gamma_{\lambda j}) = \varrho(\Gamma_{\lambda j}; \Gamma_{\lambda j}) = \varrho(\Gamma_{\lambda j}; S_{jk}^2) = 0$$

Jedyną prawidłowością jest to, że intensywność przejść do poziomów o tym samym spinie jest jednakowa.

ii) Wiele stanów $2p-1h$ daje swój wkład w przejścia γ , ale tylko nieliczne z nich przekrywają się z kanałem wejściowym. Wówczas współczynniki korelacji zerują się.

iii) Dominuje przejście jednocząstkowe pomiędzy odpowiednimi konfiguracjami opisanymi przez składowe funkcje rezonansów i poziomów końcowych, oraz wiele stanów $2p-1h$ jest sprzężonych ze stanem jednocząstkowym. Wtedy współczynniki korelacji są duże

$$\varrho(\Gamma_{\lambda n 0}; \Gamma_{\lambda j j}) \cong \frac{(A_1 S_{jk} + A_2)^2 \langle \Gamma_{\lambda n 0} \rangle_\lambda}{\langle \Gamma_{\lambda j j} \rangle_\lambda} \cong 1,$$

$$\varrho(\Gamma_{\lambda j j}; \Gamma_{\lambda j' j'}) \cong \frac{(A_1 S_{jk} + A_2)(A_1 S_{j'k} + A_2) \langle \Gamma_{\lambda n 0} \rangle_\lambda}{[\langle \Gamma_{\lambda j j} \rangle_\lambda \langle \Gamma_{\lambda j' j'} \rangle_\lambda]^{1/2}} \cong 1,$$

$$\varrho(\Gamma_{\lambda j j}; S_{jk}^2) \cong 1.$$

iv) Wiele konfiguracji $2p-1h$ jest sprzężonych z kanałem wejściowym, ale tylko niektóre z nich biorą udział w emisji fotonów. Wówczas efekt powielania jest mały $A_1 = A_2 = 0$ oraz:

$$\varrho(\Gamma_{\lambda j j}; S_{jk}^2) \cong \varrho(\Gamma_{\lambda n j}; \Gamma_{\lambda j j}) \cong 0.$$

Jeżeli jednak te same konfiguracje $2p-1h$ zasilają kilka stanów końcowych, wówczas współczynnik korelacji $\varrho(\Gamma_{\lambda j j}; \Gamma_{\lambda j' j'})$ jest duży i opisany przez korelacje członu 3 i 4 w równaniu (22). Jeżeli uwzględnić, że na każdym stanie wzbudzonym może być budowany gigantyczny rezonans dipolowy [36], to fakt ten wpływa na wartość współczynnika korelacji szerokości radiacyjnych obniżając go, gdy w przejściu γ ingeruje wiele różnych stanów dipolowych. Prowadzi to do następujących reakcji

$0 < \varrho \leq 1$ gdy stany doorway nie są sprzężone z gigantycznym rezonansem dipolowym,

$0 < \varrho \leq 1$ oraz $\Gamma_{\lambda j j} \sim E_\gamma^6$, gdy stany doorway są sprzężone z jednym rezonansem gigantycznym,

$0 \leq \varrho < 1$ oraz $\Gamma_{\lambda j j} \sim E_\gamma^8$, gdy ma miejsce sprzężenie różnych stanów doorway do różnych rezonansów gigantycznych.

v) Jedna izolowana konfiguracja $2p-1h$ jest sprzężona z kanałem wejściowym oraz odgrywa dominującą rolę w przejściach γ do grupy stanów końcowych, wówczas jest to przypadek podobny do (iii). Różnica polega na tym, że w omawianej sytuacji występują małe wartości S_{jk}^2 zapełnianych poziomów oraz mały współczynnik korelacji $0 \leq \varrho(\Gamma_{\lambda j j}; S_{jk}^2) < 1$.

Dodatkową wskazówką pozwalającą na określenie omawianych sytuacji są tzw. uśrednione współczynniki korelacji: $R = \langle \varrho(\Gamma_{\lambda n 0}; \Gamma_{\lambda j j}) \rangle_j$ oraz $T = \langle \varrho(\Gamma_{\lambda j j}; \Gamma_{\lambda j' j'}) \rangle_{j j'}$. Wartości T oraz R są bliskie zeru, przy niezerowych korelacjach, wówczas gdy np. w badanym procesie bierze udział wiele stanów doorway.

4. Przykłady danych doświadczalnych służących analizie rodzaju struktur pośrednich

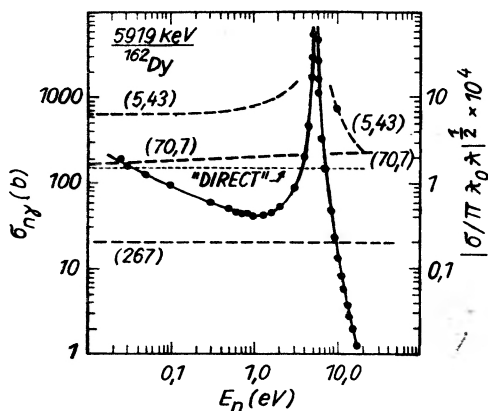
Przedstawione w rozdziale trzecim przyczyny pojawiania się niezerowych korelacji były weryfikowane na drodze doświadczalnej. Omówimy tutaj bardziej reprezentatywne z nich. Przypadki te dotyczą jąder, w których powłoki $3S$, $4S$ oraz $3P$ są zlokalizowane na szczycie studni potencjału i mogą odgrywać istotną rolę w radiacyjnym wychwycie neutronów.

1. Efekty interferencji rezonans-rezonans oraz procesy proste

Amplitudę reakcji (wzór (1)) można podzielić na część szybkozmienną, rezonansową i wolnozmienną pochodzącą z wychwyty potencjałowego oraz wkładu odległych rezonansów. Przekrój czynny radiacyjnego wychwyty do poziomu j możemy zapisać (Chrien [4]) w postaci

$$\sigma_{nyj} \cong \sum_{\lambda} g(I_{\lambda}) \left| S_{\lambda}^0 + \frac{\Gamma_{\lambda n 0}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{\lambda \gamma j}^{\frac{1}{2}}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}} \right|^2. \quad (23)$$

Wykonując pomiary intensywności przyjsia γ do stanu j w funkcji energii neutronów, tak w obszarze rezonansów jak i pomiędzy nimi, otrzymujemy szybkozmiennę natężenie przejść spowodowane efektami interferencyjnymi.

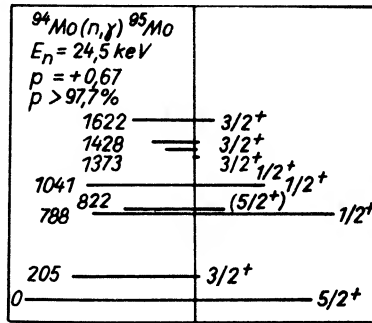


Rys. 8. Krzywa wzbudzenia reakcji $^{161}\text{Dy}(n, \gamma)^{162}\text{Dy}$, $E_{\gamma} = 5,919$ keV. Krzywa ciągła — dopasowanie oparte o wzór (23) linie przerywane — wkłady pochodzące od poszczególnych rezonansów (ich energie podano przy krzywych)

Grupa z laboratorium w Brookhaven [4] określa tą metodą wkład pochodzący od członu S_{λ}^0 określając jego udział w całkowitym przekroju czynnym poszczególnych linii na dziesiątki milibarnów. Przykład taki przedstawia rys. 8.

2. Pomiar uśrednionych przekrojów czynnych

Omawiany w rozdziale 3, wariant (i), sugeruje, że przy uśrednieniu przekrojów czynnych po wielu rezonansach [37] nie należy oczekiwać silnych efektów korelacyjnych. Można jednak oczekiwać, że dla jąder w obszarze gigantycznego rezonansu 3P, np. izotopy molibdenu, wystąpią odstępstwa od rozkładu statystycznego intensywności przejść. Rys. 9 przedstawia porównanie inten-



Rys. 9. Porównanie zredukowanych intensywności przejść i czynników spektroskopowych (poziome linie). Korelacje tych wielkości oceniono na 0,67

sywności zredukowanych intensywności przejść $I_\gamma E_\gamma^{-n}$ ($3 \leq n \leq 5$) oraz czynników spektroskopowych zasilanych poziomów. Pomiary wykonano na reaktorze impulsowym, wiązka neutronów była przepuszczona przez filtr Fe, co pozwoliło otrzymać neutrony o energii $E_n = 24,2 \text{ keV}$, $\Delta E_n = 2 \text{ keV}$.

Zwracają uwagę różnice w intensywności obsadzeń poziomów o tym samym spinie oraz poważna korelacja porównywanych wielkości S_{kf}^2 i Γ_{kf} . Rimawi i Chrien [4] wiążą źródło tych niestatystycznych efektów z istnieniem silnej składowej walencyjnej związanej z przejściem: $|\psi_{p1/2}\varphi_0\rangle \rightarrow |\psi_{s1/2}\varphi_0\rangle$ oraz $|\psi_{p3/2}\varphi_0\rangle \rightarrow |\psi_{s1/2}\varphi_0\rangle$.

3. Korelacje cząstkowych szerokości radiacyjnego wychwytu neutronów termicznych i czynników spektroskopowych niskowzbudzonych poziomów

Radiacyjny wychwyt neutronów przez jądra posiadające „magiczną” liczbę neutronów powinien eksponować rolę przejść walencyjnych bądź procesy potencjałowego wychwytu czy rolę poziomów odległych. Można przyjąć, że dla tych jąder funkcje falowe niskowzbudzonych poziomów nie zawierają domieszek pochodzących od wzbudzonego rdzenia. W tej sytuacji analiza procesu (n, γ) w obszarze neutronów termicznych bądź pomiędzy rezonansami powinna ujawniać przede wszystkim procesy proste. Analiza obszaru pomiędzy rezonansami omówiona w rozdziale 3, § 1 pokazuje możliwość wyznaczania sumarycznej amplitudy procesów prostych. W obszarze energii termicznych wkłady poszcze-

gólnych procesów można stosunkowo łatwo rozdzielić wykorzystując różne zależności intensywności od energii emitowanych fotonów γ .

Wychwył potencjałowy [26]

$$\sigma_{n\gamma}(\text{pot.}) \cong \text{const}(Z, A) \frac{1}{E_n} S_{jk}^2 E_\gamma. \quad (30)$$

Wychwył „przez odległe rezonanse” [20]

$$\sigma_{n\gamma}(\text{odl. rez.}) \cong \varrho(\Gamma_{\lambda n 0}; \Gamma_{\lambda\gamma j}) \frac{\pi}{2} \sigma_n(\text{abs.}) \frac{\langle \Gamma_{\lambda\gamma j} \rangle_j}{\underbrace{D}_{\sim E_\gamma^3}} \quad (31)$$

$\sigma_n(\text{abs.})$ — przekrój czynny na absorpcję neutronu.

Wychwył walencyjny [25] lub kanałowy [26]

$$\sigma_{n\gamma}(\text{wal.}) \cong \text{const}(Z, A, I) E_n^{-1/2} S_{jk}^2 \Gamma_{\lambda n} E_\gamma^3. \quad (32)$$

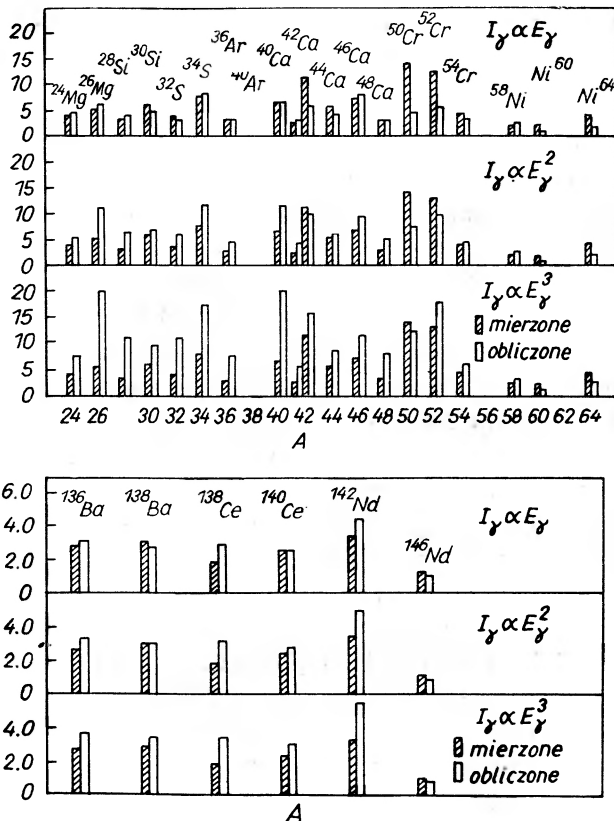
Wychwył „statystyczny” przedstawiony jako wzbudzenie wielu rezonansów gigantycznych E1 [38] można zapisać [25]

$$\sigma_{n\gamma}(\text{stat.}) \cong \text{const} \sigma_n(\text{abs.}) \frac{E_\gamma \sigma_\gamma(\text{abs.})}{\sim E_\gamma^5 f(E_R \Gamma_R)} \quad (33)$$

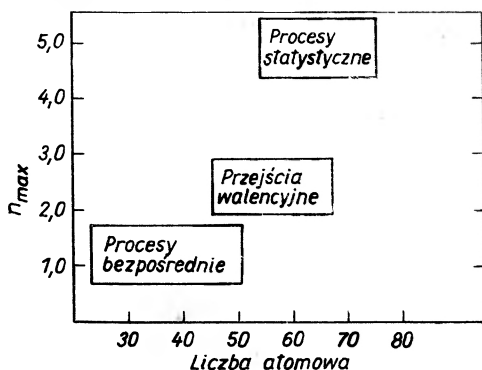
Przybliżenie $\sim E_\gamma^5$ we wzorze (33) jest słuszne daleko od maksimum rezonansu gigantycznego E_R . $f(E_R \Gamma_R)$ zależne od parametrów rezonansu gigantycznego zawiera informacje o funkcji falowej stanu końcowego.

Przytoczone zależności ((30)–(33)) pokazują, że jedynie wychwył potencjałowy i walencyjny są proporcjonalne w sposób jawny do czynników spektroskopowych poziomów końcowych, posiadając jednocześnie różne zależności od energii fotonów γ , E_γ . Dlatego też porównywanie czynników spektroskopowych ze zredukowanymi parcjalnymi przekrojami czynnymi wychwyłu radiacyjnego (redukcja $\sim E_\gamma^{-n}$, czynnik redukcyjny $n = 1, 3, 5$) powinno pozwolić na określenie rodzaju zachodzącego procesu. Rysunek 10 pokazuje porównanie stosunków czynników spektroskopowych dwu niskoleżących poziomów z silną neutronową składową jednocząstkową w stanach $p\frac{1}{2}$ lub $p\frac{3}{2}$ i stosunku radiacyjnych zredukowanych przekrojów czynnych na zasilanie tych poziomów (Mughabghab [4]). Pokazany przykład wskazuje na dobrą zgodność z założeniami modelu wychwyłu potencjałowego.

Wtedy gdy dostępne są informacje o wartościach S_{jk}^2 oraz $\Gamma_{\lambda\gamma j}$ dla wielu niskoleżących poziomów, wówczas można wyznaczyć $\varrho(\Gamma_{\lambda\gamma j}; S_{jk}^2)$ jako funkcję czynnika redukcyjnego. Na drodze tej uzyskano informację o mechanizmie emisji wysoko energetycznych przejść w reakcji (n, γ) dla lekkich jąder. Wyniki zbiorcze zawiera rys. 11. Pokazuje on zakresy zmienności czynnika redukcyjnego n w zależności od liczb masowych. Szerokość zakreślonych obszarów pokazuje rozrzut uzyskiwanych wartości. Z rysunku 11 widać, że dla $27 \leq A \leq 46$ spotykamy wychwył potencjałowy, dla $48 \leq A \leq 54$ wychwył walencyjny.



Rys. 10. Porównanie obliczonych i zmierzonych stosunków ilorazów czynników spektroskopowych i zredukowanych przekrojów czynnych (n_{th}, γ) dla dwu nisko leżących poziomów w jądrach dla których poziomy te mają silną komponentę jednocząstkową



Rys. 11. Zakresy wartości czynnika redukcyjnego dla jąder $A < 80$. n_{max} oznacza taką wartość czynnika redukcyjnego, dla której $q \left(\frac{\sigma_{nyj}}{E_\gamma^n}; S_{jk}^2 \right)$ osiąga wartość maksymalną

4. Efekty korelacyjne obserwowane przy rezonansowym wychwycie neutronów

Przy opisie radiacyjnego wychwytu neutronów w rezonansie nie można odrzucić składowych funkcji falowej uwzględniających wzbudzenie rdzenia. Dlatego też jednocześnie stwierdzenie dużych współczynników korelacji $\rho(\Gamma_{\lambda n 0}; \Gamma_{\lambda \gamma j})$, $\rho(\Gamma_{\lambda \gamma j}; S_{kj}^2)$ oraz zależności $\sigma_{\lambda \gamma j} \sim E_{\gamma}^3$ (jak sugeruje wzór (32)) nie stanowi dostatecznego uzasadnienia przyjęcia mechanizmu wychwytu walencyjnego (patrz rozdz. 3). Znane z literatury opracowania nie mają na ogół pełnego zestawu danych, a te, którymi dysponujemy, wskazują, że nawet dla jąder, w których stany jednocząstkowe są zlokalizowane tuż ponad energią separacji neutronu, emisja fotonów γ ze stanów „doorway” odgrywa istotną rolę.

Mierzone współczynniki korelacji bardzo często osiągają wartości wyższe niż 0,8. Często dodatkowym kryterium weryfikacyjnym modelu jest jakość odtwarzania wartości bezwzględnych cząstkowych przekrojów czynnych lub stopień skorelowania z reakcją odwrotną, tj. procesem (γ, n) .

Obecnie dysponujemy dużym choć nieuporządkowanym materiałem doświadczalnym zawierającym liczne przykłady przejść związanych z poszczególnymi rodzajami omawianych modeli [4], a więc:

- wychwyt potencjałowy (np. ^{138}Ba), (Mughabghab [4]),
- wychwyt „przez odległe rezonanse” (np. ^{162}Dy , ^{164}Dy) (Cole, Chrien [4]),
- wychwyt walencyjny (np. ^{24}Mg , ^{98}Mo) [39],
- wychwyt przez „stany doorway” (np. ^{28}Si , ^{93}Nb , ^{124}Nd) (Mughabghab [4]),
- oraz typowy mechanizm statystyczny (np. ^{127}J , ^{197}Au) (Jain [4]).

5. Korelacje zintegrowanych widm i szerokości neutronowych

Jak wspomniano w rozdziale 3 (iii) w sytuacji, gdy dominuje jedno przejście jednocząstkowe pomiędzy odpowiednimi składowymi funkcji falowej rezonansów i stanów końcowych oraz wiele stanów $2p-1h$ jest sprzężonych ze stanem jednocząstkowym, należy oczekiwać dużych współczynników $\rho(\sum_j \Gamma_{\lambda \gamma j}; \Gamma_{\lambda n 0})$.

$\sum_j \Gamma_{\lambda \gamma j}$ wyznacza się w pomiarach licznikami scyntylacyjnymi mierząc stosunek intensywności $I_{\gamma}(E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}) I_{\gamma}^{-1}(E_{\gamma} < 1,5 \text{ MeV})$. Pomiar taki jest stosunkowo prosty. Otrzymano wartość współczynników korelacji $\rho = 0,96$ dla rezonansów 1^+ w ^{159}Tb (Jain [4]), $\rho = 0$ dla ^{58}Co (Spencer [4]) oraz $\rho = 0,4$ dla izotopów Ti, Cr, Fe, Ni [41].

5. Podsumowanie

Stan badań radiacyjnego wychwytu neutronów jest odbiciem obecnych tendencji w badaniach i rozumieniu reakcji jądrowych. Materiał uzyskiwany w reakcjach (n, γ) odegrał rolę inspirującą w badaniu niestatystycznych efektów w reakcjach jądrowych i skierował je na drogę badania struktur pośrednich.

Obecnie mówiąc o teorii statystycznej jądra złożonego rozumie się sytuację, w której funkcja falowa wysokowzbudzonego poziomu posiada wiele składowych [15, 40], [33], (Soloviev [4], Mahaux [4]). Wybór typu analizowanych składowych następuje w zależności od zdolności rozdzielczych wiązek cząstek użytych w eksperymencie oraz w zależności od wyboru kanału wyjściowego reakcji czy stanów końcowych jądra [24], Papinou [1]. Podejście statystyczne sprowadza się do założenia, że składowe funkcje falowej jądra złożonego są nieskorelowane, a prawdopodobieństwo rozpadu układu jest proporcjonalne do szerokości na rozpad każdej z nich. Takie podejście pozwala na zrozumienie obserwowanych współczynników korelacji pomiędzy różnymi kanałami reakcji (rozdz. 3) oraz wyjaśnia pojawianie się struktur w krzywych wzbudzenia. Najbardziej ogólne podejście do opisu szerokości radiacyjnej oraz współczynników korelacji jest prezentowane w pracy Beera [40]. Poszczególne modele, rozważając ekstremalne sytuacje [26, 20, 33, 15] opierają się na różnych formalizmach matematycznych. Ta różnorodność stosowanych formalizmów matematycznych wprowadza pozorną dezorientację. Jednak fakt, że np. rezultaty modelu walencyjnego potwierdziły się aż w czterech różnych podejściach świadczy o jego solidnych fizycznych podstawach (formalizm operatorów rzutowych [27], formalizm macierzy S [25, 42], wzbudzenia quasi-cząstka-fonon, Soloviev [4], model powłokowy, Mahoux [4]).

Rozbicie amplitudy szerokości radiacyjnej, wzór (22), powoduje, że rozpad konfiguracji typu $3p-2h$ oraz bardziej złożonych traktowany jest w oparciu o model statystyczny. Takie podejście wynika z rodzaju materiału doświadczalnego, którego interpretacji ma ono służyć. W miarę doskonalenia technik pomiarowych oraz badania innych typów reakcji należy oczekiwać ujawniania się wpływu składowych bardziej złożonych, np. w reakcji typu $(n, \gamma\alpha)$ (Popov [2]) czy w reakcjach z ciężkimi jonami [3].

Powróćmy teraz do tradycyjnego podziału na typy mechanizmów reakcji. Rysunek 3 sugeruje, że główną drogą rozwoju zderzeń wewnątrzjądrowych jest ewolucja w kierunku coraz bardziej złożonych konfiguracji i ewentualnie później oscylacje pomiędzy konfiguracjami prostymi i złożonymi. Taką drogę opisu zjawiska zdają się potwierdzać z jednej strony długie czasy życia rezonansów neutronowych, z drugiej fakt, że poważna część przekroju czynnego reakcji wykazuje związki z prostymi konfiguracjami. Wyjaśnienie tego faktu jest związane z tym, że wprawdzie konfiguracji złożonych jest dużo, ale ich szerokość radiacyjna jest mała, a szczególnie małe są parcjalne szerokości na przejścia do stanów niskoleżących. W ogólnym bilansie prawdopodobieństwo emisji fotonów do poziomów o prostych składowych funkcji falowej (tj. poziomów niskoleżących) odgrywa istotną rolę (Brozsko[4]).

W przypadkach szczególnych, jak na przykład dla jąder magicznych, oczekuje się (Mahaux [4]), że prawdopodobieństwo przejścia ze stanu z nukleonem walencyjnym czy stanu doorway do stanu o bardziej złożonej konfiguracji jest mniejsze niż prawdopodobieństwo emisji cząstek czy fotonów γ , wówczas kaskada zderzeń wewnątrzjądrowych urywa się na początku, co odpowiada

tradycyjnym reakcjom bezpośrednim lub prawie bezpośrednim.⁶ Obydwa mechanizmy są źródłem tego samego rodzaju korelacji i fluktuacji w krzywych wzbudzenia jeżeli tylko w obydwu tych mechanizmach jest tworzona ta sama struktura pośrednia. Różnica polegająca na ocenie przekrojów czynnych w obu podejściach, na obecnym etapie teorii (raczej jakościowym) nie może stanowić kryterium mechanizmu.

Wydaje się, że omawiana dziedzina badań już teraz stanowi skuteczne narzędzie badań funkcji falowych wysoko wzbudzonych stanów jądra. Dodatkową atrakcyjnością tych badań jest to, że uzyskiwany materiał doświadczalny stanowi ważną informację technologiczną dla inżynierii reaktorowej.

Literatura

- [1] *Lecture Notes in Physics* 22 (1973), Springer Verlag, Berlin — Heidelberg — New York; *Proceedings of the Eurphysics Study Conference on Intermediate Processes in Nuclear Reactions*, Plidvice Lakes, 1972.
- [2] *Proceedings of the Conference on Nuclear Structure Study with Neutrons*, Budapest 1972.
- [3] *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics*, München 1973.
- [4] *Second Int. Symposium on Neutron Capture Gamma Ray Spect. and Related Topics*, Petten 1974.
- [5] N. Bohr, *Nature* 137, 344 (1935).
- [6] H. Feshbach, *Nucl. Spectr. Pt. B*, ed. F. Ajzenberg-Selove, Academic Press, New York 1960.
- [7] B. B. Kinsey, *Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam 1955.
- [8] L. Groshev, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 100, 651 (1955).
- [9] B. B. Kinsey, G. A. Bartholomev, *Phys. Rev.* 93, 1260 (1954).
- [10] D. M. Wilkinson, A. M. Lane, *Phys. Rev.* 97, 1199 (1955).
- [11] A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.* 37, 322 (1959).
- [12] K. K. Seth, *Phys. Lett.* 16, 157 (1965).
- [13] A. D. Carlson, H. H. Barshall, Abstract 101 w *Proc. Intern. Conf. Study Nucl. Structure with Neutrons*, North-Holland, Antwerpia 1966.
- [14] G. E. Brown, *Rev. Mod. Phys.* 31, 893 (1959).
- [15] V. G. Soloviev, *Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei*, Vol. 3, Part 4, 1970.
- [16] A. M. Lane, R. G. Thomas, E. P. Wigner, *Phys. Rev.* 98, 693 (1955).
- [17] H. H. Barshall, *Phys. Rev.* 86, 431 (1952); N. Narson, S. Darden, *Phys. Rev.* 94, 1678 (1954).
- [18] Y. Baudient-Robinet, C. Mahaux. Praca nr 5, 199, tom 1 ref. [3].
- [19] M. Beer, *Phys. Rev.* 181, 422 (1969).
- [20] A. M. Lane, *Ann. Phys.* 63, 171 (1971).
- [21] M. Blann, *4th Summer School on Nucl. Phys.*, 1971, Rudziska (Poland), Wyd. UW, str. 3.
- [22] H. Feshbach, *Rev. Mod. Phys.* 46, 1 (1974).
- [23] H. A. Weidenmüller, *Vth Summer School on Nucl. Phys.*, 1973, Mikolajki (Poland); *Nukleonika* 19, 401 (1974).
- [24] J. S. Brzosko, Raport UW-IFD 5/72 przedstawiany na konferencji, poz. 1.
- [25] J. E. Lynn, *The Theory of Neutron Resonance Reactions*, Clarendon Press, Oxford 1968, p. 326.

⁶ Ang. *semi-direct*.

- [26] A. M. Lane, J. E. Lynn, *Nucl. Phys.* **17**, 563, 568 (1960).
- [27] L. Estrada, H. Feshbach, *Ann. Phys.* **23**, 47 (1963).
- [28] B. Block, H. Feshbach, *Ann. Phys.* **23**, 47 (1963).
- [29] A. P. Jain, *Nucl. Phys.* **50**, 157 (1964).
- [30] V. I. Popov, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **32**, 2050 (1968). *Lebedev Fiz. Tekh. Inst. Report 44* (1969).
- [31] E. D. Earle, M. A. Lane, G. A. Bartholomew, *Proc. Intern. Conf. on Statistical. Prop. of Nuclei*, Albany 1971, Plenum Press, (Ed. J. B. Garg) N. Y. 1972, poz. 263; G. A. Bartholomew, *Proc. of the Int. Symp. on Neutron Capture γ -ray Spectroscopy*, Studsvik 1969, str. 553, Wiedeń, IAEA 1969.
- [32] K. Rimawi, R. E. Chrien, J. B. Garg, M. R. Bhat, D. T. Garber, D. A. Wasson, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1041 (1969).
- [33] J. S. Brzosko, J. Piotrowski, A. Sołtan, Z. Szefliński, *Nucl. Phys.* **189**, 545 (1972).
- [34] H. Feshbach, C. E. Porter, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **96**, 448 (1954).
- [35] G. R. Satchler, *Ann. Phys.* **3**, 275 (1958).
- [36] N. Rosenzweig, *Nucl. Phys.* **A118**, 650 (1968).
- [37] L. M. Bollinger, G. E. Thomas, *Phys. Rev.* **62**, 1951 (1970).
- [38] D. M. Brink, *Nucl. Phys.* **4**, 215 (1957).
- [39] F. S. Mughabghab, *Int. Conf. on Photonuclear Reactions* **1**, 301 (1973), Ed. B. L. Berman; F. S. Mughabghab, R. E. Chrien, O. A. Wasson, G. W. Cole, M. R. Bhat, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1118 (1971).
- [40] M. Beer, *Ann. Phys.* **65**, 18 (1971).
- [41] R. G. Stieglitz, R. W. Hockenberry, R. C. Block, *Nucl. Phys.* **A163**, 592 (1971).
- [42] A. M. Lane, S. F. Mughabghab, *Phys. Rev.*, w druku.

Grzegorz Białkowski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Nowe cząstki

New Particles

Abstract: Available experimental data on J/ψ particles are summarized. Different possibilities of classification of those particles are presented in a popular way with a short discussion showing their main merits and difficulties.

W listopadzie 1974 r. świat naukowy został poruszony doniesieniem o wykryciu nowej cząstki elementarnej. O skali tego poruszenia może świadczyć fakt, że informacja o odkryciu trafiła nawet na łamy prasy codziennej. W zasadzie nowych cząstek rocznie odkrywa się kilka, jeśli nie kilkanaście, i, jak się oblicza, w r. 15000 na każdego fizyka będzie już przypadać jedna cząstka elementarna [1]. Sensacyjność owego doniesienia nie polega więc na tym, że jest to po prostu jeszcze jedna cząstka, lecz na jej rzeczywistej odmienności od cząstek dotychczas odkrywanych. Celem tego artykułu jest właśnie przedstawienie tych niezwykłych cech nowej, a teraz wiadomo już, że nowych cząstek oraz podanie przeglądu możliwości interpretacji tego odkrycia.

1. Dane doświadczalne

Odkrycia pierwszej nowej cząstki dokonano w dwu różnych ośrodkach dwiema niezależnymi metodami, praktycznie równocześnie. Grupa ze Stanford [2] badała techniką zderzających się wiązek proces zderzenia e^+e^- . Stwierdzono, że w okolicy energii (w układzie środka masy) 3,1 GeV istnieje bardzo

wąskie maksimum, o szerokości zgodnej ze zdolnością rozdzielczą aparatury, ujawniające się zarówno w kanale

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- \quad (1a)$$

jak i w kanałach

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (1b)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{hadrony} . \quad (1c)$$

Grupa ze Stanford nadała nowo odkrytej cząstce nazwę ψ .

Grupa z Brookhaven [3] badała proces

$$p + \text{Be} \rightarrow e^+ + e^- + \text{cokolwiek} . \quad (2)$$

W rozkładzie masy efektywnej układu e^+e^- zaobserwowano i tu wąskie maksimum, o szerokości zgodnej ze zdolnością rozdzielczą aparatury i o mniej więcej tej samej masie co i w Stanford. Nowej cząstce nadano tu nazwę J .

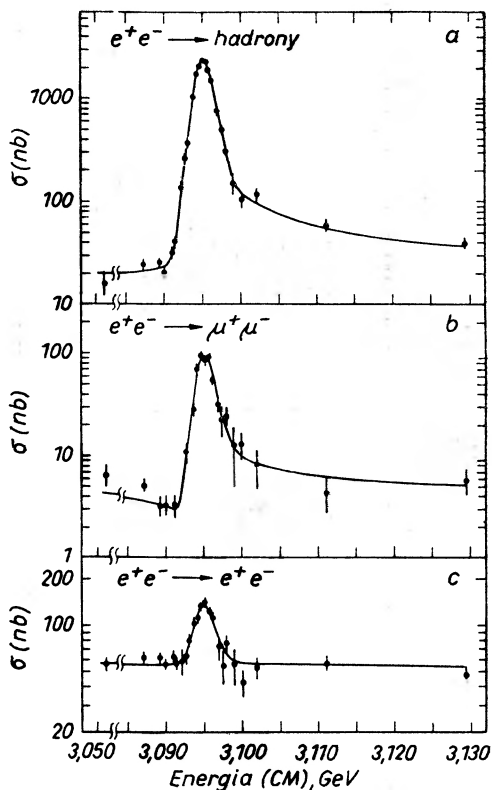
Po dwu tygodniach grupa ze Stanford [4] doniosła o wykryciu następnej cząstki tego typu, znalezionej w podobny sposób, o masie około $3,7 \text{ GeV}/c^2$. W dalszym ciągu grupa ta wniosła bardzo duży wkład do badań własności nowych cząstek i wyznaczania ich liczb kwantowych. Wydaje się więc słuszne używać zaproponowanej przez tę grupę nomenklatury. Toteż w artykule tym pierwszą z dwu odkrytych cząstek będą nazywać ψ_1 , a drugą — ψ_2 .

Doniesienia [2, 3 i 4] zostały wkrótce potwierdzone przez inne ośrodki (we Frascati [5] i w Hamburgu [6]).

W ciągu zimy i wiosny 1975 r. trwały intensywne prace nad wyznaczeniem rzeczywistej szerokości połówkowej, znalezieniem różnych kanałów rozpadu i ustaleniem liczb kwantowych obu cząstek ψ . Podstawą interpretacji były dane, które w wypadku cząstki ψ_1 przedstawia rys. 1a–g. Rysunki 1a, b, c przedstawiają kolejno całkowity przekrój czynny dla procesów (1c), (1b) i (1a) w obszarze energii w układzie środka masy około $3,1 \text{ GeV}$. Widać z tych rysunków, że przekroje czynne dla procesów (1a) i (1b) są porównywalne, natomiast produkcja hadronów jest znacznie obfitsza. Widać też od strony wysokich energii ramię w zależności energetycznej przekroju czynnego, związane z istnieniem konkurujących procesów typu (1a)–(1c) z dodatkową emisją kilku niskoenergetycznych kwantów γ , które umykają pomiarowi i podnoszą pozorną energię układu leptonów lub hadronów.

Analiza danych wymagała eliminacji tych efektów promienistych oraz uwzględnienia tego, że w rzeczywistości szerokość rozkładu masy rezonansu może być węższa niż zdolność rozdzielcza aparatury. Nie mogąc z braku miejsca opisywać bardziej szczegółowo użytej metody (por. [7]) podaję tylko uzyskane wyniki (tab. 1).

Zrozumiałe zainteresowanie budziło wyznaczenie spinu J i parzystości P cząstki ψ_1 . Bezpośrednią metodą byłoby zbadanie rozkładu kąтового w rozpadach dwuciałowych tej cząstki. Z tych rozpadów najlepiej do naszego celu

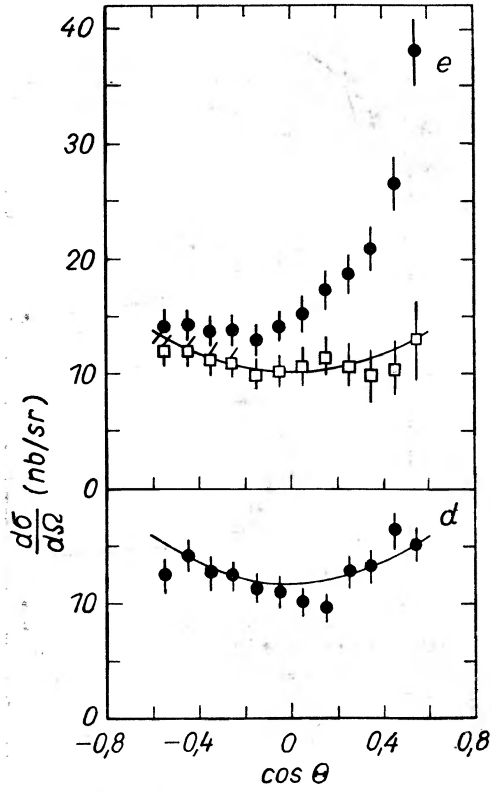


Rys. 1 a—c

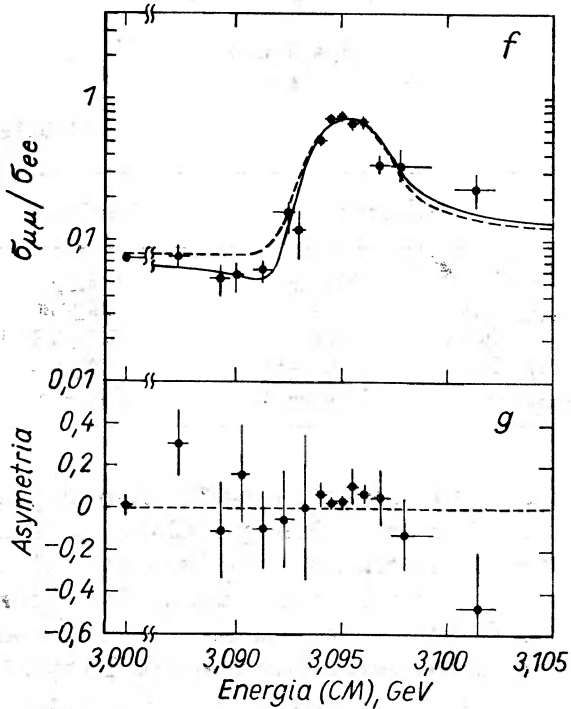
Tabela 1

	Cząstka ψ_1	Cząstka ψ_2
Masa (MeV)	3095 ± 4	3684 ± 5
$\Gamma_{\text{całk}}$ (keV)	69 ± 15	228 ± 56
$\Gamma_{e^+e^-}$ (keV)	$4,8 \pm 0,6$	$2,1 \pm 0,3$
$\Gamma_{\mu^+\mu^-}$ (keV)	$4,8 \pm 0,6$	$1,8 \pm 0,4$
Γ_{hadr} (keV)	59 ± 14	224 ± 56

nadaje się kanał $\mu^+\mu^-$, gdyż rozpady na dwa hadrony mają za małe przekroje czynne, natomiast rozpad na dwa elektrony konkuruje z tym pochodzącym od mechanizmu przedstawionego na rys. 2, który oczywiście nie jest możliwy w wypadku procesu (1b). Rys. 1d przedstawia właśnie rozkład kątowy dla procesu (1b); jak widać, dane doświadczalne są zgodne z krzywą podaną na tym rysunku, a odpowiadającą rozkładowi $1 + \cos^2\theta$. Na rys. 1e mamy podobne rozkłady dla procesu (1a); czarne punkty to surowe dane doświadczalne. Po

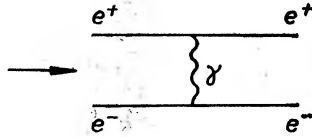


Rys. 1 d—e



Rys. 1 f—g

odjęciu znanego (z elektrodynamiki kwantowej) wkładu mechanizmu z rys. 2 dostajemy dane przedstawione w postaci kwadracików pustych, które, jak widać, także są zgodne z rozkładem $1 + \cos^2\theta$. Wyniki te przemawiają na korzyść przyporządkowania $J(\psi_1) = 1$, lecz nie można ich uznać za kryterium całkowicie pewne, gdyż obszar kątowej akceptacji przyrządów nie obejmował wszystkich kątów, będąc ograniczony warunkiem $|\cos\theta| \leq 0,6$. Dlatego też potrzebne



Rys. 2

są niezależne dodatkowe testy. Jednym z nich jest badanie interferencji między amplitudą przejścia $e^+ + e^- \rightarrow \psi_1 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ i amplitudą tła daną przez prawa elektrodynamiki kwantowej, $e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Wyniki zostały unormowane przez odniesienie do $\sigma_{\text{całk}}(e^+e^-)$. Krzywa przerywana na rys. 1f została obliczona przy założeniu braku interferencji; jak widać nie jest ona zgodna z danymi. Natomiast krzywa ciągła odpowiada $J^P(\psi_1) = 1^-$, i dobrze opisuje dane doświadczalne. Dodatkowym testem było porównanie stosunku procesów (1a) i (1b) produkujących cząstki do półkuli przedniej i tylnej. W wypadku zaobserwowania jakiegokolwiek asymetrii świadczyłoby to o obecności w rozkładach kątowych pewnych pseudoskalarów, które mogłyby się pojawić, gdyby cząstka ψ_1 rozpadała się z niezachowaniem parzystości. Jednakże brak jest wskazań doświadczalnych przemawiających za jakąkolwiek asymetrią (w obszarze rezonansu wynosi ona $0,02 \pm 0,03$) (rys. 1g). W sumie wszystkie te dane przemawiają za tym, że cząstka ψ_1 ma takie same liczby kwantowe jak foton, a więc $J^{PC} = 1^{--}$.

W bardzo podobny sposób wyznaczono także masę, szerokość połówkową i liczby kwantowe dla ψ_2 [8]. Przekonano się, że jest to także cząstka o bardzo małej szerokości połówkowej i liczbach kwantowych fotonu.

Równoległe z procesem wyznaczania liczb kwantowych cząstek ψ trwały intensywne prace nad identyfikacją poszczególnych hadronowych kanałów rozpadu tych cząstek. Zebrane dane (zaczepnięte z [9, 10]) przedstawia tab. 2. Jakie wnioski można z nich wyciągnąć?

Przypatrzmy się najpierw cząstce ψ_1 . Zakładając, że w jej rozpadach zachowują się liczby kwantowe właściwe hadronom, przekonujemy się od razu, że izospin ψ_1 musi być równy zeru, co wynika z istnienia rozpadu $\psi_1 \rightarrow A + \bar{A}$. Zatem, skoro $C(\psi_1) = -1$, przeto także izoparzystość $G = C(-1)^I = -1$. Jest to jakościowo zgodne z faktem, że rozpady na parzystą liczbę mezonów π , a więc układy o $G = +1$, są znacznie rzadsze niż rozpady na nieparzystą liczbę mezonów π (gdy $G = -1$).

Podobnie możemy się przekonać, że jeśli $I(\psi_1) = 0$, to także $I(\psi_2) = 0$, co wynika z faktu istnienia procesu $\psi_2 \rightarrow \psi_1 + \eta$ oraz tego, że $I(\eta) = 0$. Wobec tego $G(\psi_2) = -1$, podobnie jak dla ψ_1 .

Cząstka ψ_1 (wszystkie wielkości w keV)

Kanał		Kanał	
$\eta\gamma$	$> 0,1, < 2$	$\bar{K}^0\bar{K}^{0*} + \bar{K}^0K^{0*}$	$0,17 \pm 0,035$
$4\pi \pm$	$0,28 \pm 0,07$	$K^+K^{-*} + \bar{K}^-K^{+*}$	$0,22 \pm 0,05$
$6\pi \pm$	$0,28 \pm 0,14$	$p\bar{p}$	$0,17 \pm 0,05$
$\rho\pi$	$0,91 \pm 0,21$	$\Lambda\bar{\Lambda}$	$0,11 \pm 0,06$
$4\pi \pm \pi^0$	$2,8 \pm 0,7$	$p\bar{p}, p\bar{n}, n\bar{p}$	$0,25 \pm 0,12$
$6\pi \pm \pi^0$	$2,0 \pm 0,58$	K^+K^-	$< 0,040$
$8\pi \pm \pi^0$	$0,63 \pm 0,21$	$K_S^0 K_L^0$	$< 0,012$
$\pi^+\pi^-$	$< 0,022$	$\pi^0\gamma$	$< 0,3$

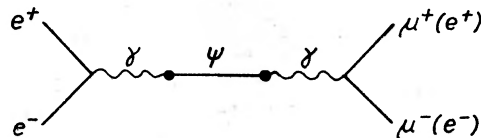
Cząstka ψ_2

$\psi_1 + \text{cokolwiek}$	128 ± 37	$\pi^+\pi^-$	$< 0,043$
w tym $\psi_1\pi^+\pi^-$	72 ± 20	K^+K^-	$< 0,051$
$\psi_1\eta$	9 ± 5	$\eta'\gamma$	< 1
$\psi_1\pi^0\pi^0$	46 ± 17		

W sumie widać stąd, że możemy w sposób konsystentny przyporządkować cząstkom ψ tak charakterystyczne dla hadronów liczby kwantowe jak izospin, a także dziwność, która w obu wypadkach jak widać z tab. 2, powinna być równa zeru.

Powstaje pytanie, czy cząstki ψ można uważać za hadrony. Na pierwszy rzut oka mamy tu sprzeczne przesłanki. Z jednej strony cząstki ψ mają bardzo małą szerokość połówkową; od mezonu o tej samej co ψ_1 masie oczekiwaliśmy szerokości połówkowej rzędu co najmniej 200–300 MeV. Z drugiej strony liczby kwantowe tych cząstek są takie, jakie są też typowe dla hadronów. Należy więc szukać dalszych przesłanek i wyjaśnienia tej nieoczekiwanej zagadki.

Czy więc w ogóle cząstki ψ wykazują bezpośrednie sprzężenie z hadronami? Aby na to pytanie odpowiedzieć, założmy, że leptoni nie mają bezpośredniego sprzężenia z cząstką ψ i wobec tego procesy (1a) i (1b) zachodzą za pośrednictwem fotonu, jak pokazuje rys. 3. Jak widać z tego rysunku, zakłada się tu



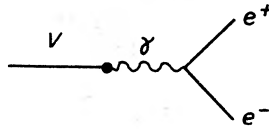
Rys. 3

istnienie procesu przemiany cząstki ψ w foton. Tego rodzaju mechanizm był już wielokrotnie przedmiotem rozważań dla takich cząstek jak ρ^0 , ω i ϕ . Przemianie $V-\gamma$ odpowiada pewna stała sprzężenia, którą oznaczymy $f_{V\gamma}$. Nie wnikając

w szczególności przypomnę tylko, że proces przedstawiony na rys. 4 (gdzie V oznacza dowolną cząstkę o $J^P = 1^-$ (cząstkę wektorową)), zachodzi z szerokością połówkową daną wzorem

$$\Gamma_{ee}^{(V)} = \frac{1}{3} 4\pi a^2 \frac{m_V}{f_V^2}, \quad (2)$$

gdzie a jest stałą struktury subtelnej, a m_V jest masą rozważanego mezonu wektorowego. Wyniki obliczenia stałej $f_{V\gamma}$ dla różnych mezonów wektorowych, włączając tu cząstki ψ , są przedstawione w tab. 3. Jak widać, wszystkie te liczby są do siebie dość podobne i nowe cząstki nie różnią się niczym od znanych od dłuższego czasu mezonów.



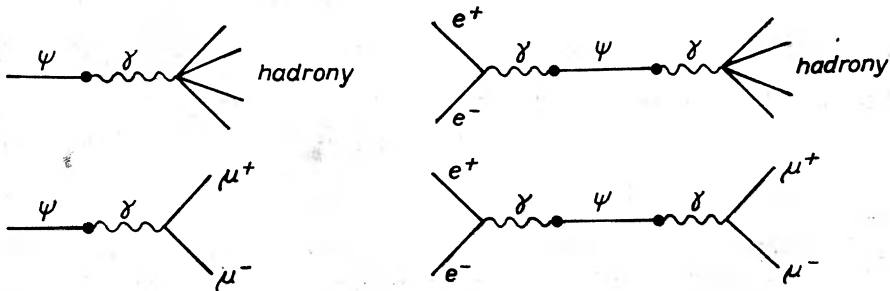
Rys. 4

Tabela 3

Mezon V	$f^2/4\pi$
ρ	2,5
ω	19
ϕ	11
ψ_1	11
ψ_1	30

Powstaje pytanie, czy mechanizm przedstawiony na rys. 3 dla leptonów wystarcza, aby wyjaśnić liczbową wartość szerokości połówkowej rozpadu cząstek ψ na hadrony. Chcąc na to pytanie udzielić odpowiedzi, porównajmy parami cztery procesy, przedstawione na rys. 5. W tych samych warunkach kinematycznych mamy

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow \gamma \rightarrow \text{hadrony})}{\Gamma(\psi \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \equiv R. \quad (3)$$



Rys. 5

Wartość stosunku R jest przedmiotem pomiaru. W pobliżu energii 3,1 GeV R jest rzędu 2,5. Ponieważ tło, na którym widać efekty pochodzące od cząstki ψ_1 , jest wolnozmiennie z energią, przeto R , które mierzymy poza rezonansem (ale tuż obok niego), można utożsamiać ze stosunkiem szerokości połówkowych, jak sugeruje wzór (3). Wstawiając wziętą z tabeli wartość szerokości połówkowej rozpadu ψ_1 na parę mionów i wartość R dostajemy w wyniku, że oddziaływanie z przejściem przez stan pośredni fotonu może zdać sprawę jedynie z około 12 keV szerokości połówkowej rozpadu ψ_1 na hadrony. Cała reszta musi więc pochodzić z bezpośredniego sprzężenia ψ_1 z hadronami. Podobną analizę można przeprowadzić dla ψ_2 , i w tym wypadku na sprzężenie bezpośrednie z hadronami zostaje jeszcze większa część Γ_{had} , gdyż $\Gamma(\psi_2 \rightarrow \gamma \rightarrow \text{hadrony}) \approx 6,6$ keV.

O wartości tego sprzężenia możemy się czegoś dowiedzieć badając proces fotoprodukcji cząstek ψ na nukleonach [11],

$$\gamma + N \rightarrow \psi + N. \quad (4)$$

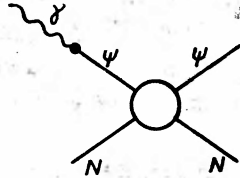
W rzeczywistym doświadczeniu przedmiotem badań był proces

$$\gamma + N \rightarrow l^+ + l^- + X, \quad (5)$$

przy czym para leptonowa była uwzględniana tylko wtedy, gdy jej masa efektywna leżała w obszarze masy ψ_1 . W zasadzie X nie musi być identyczne z nukleonem, wobec czego trzeba było zastosować oddzielny test, aby się przekonać, jak często to nie zachodzi. Nie można się było przy tym posłużyć więzami kinematycznymi gdyż fotony pochodziły, jak zwykle, z promieniowania hamowania i ich widmo energetyczne było ciągłe, a znana była tylko kraweź tego widma, E_0 . Zakładając natomiast, że $X = N$, można było odtworzyć domniemaną energię fotonu k . Wobec tego wkład procesów, dla których $X \neq N$ można było ocenić, zmieniając przy ustalonym k wartość E_0 . Okazało się, że wartości wielkości $\frac{d\sigma}{dt}(k, E_0)$ przy zmieniającym się E_0 zmieniały się w granicach około 30%. Można stąd wyciągnąć wniosek, że przeważającą część procesu (5) stanowi proces (4).

Z uzyskanych wyników należy wymienić: (1) równość w granicach błędu fotoprodukcji na protonie i na neutronie; (2) wykładniczy spadek różniczkowego przekroju czynnego typu $\exp(bt)$ z $b \approx 2,9 \pm 0,3$ GeV⁻²; (3) po ekstrapolacji do $t = 0$ (jest to niefizyczna wartość t) uzyskano $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma N \rightarrow \psi_1 N) = 17,8 \pm 1,5$ nb/GeV² przy $k = 21$ GeV oraz 7,6 nb/GeV² dla $k = 13$ GeV. Te ostatnie wartości można porównać z danymi z Batawii [12], z których wynika, że $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma N \rightarrow \psi_1 N) = 40 \pm 13$ nb/GeV² przy $k = 100$ GeV. Zakładając następnie, że fotoprodukcja zachodzi w wyniku mechanizmu przedstawionego na rys. 6, zgodnie z ideą modelu dominacji mezonów wektorowych dla elektromagnetycznych oddziaływań hadronu i znając stałą sprzężenia $\gamma - \psi_1$, $f_{\psi_1\gamma}$ mo-

żemy obliczyć wartość różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie do przodu $\psi_1 + N \rightarrow \psi_1 + N$. Wynosi ona około $25 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$. Warto sobie uświadomić, że odpowiednia wartość dla rozpraszania πN wynosi około $30 \text{ mb}/\text{GeV}^2$, a dla rozpraszania ϕN około $4 \text{ mb}/\text{GeV}^2$. Musimy się więc liczyć z tym, że — przy wszystkich niepewnych założeniach, które doprowadziły nas do tego wyniku — amplituda rozpraszania $\psi_1 N$ ku przodowi może być o niemal dwa rzędy wielkości mniejsza od odpowiedniej amplitudy typowego oddziaływania silnego. Robiąc



Rys. 6

jeszcze jedno nieusprawiedliwione założenie i przyjmując, że amplituda rozpraszania $\psi_1 N$ ku przodowi jest czysto urojona, możemy, korzystając z twierdzenia optycznego, obliczyć całkowity przekrój czynny na rozpraszanie $\psi_1 N$. Wynosiłby on około $0,8 \text{ mb}$. Tego rodzaju wielkość jest wprawdzie większa od tego, czego oczekiwalibyśmy, gdyby stała sprzężenia ψ_1 do nukleonów była rzędu stałej sprzężenia oddziaływań elektromagnetycznych, ale jest też dość znacznie mniejsza od typowej wartości dla procesów szybkich. Tak więc analiza fotoprodukcji mezonów ψ_1 nie rozstrzyga kwestii ewentualnego hadronowego charakteru tych cząstek.

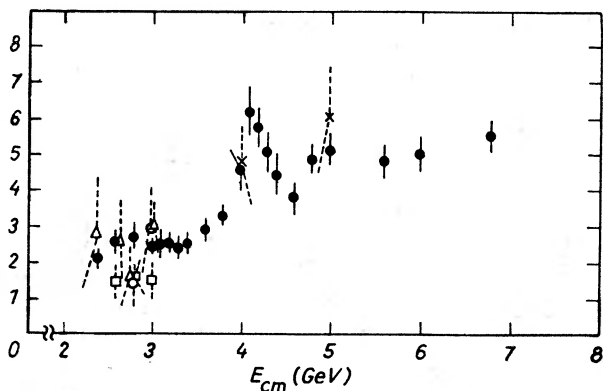
Ażeby się przekonać, że rzeczywiście sprawa ta nie jest całkiem jasna, porównajmy do tabeli 2. Omawiając ją, zwróciliśmy uwagę na to, że procesy rozpadu ψ_1 na parzystą liczbę mezonów π , które zachodzą z pogwałceniem zasady zachowania izoparzystości G są rzadsze od procesów rozpadu na nieparzystą liczbę tych mezonów. Jednakże, jak widać z tabeli 2, różnica między szerokościami połówkowymi cząstkowymi sprowadza się do jednego rzędu wielkości. Tymczasem na przykład dla rozpadów mezonu ω $\omega \rightarrow 3\pi$ (G zachowane) stanowi około 90% rozpadów, podczas gdy $\omega \rightarrow 2\pi$ zachodzi w 1,3% rozpadów; stosunek obu częstości zbliżony jest więc do 70, i to pomimo znacznie większego wpływu przestrzeni fazowej na rozpad 3π niż 2π , co musi wprowadzać dodatkowy czynnik na niekorzyść tego pierwszego rozpadu. Ten wpływ przestrzeni fazowej dla rozpadów ψ_1 jest zaś całkowicie do pominięcia wobec dużej masy tego mezonu. Tę różnicę między rozpadami ω i ψ_1 można by sobie próbować wyjaśniać w ten sposób, że oddziaływania ψ_1 nie są oddziaływaniami silnymi, tylko jakimiś „półsilnymi” i wobec tego poprawka elektromagnetyczna, powodująca rozpady z niezachowaniem G , jest proporcjonalnie mniejsza niż dla ω .

Innym elementem, który należy uwzględnić badając hadronowy charakter ψ_1 , jest sprawa klasyfikacji tej cząstki w schemacie narzuconym przez symetrię

SU(3). Czy ψ_1 i ψ_2 mają określone przyporządkowanie w ramach tej symetrii? Narzucałoby się założenie, że są one skalarami SU(3). Wyjaśniałoby to brak rozpadów cząstek ψ_1 na parę $K\bar{K}$, które są istotnie wtedy zabronione. Z drugiej jednak strony wówczas stosunek rozpadów ψ_1 na układ $\rho\pi$ i na układ $KK^*(890) + K^*(890)\bar{K}$ wynosiłby mniej więcej 1. Tymczasem obserwuje się (por. tabelę 2) wartość znacznie większą bliższą trzech. Ta zaś byłaby zgodna z przyporządkowaniem ψ_1 do oktetu SU(3) jako jego ósmej składowej. Wtedy jednak byłby dozwolony rozpad ψ_1 na $K\bar{K}$ i trzeba by szukać innego wyjaśnienia niewystępowania tego rozpadu. Należy też uświadomić sobie, że gdyby ψ_1 i ψ_2 były skalarami SU(3) i ich oddziaływania były SU(3)-symetryczne, to rozpad $\psi_2 \rightarrow \psi_1 + \eta$ musiałby być silnie stłumiony, gdyż η jest prawie czystym składnikiem oktetu (mieszanie w nonecie 0⁻ jest bardzo niewielkie). Tłumienia tego jednak się nie obserwuje.

Podsumowując, trzeba stwierdzić, że wprawdzie cząstki ψ mają wiele cech hadronów, ale istnieją wątpliwości czy można je sklasyfikować w ramach symetrii SU(3), co by oczywiście osłabiałoby nasze zaufanie do ich hadronowego charakteru.

Inną cechą hadronów jest ich bardzo bogate widmo. Gdyby więc cząstki ψ otwierały jakąś nową podrodzinę hadronów, to niemal bez względu na to, jaki konkretnie mechanizm dawałby początek tej rodzinie, należałoby oczekiwać, że jest ona bardzo liczna. W każdym więc razie trzeba by się spodziewać istnienia wielu innych cząstek podobnych do ψ i jakoś z nimi dynamicznie sprzężonych. Wśród nich musiałyby się znaleźć także cząstki naładowane i dziwne oraz nie tylko mezony, ale i bariony.



Rys. 7

Zagadnieniu temu poświęcono wiele uwagi, ale wyniki są bardzo skromne. Po pierwsze, jak widać z rys. 7, w układzie e^+e^- występują jakieś cięższe rezonanse, co najmniej dwa, o masach rzędu $4,1 \text{ GeV}/c^2$ oraz $4,7 \text{ GeV}/c^2$. O tych domniemyanych cząstkach niewiele jeszcze wiadomo, a nawet ich „cząstkowa”

interpretacja stoi pod znakiem zapytania. Oba te obiekty mają duże szerokości, rzędu 200—300 MeV; być może jednak każda z nich składa się z kilku węższych tworów, położonych blisko siebie. Innych wskazówek co do ewentualnych cząstek typu ψ w anihilacji elektron-pozyton na razie brak.

W tej sytuacji szczególnie cenne są doniesienia o nowych cząstkach pochodzące z analizy rozpadów promienistych mezonu ψ_2 to jest procesów $\psi_2 \rightarrow \gamma + \text{cokolwiek}$. Prace na ten temat można podzielić na dwie grupy.

W pierwszej z nich [13] badano rozpady dwufotonowe typu

$$\psi_2 \rightarrow l^+ + l^- + 2\gamma, \quad (6)$$

przy czym parę leptonów wybierano taką, by jej masa efektywna pokrywała się z masą ψ_1 . Najbardziej przekonujące, choć oparte na skromnej statystyce, były przypadki, w których $l = \mu$. W pierwszej z dwu prac [13] wykryto 4 trudne do zaklasyfikowania przypadki, a w drugiej — 7. W obu wypadkach okazało się, że oba fotony towarzyszące parze mionów były praktycznie rzecz biorąc monoenergetyczne. Jedynym wyjaśnieniem jest kaskadowość rozpadu ψ_2 , za każdym razem na dwa ciała, typu

$$\begin{array}{l} \psi_2 \rightarrow \chi + \gamma \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \psi_1 + \gamma. \end{array} \quad (7)$$

Masa hipotetycznej cząstki χ wynosiłaby około $3,52 \pm 0,05$ lub też $3,26 \pm 0,05$ GeV/ c^2 (w pierwszej pracy) oraz $3,50 \pm 0,10$ lub też $3,27 \pm 0,10$ GeV/ c^2 (w drugiej pracy), zależnie od tego, który z dwu fotonów powstał jako pierwszy.

Druga grupa prac [14] stanowi pośrednie potwierdzenie tych doniesień. Były to pomiary wykonane w Stanford. W doświadczeniu tym badano rozpady ψ_2 na γ i hadrony, przy czym układ hadronowy składał się (a) z $4\pi^\pm$, (b) z $6\pi^\pm$, (c) z $\pi^+\pi^-K^+K^-$, (d) $\pi^+\pi^-$ i (e) K^+K^- . Największą statystyką dysponowano w pierwszym przypadku (łącznie kilkaset przypadków, jeżeli na masę fotonu nakładano ograniczenie $m^2(\gamma) \leq 0,03$ GeV 2 , a kilkadziesiąt, jeśli $m^2(\gamma) \equiv 0$). Uzyskano dość wyraźne dwa maksima o masach odpowiednio $3,41 \pm 0,01$ GeV/ c^2 oraz $3,53 \pm 0,02$ GeV/ c^2 i szerokościach rzędu kilkudziesięciu MeV/ c^2 . Drugie z tych maksimów dobrze zgadza się z wartością masy stanu χ podaną w pracy [13]. Badania procesów (b) i (c) przyniosły wyniki niekonkluzywne, ale w każdym razie niesprzeczne z (a). Natomiast interesującą obserwacją było to, że przypadki (d) i (e) skupiają się wyłącznie w obszarze niższego maksimum (χ_1). Mogłoby to świadczyć o tym, że $J^P(\chi_1) \neq 0^-$, gdyż wtedy jest zabroniony rozpad na dwie cząstki pseudoskalarne.

Istnieją też pewne wskazówki co do istnienia nowej cząstki o masie mniejszej niż ψ_1 (rzędu 2,9 GeV/ c^2), dotychczas niepotwierdzone.

Wszystkie inne poszukiwania nowych cząstek, szczególnie zaś cząstek nadelowanych, które by mogły być odpowiednikami cząstek ψ , zakończyły się niepowodzeniem (por. np. [15]). Doświadczeń tych nie mogę tu omawiać. Na drugiej szali należy położyć kilka doniesień o „dziwnych” przypadkach, których

najlepszym tłumaczeniem byłoby przyjęcie właśnie jakichś nowych obiektów [16]. Przypadki te z reguły dotyczą procesów z udziałem leptonów, podczas gdy procesy badane w pracach [15] były czysto hadronowe. Byłoby w każdym razie rzeczą dość dziwną, gdyby nowe cząstki chętniej ukazywały się w rozpadach leptonowych czy też półleptonowych niż nieleptonowych.

W sumie badania nad widmem nowych cząstek nie przyniosły na razie oczekiwanych efektów. Każdy schemat teoretyczny, zakładający hadronowy charakter cząstek ψ , proponuje doświadczalnikom odkrycie wielu dziesiątków innych cząstek tego typu. Dotychczasowe badania dostarczają zastanawiającego bodźca do dalszych przemyśleń, choć może jeszcze nie kontrargumentu. Zresztą być może zanim artykuł ten ukaże się drukiem, posypią się odkrycia nowych cząstek.

2. Interpretacja teoretyczna

Każda próba interpretacji teoretycznej cząstek ψ musi przede wszystkim zdać sprawę z ich stosunkowo małej szerokości połówkowej, czyli dużego czasu życia. Istotnie, czas ten dla cząstek ψ_1 wynosi około 10^{-22} s, a dla ψ_2 około $2,5 \cdot 10^{-22}$ s. Tymczasem te hadrony, które wykazują rozpad elektromagnetyczny jak np. π^0 mają czasy życia około 10^{-16} – 10^{-18} s ($\tau(\pi^0) = 0,8 \cdot 10^{-16}$ s, $\tau(\eta) = 2,5 \cdot 10^{-19}$ s); te hadrony natomiast, które rozpadają się w wyniku oddziaływań silnych mają czasy życia mniejsze od $\tau(\phi) = 1,5 \cdot 10^{-22}$ s. Jak stąd widać, trudno będzie podciągnąć cząstkę ψ_1 do cząstek rozpadających się „silnie”, a cząstkę ψ_2 do cząstek rozpadających się elektromagnetycznie. W obu wypadkach czasy życia różnią się co najmniej o dwa rzędy wielkości.

Zasadniczo, chcąc wyjaśnić, dlaczego jakiś rozpad występuje stosunkowo rzadko, mamy trzy możliwe drogi. Po pierwsze, możemy przyjąć że dany obiekt nie wykazuje oddziaływań usprawiedliwiających częstsze rozpady, po drugie, że wskutek istnienia bariery centryfugalnej efektywne oddziaływanie jest słabsze niżby było bez niej, a po trzecie, że rozpad jest opóźniony przez jakieś reguły wyboru, związane — jeśli trzeba — z nowymi liczbami kwantowymi rozpadającego się obiektu. Fizyka cząstek elementarnych zna wszystkie trzy przypadki. Szczególnie jednak charakterystyczne są dwa przykłady. Mezon η może, ze względów kinematycznych, rozpadać się tylko w dwu kanałach czysto hadronowych: na dwa i na trzy mezony π . Jednakże ten pierwszy rozpad jest wzbroniony przez prawo zachowania parzystości i momentu pędu. Pozostaje więc rozpad drugi, przy którym następuje pogwałcenie zasady zachowania izoparzystości; jest to więc rozpad elektromagnetyczny, co się natychmiast odbija na wydłużeniu średniego czasu życia tego mezonu. Innym przykładem znacznie bardziej tajemniczym, jest rozpad mezonu ϕ . Głównym kanałem rozpadu tego mezonu jest stan $K\bar{K}$, dla którego próg jest zaledwie o około 30 MeV niższy od masy ϕ . Natomiast znacznie korzystniejszy energetycznie kanał $\pi\eta$ jest znacznie rzadziej spotykany (zaledwie w mniej niż 15%

przykładów). Wystarczyłoby zatem, aby masa Φ była o jakieś 30 MeV/c² mniejsza, tak aby rozpad na parę K nie był energetycznie dopuszczalny, a czas życia Φ jeszcze by się wydłużył mniej więcej o rząd. To dziwne zjawisko tłumaczyły sobie przywołując fenomenologię i nie dość jeszcze dobrze zrozumianą regułę Lurki-Zweiga [17]. Zgodnie z tą regułą parę kwarkowe $\lambda\lambda$ nie amibują w pary kwarków niedziwnych. Gdyby więc mierzanie w nonie mezonów wektorowych było doskonałe, to znaczy, gdyby Φ było czystym stanem $\lambda\lambda$, wówczas rozpad w kanale $\pi\rho$ w ogóle nie byłby możliwy. Mała wartość odstępstwa od mieszania doskonałego tłumaczy małe prawdopodobieństwo tego rozpadu.

Wróćmy teraz do cząstek ψ . Omówię kolejno interpretacje "niehadronowe", interpretacje z barierą centryfugalną, a wreszcie interpretacje z nową liczbą kwantową, lecz hadronowe.

Interpretacje niehadronowe

W pierwszych tygodniach i miesiącach po wykryciu cząstek powstało bardzo wiele rozmaitych interpretacji niehadronowych, z których ogromna część może mieć obecnie znaczenie czysto historyczne. Z doskonałych wymiennic tu można propozycję Marshak'a i Mohapatry [18]. W tej koncepcji cząstki ψ byłyby bozonami pośredniczącymi w przenoszeniu oddziaływań słabych, co wyjaśniałoby ich "półstabe" oddziaływanie zarówno z leptonami, jak i hadronami. Próżnych oddziaływań, w których cząstki ψ uczestniczą pośrednio, autorzy dopuszczają istnienie silnych oddziaływań, typu ψ - ψ -hadron. Zakazanie to, powiązane z koncepcją nowej liczby kwantowej, która by miała być zachowywana w oddziaływaniach silnych, pozwała autorem wyjaśnić stosunkowo dużą wartość całkowitego przekroju czynnego na zderzenie ψ -N. Niewątpliwą wadą tej koncepcji jest stosunkowo mała masa, którą miałyby bozony oddziaływań słabych; wydaje się to sprzeczne ze stwierdzoną doświadczalnie bezstrukturalnością oddziaływań Fermiego, co wskazuje na masy bozonów pośredniczących rzędu co najmniej kilkudziesięciu GeV.

Także próba utozsamnienia cząstek ψ z tzw. cząstkami Higgsa ([19]) jest bezpodstawa, z przyczyn, których tu nie mogę bliżej omawiać.

Pozostają jeszcze próby wprowadzenia do fizyki nowych oddziaływań (tzw. półsilnych) oraz towarzyszącej im jakiejs nowej liczby kwantowej [20].

Możliwość tej chyba nie została jeszcze do końca wyeksplorowana.

Interpretacje względniające wplyw barier centryfugalnych

Powstała grupa prac [21] wyjaśniająca stosunkowo długi czas życia cząstek ψ istnieniem barier centryfugalnej zabraniającej im rozpadu. Najbardziej poukładane było utozsamnienie tych cząstek ze stanami związanymi Ω (hiperony te mają spin 3/2), na przykład w stanie 3D_1 . Koncepcja ta jednak nie jest poprawna; m. in. nie wyjaśnia ona braku szybkich rozpadów cząstek ψ na układy E- \bar{E} , z normalnym hadronowym czasem życia 10⁻²² s lub nawet mniej.

przypadków). Wystarczyłoby zatem, aby masa Φ była o jakieś 30 MeV/c² mniejsza, tak aby rozpad na parę K nie był energetycznie dopuszczalny, a czas życia Φ jeszcze by się wydłużył mniej więcej o rząd. To dziwne zjawisko tłumaczymy sobie przywołując fenomenologiczną i nie dość jeszcze dobrze zrozumianą regułę Iizuki-Zweiga [17]. Zgodnie z tą regułą pary kwarkowe $\lambda\bar{\lambda}$ nie anihilują w pary kwarków niedziwnych. Gdyby więc mieszanie w nonecie mezonów wektorowych było doskonałe, to znaczy, gdyby Φ było czystym stanem $\lambda\bar{\lambda}$, wówczas rozpad w kanale $\pi\eta$ w ogóle nie byłby możliwy. Mała wartość odstępstwa od mieszania doskonałego tłumaczy małe prawdopodobieństwo tego rozpadu.

Wróćmy teraz do cząstek ψ . Omówię kolejno interpretacje „niehadronowe”, interpretacje z barierą centryfugalną, a wreszcie interpretacje z nową liczbą kwantową, lecz hadronowe.

Interpretacje niehadronowe

W pierwszych tygodniach i miesiącach po wykryciu cząstek powstało bardzo wiele rozmaitych interpretacji niehadronowych, z których ogromna część może mieć obecnie znaczenie czysto historyczne. Z doskonalszych wymienić tu można propozycję Marshaka i Mohapatry [18]. W tej koncepcji cząstki ψ byłyby bozonami pośredniczącymi w przenoszeniu oddziaływań słabych, co wyjaśniałoby ich „półślabe” oddziaływania zarówno z leptonami, jak i hadronami. Prócz tych oddziaływań, w których cząstki ψ uczestniczą pojedynczo, autorzy dopuszczają istnienie silnych oddziaływań, typu ψ - ψ -hadron. Założenie to, powiązane z koncepcją nowej liczby kwantowej, która by miała być zachowywana w oddziaływaniach silnych, pozwala autorom wyjaśnić stosunkowo dużą wartość całkowitego przekroju czynnego na zderzenie ψ -N. Niewątpliwą wadą tej koncepcji jest stosunkowo mała masa, którą miałyby bozony oddziaływań słabych; wydaje się to sprzeczne ze stwierdzoną doświadczalnie bezstrukturalnością oddziaływań Fermiego, co wskazuje na masy bozonów pośredniczących rzędu co najmniej kilkudziesięciu GeV.

Także próba utożsamienia cząstek ψ z tzw. cząstkami Higgosa ([19]) jest bezpodstawna, z przyczyn, których tu nie mogę bliżej omawiać.

Pozostają jeszcze próby wprowadzenia do fizyki nowych oddziaływań (tzw. półsilnych) oraz towarzyszącej im jakieś nowej liczby kwantowej [20]. Możliwości te chyba nie zostały jeszcze do końca wyeksploatowane.

Interpretacje uwzględniające wpływ bariery centryfugalnej

Powstała grupa prac [21] wyjaśniająca stosunkowo długi czas życia cząstek ψ istnieniem bariery centryfugalnej zabraniającej im rozpadu. Najbardziej popularne było utożsamienie tych cząstek ze stanami związanymi $\Omega\bar{\Omega}$ (hiperony te mają spin 3/2), na przykład w stanie 5D_1 . Koncepcja ta jednak nie jest poprawna; m. in. nie wyjaśnia ona braku szybkich rozpadów cząstek ψ na układy $E\bar{E}$, z normalnym hadronowym czasem życia 10^{-22} s lub nawet mniej.

Wyjaśnienia hadronowe z nową liczbą kwantową

Ta — chyba najliczniejsza — grupa prac przynosi szereg właściwie równoprawdopodobnych koncepcji, z których jedna zapewne okaże się poprawna. Wszystkie one wiążą się z modelem kwarkowym budowy hadronów, który wobec tego na wstępie w znacznym skrócie tu przypomnę.

Modele kwarkowe

W pierwotnej wersji [22] model kwarkowy przewidywał istnienie trzech kwarków, których liczby kwantowe znajdują się w tabeli 4. Wszystkie bariony byłyby zbudowane z trzech kwarków, a mezony — z par kwark-antykwar.

Tabela 4

Kwark	B	S	Y	I	I_3	Q	C
p	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	0
n	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	0
λ	$\frac{1}{3}$	-1	$-\frac{2}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	0
p'	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	0	0	$\frac{2}{3}$	1

B — liczba barionowa, S — dziwność, Y — hiperładunek ($= B + S$), I, I_3 — izospin i jego trzecia składowa, Q — ładunek, C — powab.

Model ten został potwierdzony przez niezliczone fakty doświadczalne, a między innymi przez wyniki doświadczeń nad głęboko nieelastycznym rozpraszaniem leptonów na nukleonach. Mimo to jednak, próby budowy bardziej dynamicznej teorii wiązania kwarków w hadronach napotkały tę między innymi trudność, że stan podstawowy układu trzech kwarków, a mianowicie oktet barionów $J^P = \frac{1}{2}^+$, do którego należą też i nukleony, miałby być opisywany antysymetryczną przestrzenną funkcją falową. Każdy rozsądny potencjał daje zaś symetryczną funkcję falową w stanie podstawowym. W tej sytuacji Greenberg [23] zaproponował uznanie kwarków za parafermiony rzędu 3. W tym wypadku każdy stan kwantowy mógłby być obsadzony nie przez najwyżej jedną (jak dla zwykłych fermionów), lecz przez najwyżej trzy cząstki. Ten sam wynik dostalibyśmy jednak zakładając, że kwarki są zwykłymi fermionami ale występującymi w trzech odmianach „koloru”. Tak więc mielibyśmy kwark p w trzech kolorach, podobnie kwark n i λ . Kolory te generowałyby nową grupę $SU(3)$. W sumie symetria świata kwarków byłaby nie po prostu $SU(3)$, lecz $SU(3) \times SU(3)$, a różnych kwarków byłoby nie 3 lecz 9.

Kolor można rozumieć rozmaicie, wprowadzając go jako składnik „bierny” lub też „czynny”. W pierwszym wypadku [24] zakłada się, że wszystkie znane cząstki są „białe”, a więc że w wypadku mezonów składają się z par kwark-anty-

kwark o tym samym kolorze, zaś w wypadku barionów zawierają wszystkie trzy kolory w sposób antysymetryczny. Kolor jest tu wprawdzie dodatkowym stopniem swobody kwarków (a więc w zasadzie i hadronów), ale wzbudzenie go wymaga bardzo wielkich energii, w granicy — nieskończenie wielkich. Wobec tego kolor nie wzbudza się w procesach zderzeń i pozostaje „bierną” liczbą kwantową. Jest to najbardziej rozpowszechniona koncepcja koloru.

Han i Nambu [25] zaproponowali inne ujęcie problemu koloru, w którym grupę $SU(3)$ koloru traktuje się podobnie jak zwykłą grupę $SU(3)$. Wówczas w przyrodzie mogą powstać także cząstki kolorowe, a tylko szczegóły dynamiki oddziaływań silnych sprawiły, że znane dotychczas z doświadczenia hadrony są „białe”. W modelu tym prąd elektromagnetyczny przestaje być skalarem ze względu na przekształcenia grupy koloru i zawiera dodatkowy wyraz,

$$J^{(el\,mg\,n)} = (8^{zw}, 1^{kol}) + (1^{zw}, 8^{kol}), \quad (8)$$

wskutek czego zwykły wzór Gell-Manna — Nishijimy

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (9)$$

przechodzi w

$$Q = Q^{zw} + Q^{kol} = I_3^{zw} + \frac{Y^{zw}}{2} + I_3^{kol} + \frac{Y^{kol}}{2}. \quad (10)$$

W rezultacie w modelu tym kwarki mogą mieć ładunki całkowite, co ma swoje zalety, gdyż żaden z nich nie musi być wtedy cząstką trwałą. Oczywiście otrzymuje się wówczas bardzo obszerne widmo mas hadronów, wobec możliwości wzbudzania koloru.

Niezależnie od tego czy i jaką koncepcję koloru się przyjmie, można rozszerzać grupę $SU(3)$ do jakiejś szerszej grupy, na przykład $SU(4)$ [26]. Jest ona prócz izospinu i hiperładunku charakteryzowana przez dodatkową liczbę kwantową, którą będą nazywać powabem („charm”). Rozszerzenie grupy $SU(3)$ do grupy $SU(4)$ wymaga poszerzenia także reprezentacji podstawowej, a więc zespołu kwarków, tak aby miał on liczebność 4. Mamy więc w tej rodzinie dwa „zwykłe” kwarki p i n , kwark dziwny λ , oraz nowy kwark, „powabny”, p' . Liczby kwantowe tak rozszerzonej rodziny kwarków także przedstawione są w tabeli 4. Oczywiście nadal pozostają w mocy zasady budowy hadronów z kwarków: mezon to para kwark-antykwar, a barion — to układ trzech kwarków. Na tę strukturę $SU(4)$ można nałożyć niezależną od niej strukturę grupy $SU(3)$. Zwykle się to rzeczywiście czyni, ograniczając się jednak do koloru „biernego”.

Zanim przejdę do omawiania dalszych konsekwencji tych modeli kwarkowych dorzuć, że pojawiają się koncepcje rozszerzenia grupy $SU(3)$ do grupy $SU(6)$ przez dodanie trzech dodatkowych kwarków [27]. Można to zresztą zrobić na wiele sposobów.

Może jednak najważniejszą rzeczą w problemie rozszerzenia grupy $SU(3)^2$ jest to, że takie rozszerzenie jest warunkiem, umożliwiającym uzyskanie poprawnej teorii opisującej w sposób jednolity oddziaływania słabe i elektromagnetyczne [28]. Omówienie tej teorii leży oczywiście poza granicami tego artykułu, jest jednak rzeczą podstawową zdać sobie sprawę z tego, że interpretacja nowych cząstek poprzez taką rozszerzoną grupę symetrii nie jest koncepcją ad hoc wymyśloną dla tej cząstki czy cząstek, lecz stanowi logiczną konsekwencję znacznie głębszej i bardzo pięknej teorii.

Dodam tu mimochodem, że istnieje też koncepcja uznania „leptonowości” (jak wiadomo, obecnie znamy 4 leptony) za czwarty kolor. Wtedy podstawową grupą symetrii już nie tylko hadronów, lecz w ogóle cząstek elementarnych byłaby $SU(4)^2 \times SU(4)^6$ [29].

Przejdę teraz do omawiania konsekwencji eksperymentalnych tych „rozszerzonych” grup symetrii. Pierwszą taką konsekwencją, może najbardziej rzucającą się w oczy, jest znaczne powiększenie widma cząstek elementarnych. Do tej sprawy przejdę za chwilę. Drugą natomiast konsekwencją jest wpływ tych koncepcji na asymptotyczną wartość stosunku R (por. (3)), obliczoną w ramach partonowego modelu kwarkowego hadronów.

W modelu partonowym, jak wiadomo, partony są punktowymi (pozbawionymi struktury) obiektami, których oddziaływanie wzajemne jest efektywnie słabe i na których, wobec tego, rozpraszanie np. elektronów czy neutrin zachodzi w sposób niekoherentny [30]. Badania głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na hadronach pozwoliły ustalić, że partony można utożsamić z kwarkami, jeśli chodzi o obiekty naładowane, natomiast prócz tego w hadronie istnieje pewna liczba nienaładowanych bozonów, które się identyfikuje z tzw. gluonami, mezonami wektorowymi, przenoszącymi oddziaływania międzykwarkowe.

Można łatwo sprawdzić, że przy tych założeniach co do partonów, stosunek R zależy od liczby i ładunku rodzajów kwarków występujących w hadronie. Zależność tę opisuje wzór

$$R = \sum_{\text{kwarki}} \left(\frac{q_{kw}}{e} \right)^2 \quad (e \text{ — ładunek elementarny}) \quad (11)$$

Korzystając z tabeli 4 i 5 przekonujemy się, że:

- a) $R = 2/3$ w zwykłym modelu kwarków;
- b) $R = 2$ w modelu $SU(3)^2 \times SU(3)^6$ z kolorem „biernym”
- c) $R = 4$ w modelu Hana-Nambu
- d) $R = 10/3$ w modelu $SU(4)^2 \times SU(3)^6$ z kolorem „biernym”.

Wyższe wartości R można uzyskać wprowadzając np. grupę $SU(6)^2$. Wartości powyższe można skonfrontować z danymi doświadczalnymi dla R (rys. 7). Widać, że obecna wartość R , jeżeli uznać tę wartość za asymptotyczną, na pewno nie zgadza się z $R \leq 4$ i raczej wskazuje na $R \geq 5$. Można to uważać za argument przemawiający na korzyść hipotezy $SU(6)^2$.

Przejdę teraz do omówienia widma cząstek elementarnych. Jak wspominałem przed chwilą, kolor „bierny” nie zmienia widma mas i wobec tego można go nie brać pod uwagę. Tak więc $SU(3)^s \times SU(3)^k$ ma to samo widmo cząstek co $SU(3)^s$ przy biernym kolorze.

W grupie $SU(4)$ podstawowym multipletem mezonowym, analogicznym do oktetu, jest multiplet 15 (odpowiednikiem nonetu jest 16). W takim multipiecie występują cząstki o liczbach kwantowych przedstawionych w tabeli 5. Nato-

Tabela 5

Kwintekuplet mezonowy zawiera:

$C = 0$:	oktet $SU(3)$ cząstek zbudowanych wyłącznie z p, n, λ
$C = 1$:	dublet $I = \frac{1}{2}, S = 0, D^+, D^0$ singlet $I = 0, S = +1, F^+$
$C = -1$:	dublet $I = \frac{1}{2}, S = 0, D^0, D^-$ singlet $I = 0, S = -1, F^-$

oraz stan $C = 0$ zbudowany także (lub wyłącznie) z kwarków p' . Kwarki p' wchodzą też do singletu $SU(4)$

miast bariony zarówno te o spinie $\frac{1}{2}^+$, jak i $\frac{3}{2}^+$ są zgrupowane w reprezentacjach 20-wymiarowych, jednakże nierównoważnych. Pierwsza z nich przedstawiona jest bardziej szczegółowo w tabeli 6.

Tabela 6

Wigintiuplet barionów $\frac{1}{2}^+$ zawiera:

$C = 0$:	oktet $SU(3)$ ($P, N, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$)
$C = 1$:	triplet $I = 1, S = 0$ (O_1^{++}, O_1^+, O_1^0) singlet $I = 0, S = 0$ (O_0^+) dublet $I = \frac{1}{2}, S = -1$ (S^+, S^0) dublet $I = \frac{1}{2}, S = -1$ (A^+, A^0) singlet $I = 0, S = -2$ (T^0)
$C = 2$:	dublet $I = \frac{1}{2}, S = 0$ (X_d^{++}, X_d^+) singlet $I = 0, S = -1$ (X_s^+)

W modelu Hana-Nambu widmo cząstek jest jeszcze obszerniejsze. Łatwo sobie uprzytomnić, że z 9 różnych kwarków można uzyskać (dla każdego J^P) 81 mezonów, z których tylko 9 (oktet + singlet) są cząstkami „białymi” (singletem $SU(3)^k$). Ponadto mamy 8 cząstek tworzących oktet $SU(3)^k$, lecz singlet $SU(3)^s$ i wreszcie 64 cząstki stanowiące oktet zarówno ze względu na $SU(3)^s$, jak i $SU(3)^k$. Widmo barionów jest oczywiście jeszcze obszerniejsze. Dla każdego J^P liczy ono 729 cząstek, z których tylko 27 to cząstki białe (singlet + oktet + oktet + dekuplet).

Podobnie znacznie obszerniejsze widmo cząstek musi się pojawić, jeśli się założy symetrię typu $SU(6)$.

Podsumowując, można powiedzieć, że interpretacje nowych cząstek przez nowe kwarkowe stopnie swobody pociągnęłyby za sobą konieczność odkrycia w doświadczeniu dziesiątków jeszcze nieznanych cząstek, w tym także naładowanych i dziwnych.

Interpretacja cząstek ψ w modelu Hana-Nambu

Zakładając słuszność modelu Hana-Nambu ma się jeszcze możliwość wielu rozmaitych interpretacji cząstek ψ . Biorą się one stąd, że, jak wiadomo, podgrupa SU(2) grupy SU(3)^z wyróżniona przez oddziaływania silne jest grupą izospinu. Gdyby oddziaływania silne były całkowicie SU(3)-symetryczne, to znaczy gdyby nie wyróżniały one żadnej podgrupy w tej grupie, to następne co do wielkości złamanie symetrii SU(3) pochodzi od oddziaływań elektromagnetycznych, które wyróżniają inną podgrupę wewnątrz SU(3), a mianowicie podgrupę tzw. U -spinu. (Przypominamy, że tak jak multiplety izospinu mają ustalony hiperładunek Y , tak multiplety U -spinu mają ustalony zwykły ładunek Q). Ponieważ z kolei foton jest singletem U -spinu, więc mogą się z nim bezpośrednio sprzęgać tylko te cząstki, które albo są singletami U -spinu, albo przynajmniej są mieszanekami, zawierającymi domieszkę takiego stanu singletowego. Gdyby więc grupa SU(3)^z nie była łamana przez oddziaływania silne, istniałyby tylko dwie cząstki wektorowe sprzęgające się z fotonem (singlet SU(3), który musi być singletem U -spinu, oraz ta składowa oktetu, która jest takim singletem). Jednakże w wyniku łamania symetrii SU(3) i wyróżnienia grupy izospinu, następuje podział należącego do oktetu singletowego stanu U -spinowego pomiędzy dwa stany izospinowe. W rezultacie dostajemy trzy takie cząstki, które mogą się sprzęgać z fotonem, a mianowicie ϱ^0 , ω i ϕ . Podobna sytuacja może, ale nie musi się zdarzyć w grupie SU(3)^k. Mamy więc do dyspozycji dwie możliwości. Aby je krótko uwidocznić, oznaczymy liczebność multipletu SU(3)^z oraz SU(3)^k wskaźnikiem n^z , n^k . Wówczas cząstki wektorowe sprzęgające się z fotonem to

$$(a) \quad (I^z = 0, U^k = 0)_{11} \pm (I^z = 0, U^k = 0)_{81}, \quad (I^z = 0, U^k = 0)_{81}, \\ (I^z = 0, U^k = 0)_{18} \pm (I^z = 0, U^k = 0)_{88} \quad (12)$$

(gdzie po nawiasie występują wskaźniki n^z , n^k);

oraz

$$(I^z = 0, I^k = 0)_{11} \pm (I^z = 0, I^k = 0)_{81}, \quad (I^z = 1, I^k = 0)_{81}, \\ (I^z = 0, I^k = 0)_{18} \pm (I^z = 0, I^k = 0)_{88}, \\ (I^z = 0, I^k = 0)_{88} \pm (I^z = 0, I^k = 0)_{18} \quad (13)$$

Pierwsza z tych możliwości opiera się na założeniu, że grupa SU(3)^k nie jest łamana przez oddziaływania silne (izospin kolorowy nie jest wyróżniony fizycznie), podczas gdy w drugiej możliwości założenie to jest odrzucone. Obie jednak te możliwości opierają się na założeniu, że singlet i oktet grupy SU(3)^k

nie mieszają się, czyli, innymi słowy, że dotychczas obserwowane cząstki nie mają domieszki „kolorowej”, lecz są cząstkami dokładnie „białymi”. Odrzucając tę hipotezę, jeszcze bardziej zwiększylibyśmy możliwości interpretacyjne modelu.

Jednakże na wet dokonawszy wyboru jednej z tych dwu koncepcji wciąż jeszcze możemy się zastanawiać, której z dwu lub ewentualnie czterech cząstek kolorowych wyszczególnionych we wzorach (12) i (13) należy przyporządkować cząstki ψ_1 i ψ_2 . Są tu możliwe a priori dwie zasadniczo różne koncepcje: cząstka ψ_1 jest izoskalarem koloru (typu ω czy też ϕ), lub że cząstka ta jest składową obojętną izowektora koloru. Ta druga koncepcja, która jest rzadziej spotykana [31], ma jednak pewne zalety. Zabrania ona bowiem silnego rozpadu cząstek ψ_1 i ewentualnie ψ_2 na zwykłe cząstki, które będąc skalarami grupy $SU(3)^k$ są też automatycznie skalarami izospinu koloru. Zakaz wynika z prawa zachowania izospinu koloru I^k . Natomiast ewentualnymi izoskalarami koloru byłyby szerokie cząstki ψ_3 i ψ_4 , być może obserwowane w postaci garbów na wykresie zależności R od energii (rys. 7). Takie przyporządkowanie zakłada jednak konieczność odszukania także partnerów naładowanych cząstek ψ_1 i ψ_2 , przy czym muszą to być cząstki odległe zaledwie o kilka MeV od ψ_1 i ψ_2 . Na razie cząstki takie nie są obserwowane, ale nie ma też ostatecznego dowodu przeciw takiej hipotezie. Warto tu może dorzucić dla wyjaśnienia, że z rozpadów cząstek nie można tu wnosić o ich hadronowych liczbach kwantowych, jeśli rozpady te nie są rozpadami wywołanymi przez oddziaływania silne. W tej hipotezie analogiem rozpadu ψ byłby raczej rozpad η a nie ϕ .

W innej koncepcji [32] uznaje się cząstki ψ_1 i ψ_2 za izoskalarzy koloru. W tym wypadku jesteśmy zmuszeni zdecydować się na koncepcję wyrażoną wzorem (12), gdyż w przeciwnym razie mielibyśmy trudności z wyjaśnieniem małej szerokości połówkowej cząstek ψ . Jeżeli bowiem grupa $SU(3)^k$ jest łamana przez oddziaływania silne, to są możliwe silne rozpady składowych oktetu koloru na singlety koloru, czyli na cząstki białe. Nawet wtedy jednak pozostaje niewyjaśniona kwestia, dlaczego dozwolony przez oddziaływania silne rozpad $\psi_2 \rightarrow \psi_1 + 2\pi$ nie powoduje żadnego wzrostu szerokości połówkowej ψ_2 . Widać że i tu trzeba wprowadzić jakiś mechanizm tłumiący, np. zasadę Iizuki-Zweiga. W tej koncepcji cząstki (szerokie) ψ_3 i ψ_4 uważałoby się za wzbudzenia radialne układu kwark-antkwark budującego cząstki ψ .

Interpretacja cząstek ψ w schemacie powabu ($SU(4)$)

Mając do dyspozycji czwarty kwark, p' , możemy z pary $p'\bar{p}'$ zbudować dodatkową cząstkę wektorową o $C = 0$, $S = 0$ i $Q = 0$. Oczywiście, na ogół mamy do czynienia z mieszaniem się stanu $p'\bar{p}'$ ze stanami par kwarków niepowabnych. Na to, aby taki „czysty” stan związanego powabu uzyskać, należy dopuścić mieszanie kwindekupletu i singletu $SU(4)$. Mieszanie to może a priori być różne w różnych stanach J^P (podobnie jak mieszanie singletu i oktetu $SU(3)$). Po uzyskaniu takiego stanu przywołujemy zasadę Iizuki-Zweiga dla uzyskania małej szerokości połówkowej ψ . Dodatkową poprawę uzyskuje się

zakładając, że masy mezonów o $C \neq 0$ są większe niż połowa masy ψ_1 , to pozostanie jedynie możliwość rozpadu na zwykłe cząstki, stłumiona przez wyżej wymieniony zakaz. Sprawą zasadniczą jest jednak głębsze zrozumienie dynamiki zasady Iizuki-Zweiga. Na razie, mimo rozmaitych argumentów fenomenologicznych, [33] sprawa ta jest daleka od wyjaśnienia. Tak więc należy pamiętać, że wartość interpretacji cząstek ψ przez kwarki powabne zależy w sposób krytyczny od tego, czy da się głębiej uzasadnić przywoływany tu z konieczności mechanizm Iizuki-Zweiga.

Dodatkowym problemem jest uchwycenie w schemacie powabu dalszych (poza ψ_1) cząstek ψ . Zwykle interpretuje się je (poczynając od ψ_2) jako wzbudzenia radialne układu $p'\bar{p}'$. Zagadnieniom związanym z tymi wzbudzeniami poświęcono szereg prac [34]. Zakłada się wówczas w tzw. modelu „charmonium” pewien efektywny potencjał działający w układzie kwark-antykwarł postaci, np.

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right], \quad (14)$$

i w tym potencjale rozwiązuje się schrödingerowskie zagadnienie dwu ciał. Typowe wyniki dotyczące widma mas wskazują na to, że m. in., cząstki χ położone między ψ_2 i ψ_1 znajdują w modelu charmonium naturalne miejsce.

Do tej interpretacji cząstek ψ dobudowana jest ogromna fenomenologia innych cząstek powabnych, na razie jeszcze niewykrytych [35]. Rozważa się m. in. rozmaite schematy rozpadu cząstek powabnych i dyskutuje możliwości ich wykrycia. Niestety, zagadnienia te, z braku miejsca, muszą w artykule tym pominąć.

3. Podsumowanie

Na zakończenie tych rozważań trzeba wreszcie wypowiedzieć zdanie, którego się zwykle unika, a mianowicie, że w gruncie rzeczy nie mamy żadnej w stu procentach przekonującej i pozbawionej wad interpretacji cząstek ψ . Wydaje się, że z czystym sumieniem można odrzucić interpretację ψ jako bozonu pośredniczącego oddziaływań słabych, tym bardziej jako cząstek Higgsa, a także interpretację przez barierę centryfugalną. Pozostają nadal interpretacje kwarkowe oraz interpretacja przez oddziaływania średnio-silne. Ta ostatnia koncepcja nie jest jeszcze wystarczająco opracowana. Nasuwałaby się myśl, ażeby cząstki ψ powiązać w ramach tej koncepcji z łamaniem symetrii SU(3). Jeśli chodzi o koncepcje kwarkowe, to trudności są tu dwojakie: po pierwsze konieczność wykrycia w doświadczeniu bardzo rozległego widma dodatkowych cząstek, z których co najmniej część będzie wykazywać jedynie rozpady słabe (z czasem życia około 10^{-10} – 10^{-12} s), a po drugie, konieczność wyjaśnienia teoretycznego dynamicznych podstaw zasady Iizuki-Zweiga. W miarę upływu czasu, gdyby dodatkowe niezbędne cząstki pozostawały niewykryte, rosłyby znaki zapytania wokół koncepcji kwarkowych. Koncepcje te jednak mają także bardzo wiele

zalet; przede wszystkim wyjaśniają one szereg faktów dość odległych, jak widmo mas cząstek, a obok tego brak w przyrodzie prądów neutralnych elektrycznie zmieniających dziwność (np. prądów typu $\bar{n}A$), a jeszcze np. progowe zachowanie stosunku R w okolicy 4 GeV. Oczywiście, naturalną skłonnością fizyków jest poszukiwanie naraz rozwiązania wszystkich lub choćby większości problemów, które aktualnie przed nimi stoją. Nie ma jednak gwarancji, że za każdym razem właśnie takie rozwiązanie wpadnie nam w ręce. Historycznym kontrprzykładem może być wykrycie mionu jako odpowiedzi doświadczałnej na hipotezę Yukawy. Po tym odkryciu przez jakiś czas można było wpaść w euforię, że oto zagadnienie silnych oddziaływań znalazło tak szybko swoje rozwiązanie. Tymczasem miony to nie było to, trzeba jeszcze było odkryć mezony π , a z mionami właściwie do dziś nie wiadomo, co zrobić. Kto wie, czy historia ta nie powtórzy się przy okazji cząstek ψ .

Literatura

- [1] A. K. Wróblewski (informacja prywatna).
- [2] J. E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406 (1974).
- [3] J. J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974); *Nucl. Phys.* **89B**, 1, (1975).
- [4] G. S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1453 (1974).
- [5] C. Bacci et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1408 (1974); *Lett. Nuovo Cim.* **12**, 269 (1975).
- [6] W. Braunschweig et al., *Phys. Lett.* **53B**, 393 (1974).
- [7] A. M. Boyarski et al., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1357 (1975).
- [8] V. Lüth et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1124 (1975).
- [9] V. Lüth, Referat na Konferencji w Palermo (1975); F. J. Gilman, SLAC-PUB-1600 (1975).
- [10] G. S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1181 (1975), E. Hilger et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 625 (1975).
- [11] U. Camerini et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 483 (1975).
- [12] B. Knapp et al., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1040 (1975).
- [13] W. Braunschweig et al., *Phys. Lett.* **57B**, 407 (1975); W. Tannenbaum et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1323 (1975).
- [14] G. J. Feldman, F. J. Gilman, SLAC-PUB-1582 (1975) — inspiracja; G. J. Feldman et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 821 (1975) — pomiary.
- [15] E. J. Bleser et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 76 (1975); A. M. Boyarski et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 195 (1975); R. L. A. Cottrell et al., SLAC-PUB-1612 (1975); B. Esposito et al., *Phys. Lett.* **58B**, 478 (1975); C. Bacci et al., *Phys. Lett.* **58B**, 481 (1975); H. F. Deden et al., *Phys. Lett.* **58B**, 361 (1975).
- [16] A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 419, 597 (1975); E. G. Cazzoli et al., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1125 (1975); A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1199, 1203, 1249 (1975).
- [17] G. Zweig, CERN 8419/Th 412 (1964); I. Iizuka, K. Okada, O. Shito, *Progr. Theor. Phys.* **35**, 1061 (1966).
- [18] R. E. Marshak, R. N. Mohapatra, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 426 (1975).
- [19] D. W. Mc Kay, H. Munczek, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 437 (1975).
- [20] T. N. Pham, B. Pire, T. N. Truong, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 347 (1975); C. W. Kim, A. Sato, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 361 (1975).

- [21] A. S. Goldhaber, M. Goldhaber, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 36 (1975); H. P. Dürr, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 424, 616 (1975); D. M. Tow, C. I. Tan, K. Kang, H. M. Fried, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 99 (1975), C. A. Heusch, *Lett. Nuovo Cim.* **12**, 552 (1975).
- [22] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964); G. Zweig, CERN 8419/Th 412 (1964).
- [23] O. W. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 598 (1964).
- [24] Ładną dyskusję tego problemu można znaleźć w: R. N. Mohapatra, J. C. Pati, A. Salam, preprint Uniw. Maryland 76 — 005.
- [25] H. Y. Han, Y. Nambu, *Phys. Rev.* **139B**, 1006 (1965).
- [26] D. Amati, H. Bacry, I. Nuyts, J. Prentki, *Phys. Lett.* **11**, 190 (1964), *Nuovo Cim.* **34**, 1732 (1964); B. J. Bjorken, S. L. Glashow, *Phys. Lett.* **11**, 255 (1964); L. B. Okun, *Phys. Lett.* **12**, 250 (1964); Y. Hara, *Phys. Rev.* **174B**, 701 (1964); Z. Maki, Y. Ohnuki, *Progr. Theor. Phys.* **32**, 144 (1964).
- [27] R. M. Barnett, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 41 (1975); H. Harari, *Phys. Lett.* **57B**, 265 (1975); SLAC-PUB-1589 (1975).
- [28] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970); C. Bouchiat et al., *Phys. Lett.* **38B**, 519 (1972).
- [29] J. C. Pati, A. Salam, *Phys. Rev.* **D10**, 275 (1974); *Phys. Rev. Lett.* **31**, 661 (1973).
- [30] Prace przeglądowe: C. H. Llewellyn-Smith, *Phys. Reports* **3C**, nr 5 (1972); P. V. Landshoff, J. C. Polkinghorne, *Phys. Reports* **5C**, 1 (1972).
- [31] G. Feldman, P. T. Matthews, *Phys. Lett.* **57B**, 69 (1975); G. Feldman, P. T. Matthews: *A Case for Colour*, preprint Imp. Coll. (1975).
- [32] S. Borchardt, V. S. Mathur, S. Okubo, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 38 (1975); S. Okubo, V. S. Mathur, S. Borchardt, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 236 (1975); W. Alles, *Lett. Nuovo Cim.* **12**, 285 (1975); S. Kitakado, T. F. Walsh, *Lett. Nuovo Cim.* **12**, 547 (1975); T. C. Yang, *Phys. Lett.* **56B**, 161 (1975); A. A. Anselm, D. I. Diakonov, *ZETF (Pisma)* **21**, 239 (1975); I. Bars, R. D. Peccei, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 985 (1975).
- [33] T. Appelquist, H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 43 (1975); A. de Rujula, S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 46 (1975); P. G. O. Freund, Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1645 (1975).
- [34] C. G. Callan, R. L. Kingsley, S. B. Treiman, F. Wilczek, A. Zee, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 52 (1975); A. deRujula, S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 46 (1975); B. Harrington, S. Y. Park, A. Yildiz, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 168, 706 (1975); T. Appelquist, A. deRujula, H. D. Politzer, S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 365 (1975), E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, J. Kogut, K. D. Lane, T. M. Yan, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 369 (1975); E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, CLNS-316 (1975); J. Borenstein, R. Shankar, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 619 (1975).
- [35] M. K. Gaillard, B. W. Lee, J. L. Rosner, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 277 (1975); N. Cabibbo, Referat na konferencji w Palermo (1975); G. Altarelli, N. Cabibbo, L. Maiani, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 635 (1975); *Phys. Lett.* **57B**, 277 (1975); *Nucl. Phys.* **88B**, 285 (1975); D. B. Lichtenberg, *Lett. Nuovo Cim.* **13**, 346 (1975); A. D. Sacharov, *ZETF (Pisma)* **21**, 554 (1975); L. Clavelli, T. C. Yang, *Phys. Lett.* **57B**, 83 (1975).

Maciej Kucharski

TESLA — Výzkumný ústav pro sdělovací techniku
Novodvorská 994, 142 21 Praha 4, Československo

Materiały fotochromowe i ich zastosowanie w holografii

The Photochromic Materials and Their Use in Holographic Storage

Abstract: The paper is a condensed review on photochromic materials. The principles of photochromism and the classification of organic and inorganic photochromic materials are described. The light induced change of refractive index in photochromic materials are discussed. The paper concludes with a survey of applications of photochromic materials as a recording medium for holograms.

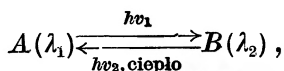
1. Wstęp

W ubiegłym dziesięcioleciu rozpoczął się wyraźny wzrost zainteresowania fotochromizmem. Zjawisko to, chociaż było obserwowane już w czasach starożytnych, po raz pierwszy pojawiło się w literaturze naukowej dzięki E. ter Meerowi w 1876 roku i zostało następnie opisane przez W. Marckwolda w 1899 roku jako fototropizm. Termin ten został przejęty z botaniki. Dzisiaj najszerszej jest stosowany termin — fotochromizm, który powstał z dwóch słów greckich; *photos* — światło i *chroma* — kolor.

Fotochromizm pozostawał przez długie lata na marginesie badań naukowych i był traktowany jako ciekawostka. Dopiero pod koniec II wojny światowej pojawia się zainteresowanie praktycznym wykorzystaniem materiałów fotochromowych (dalej w skrócie MF) do ochrony wzroku przed błyskiem atomowym. Znaczne rozszerzenie badań nad fotochromizmem zaczęło się po pojawieniu się lasera, który spowodował burzliwy rozwój nowoczesnej optyki, gdzie MF jako nowe materiały światłoczułe znajdują swe szczególne zastosowania.

2. Fotochromizm

Fotochromizmem nazywamy odwracalny proces fotochemiczny między dwoma stanami A i B , które różnią się widmami absorpcyjnymi, przy czym przejście z jednego stanu do drugiego zachodzi pod wpływem promieniowania elektromagnetycznego. W większości przypadków powoduje to zmianę barwy substancji. Schematycznie proces ten możemy wyrazić tak



gdzie stan $A(\lambda_1)$ jest podstawowym stanem elektronowym, którego pasmo absorpcyjne ma maksimum przy λ_1 . Po absorpcji promieniowania o długości fali λ_1 następuje bezpośrednie lub poprzez pośrednie stany przejście substancji do drugiego termodynamicznie mniej stabilnego stanu $B(\lambda_2)$, którego pasmo absorpcyjne leży w innym obszarze widma i ma środek przy λ_2 . W większości przypadków λ_2 jest większe od λ_1 . Ponieważ proces ten prowadzi do zmiany barwy substancji, nazywamy go zabarwianiem. Stan B jest najczęściej stanem podstawowym, ale może być także metastabilnym trypletem. Powrót do stanu wyjściowego A , czyli bielenie substancji, zachodzi spontanicznie pod wpływem relaksacji cieplnej i można go wyraźnie przyspieszyć oświetleniem MF promieniowaniem z pasma absorpcyjnego stanu B .

Dzisiaj pod pojęciem fotochromizmu rozumiemy nie tylko zmiany absorpcji w obszarze widzialnym, ale także w podczerwieni i nadfiolecie. Dana substancja wykazuje własności fotochromowe tylko w pewnym zakresie temperatur. Przy obniżaniu temperatury spowalnia się proces bielenia temperaturowego, tak że przy pewnej temperaturze zabarwiona substancja nie wraca do stanu wyjściowego A . Z drugiej strony natomiast, przy temperaturach wysokich powrót staje się tak szybki, że nie obserwujemy zabarwienia. Materiał traci efekt pamięciowy.

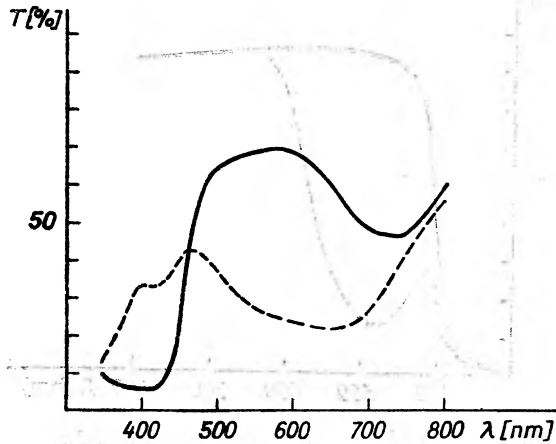
Trzeba wyraźnie podkreślić, że bardzo istotna jest odwracalność reakcji fotochromowej. Istnieje wiele procesów fotochemicznych, przy których pojawia się zmiana koloru oświetlanej substancji prowadząc następnie w nieodwracalny sposób do końcowego produktu reakcji. Jeżeli obserwujemy przy powtarzaniu procesu zabarwienie — bielenie nieodwracalne zmiany w widmach absorpcyjnych, co prowadzi do stopniowej straty własności fotochromowych, to wtedy mówimy o zmęczeniu materiału.

Ponieważ nie wszystkie cząsteczki oświetlanej substancji przechodzą do stanu B , sprawność kwantowa procesu zabarwiania ma wartość mniejszą od jedności. Sprawność kwantową definiujemy następująco:

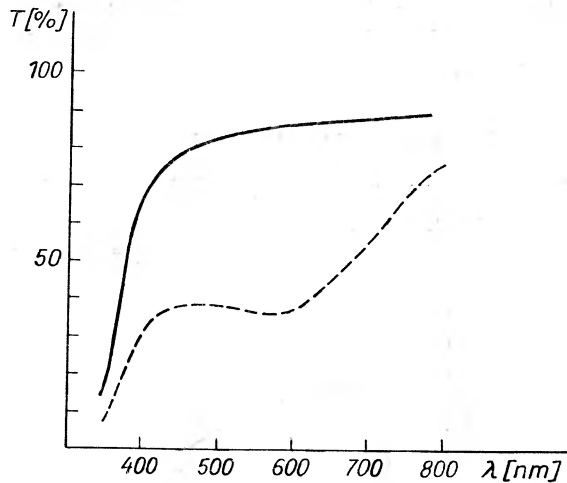
$$\phi = \frac{\text{ilość wzbudzonych centrów fotochromowych}}{\text{ilość zaabsorbowanych fotonów}}.$$

Dla nieorganicznych MF sprawność kwantowa procesu zabarwiania jest rzędu 0,1–0,3 [3].

Jako przykłady zmian fotochromowych są przedstawione na rys. 1, 2, 3 widma absorpcyjne trzech różnych MF. Na rys. 1 jest widmo absorpcyjne monokryształu CaF_2 domieszkowanego La. Kryształy te, w kształcie płaskorównoległych płytek o grubości 1,5 mm, wyhodowano w Instytucie Monokryształów Turnov. Dla światła o długości fali 660 nm przepuszczalność między stanem



Rys. 1. Widmo absorpcyjne monokryształu CaF_2 : La (linia ciągła) i jego zmiana po oświetleniu lampą rtęciową ($\lambda = 365$ nm). Ekspozycja 50 mJ/cm^2

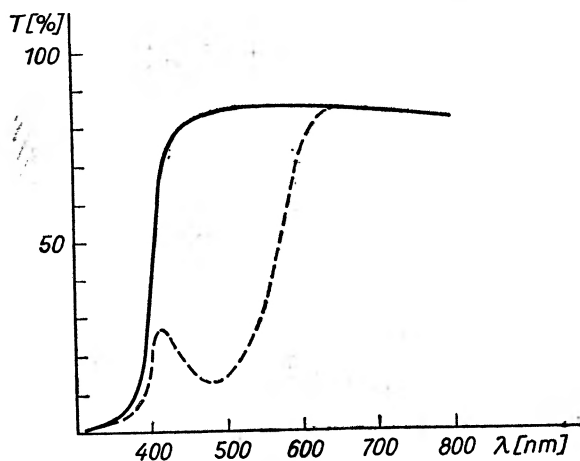


Rys. 2. Widma absorpcyjne szkła fotochromowego przed (linia ciągła) i po (linia przerywana) oświetleniu światłem o $\lambda = 365$ nm; ekspozycja 100 mJ/cm^2

zabarwionym i wybielonym zmienia się o 25%. Odpowiada to zmianie współczynnika pochłaniania równej $4,6 \text{ cm}^{-1}$.

Na rys. 2 przedstawiono odpowiednie widma absorpcyjne najszerszej znanego MF — fotochromowego szkła. Nasze próbki wyprodukowano w Państwowym Instytucie Szklarskim Hradec Králové. Płytką ma grubość 3 mm. Jak widać, po zabarwieniu powstaje zmiana widma w całym obszarze widzialnym.

Wreszcie na rys. 3 są przedstawione widma absorpcyjne salicylidenaniliny, przedstawiciela szerokiej klasy związków organicznych wykazujących fotochromizm. Cienka polikrystaliczna warstwa salicylidenaniliny o grubości ok.

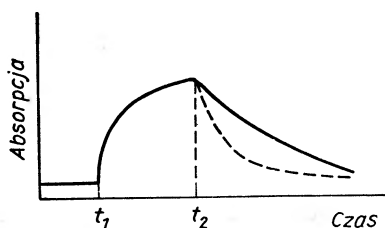


Rys. 3. Widmo absorpcyjne salicylidenaniliny i jej sygnał fotochromowy (linia przerywana) Ekspozycja promieniowania nadfioletowego $1,5 \text{ J/cm}^2$

$2 \mu\text{m}$ została wytworzona między dwoma szkiełkami. Przepuszczalność próbki dla $\lambda = 490 \text{ nm}$ po zabarwieniu zmniejsza się aż do 15%, co odpowiada współczynnikowi pochłaniania rzędu 9000 cm^{-2} .

2.1. Kinetyka procesu fotochromowego

Prześledzimy teraz zmiany pochłaniania MF w czasie dla linii z pasma absorpcyjnego stanu *B* (rys. 4). W czasie t_1 zostaje włączone źródło światła zabarwiającego i rozpoczyna się proces zabarwiania. Absorpcja stanu *B* wzrasta



Rys. 4. Zmiany w czasie absorpcji stanu zabarwionego

aż do osiągnięcia stanu nasycenia, którego wielkość zależy od natężenia światła, jego charakterystyki widmowej, temperatury próbki i stałej czasowej procesu bielenia [1, 2]. Do wywołania przejścia fotochromowego energia fotonu musi być większa od progowej i dla większości MF promieniowanie nadfioletowe z obszaru widmowego 200–400 nm wywołuje ich zabarwienie.

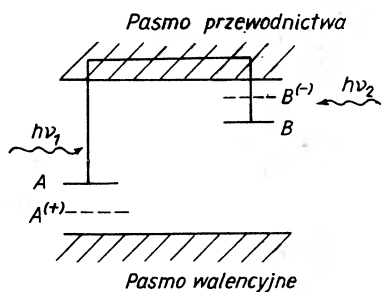
Po skończeniu procesu zabarwiania, tj. dla $t > t_2$, MF powraca spontanicznie do stanu wyjściowego ze stałą czasową, która zgodnie z prawem Arrheniusa jest zależna od temperatury i przerwy energetycznej między tymi stanami. Dla temperatury pokojowej czas połowicznego rozpadu stanu zabarwionego waha się w granicach od ms do tygodni dla różnych materiałów.

Powrót do stanu wyjściowego A można wyraźnie przyspieszyć oświetlając próbkę światłem o długości fali z pasma absorpcyjnego stanu zabarwionego B . Następuje wtedy bielenie optyczne, które na rys. 4 przedstawiono linią przerywaną.

Dla bardziej szczegółowego wniknięcia w istotę fotochromizmu przystąpimy teraz do opisu MF. Do dnia dzisiejszego została opisana olbrzymia ilość substancji wykazujących przejście fotochromowe i dlatego posłużymy się klasycznym rozdzieleniem na związki organiczne i nieorganiczne, przy czym ograniczymy swe rozważania do materiałów, które mają takie własności optyczne, że mogą być zastosowane do zapisu informacji optycznej.

2.2. Nieorganiczne materiały fotochromowe

Zjawiska fotochromowe w związkach nieorganicznych występują w kryształach o większej przerwie energetycznej, tj. w dielektrykach i w niektórych półprzewodnikach. W stanie podstawowym ciała te są prawie przezroczyste. Za powstanie fotochromizmu w monokryształach są odpowiedzialne zaburzenia sieci krystalicznej, w wyniku których pojawiają się nowe poziomy energetyczne w pasmie wzbronionym.



Rys. 5. Diagram energetyczny krystalicznego materiału fotochromowego

Proces fotochromowy w substancji nieorganicznej możemy przedstawić na uproszczonym modelu (rys. 5). Po absorpcji wysokoenergetycznego promieniowania przez centrum A następuje jego jonizacja na stan $A^{(+)}$, który nie ma pasma absorpcyjnego w widzialnej części widma. Wzbudzony elektron porusza się w pasmie przewodnictwa i może być schwytyany przez centrum B , które przechodzi do stanu $B^{(-)}$ o wyraźnym pasmie absorpcyjnym. Absorpcja kwantu $h\nu_2$ przez centrum $B^{(-)}$ powoduje powtórne wzbudzenie elektronu do pasma przewodnictwa i po schwyтaniu go przez centrum $A^{(+)}$ zostaje odnowiony stan wyjściowy. Przy większej energii promieniowania zabarwiającego może powstać

stan $B^{(-)}$ poprzez przejście elektronu z pasma walencyjnego do przewodnictwa i następnego przechwycenia go przez centrum B lub bezpośrednio przejście z pasma walencyjnego do centrum B . Przy tak silnym pochłanianiu ulega zabarwieniu tylko bardzo cienka warstwa materiału.

W nieorganicznych MF odróżniamy następujące rodzaje centrów fotochromowych:

a. centra barwne w halogenkach potasowców KBr, KCl czy NaF. Najczęściej jest to centrum F , które powstaje wtedy, gdy elektron zajmuje miejsce jonu w pustym węźle sieci krystalicznej. Centrum to ma wyraźne i dość wąskie pasmo absorpcyjne łatwo podlegające bieleniu optycznemu. Centra F są także odpowiedzialne za powstanie fotochromizmu w sodalitach [3] i ortoniobatach [4],

b. jony domieszek połączone z centrami F , np. centra F_A w KCl : Na [3] lub centra w CaF_2 : La [3],

c. jony domieszek w kryształach SrTiO_3 : Fe : Mo, CaTiO_3 : Co : Mo czy LiNbO_3 : Fe : Mo,

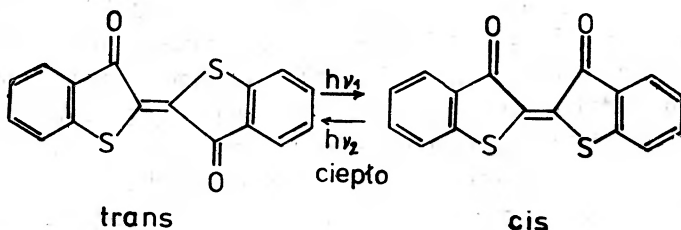
d. kryształki halogenku srebra umieszczone w szkłe — szkło fotochromowe.

Maksymalna wartość współczynnika pochłaniania w stanie zabarwionym zależy od siły oscylatora przejścia i ilości centrów, które ulegają jonizacji. Siły oscylatorów dla nieorganicznych centrów fotochromowych są w granicach 0,2–0,5, przy czym największą wartość osiągają dla centrów F [3]. Koncentracja centrów jest jednak ograniczona tak, by nie dochodziło do szybkiej rekombinacji elektronów przez centrum A przeszkadzającej zabarwieniu próbki. Z tych to powodów maksymalny współczynnik pochłaniania w nieorganicznych MF jest w granicach 50–200 cm^{-1} [3].

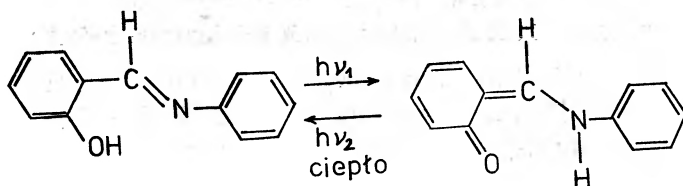
2.3. Organiczne materiały fotochromowe

Materiały te podzielimy ze względu na rodzaj pierwotnej fotoreakcji wiodącej do zmiany jego widma absorpcyjnego. Wyróżnimy pięć, praktycznie najważniejszych reakcji fotochromowych.

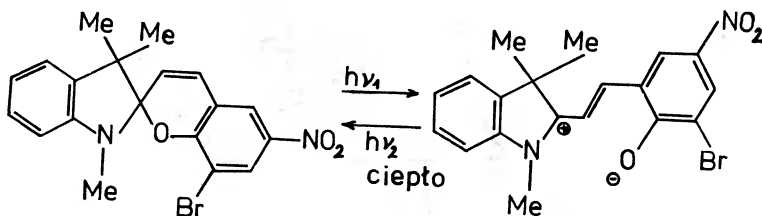
1. **Trans-cis izomeria wokół podwójnego wiązania węglowego.** Reakcja ta występuje w receptorach wzrokowych [1], gdzie zmiana izomeryczna rodospinu jest pierwotnym procesem detekcji światła przez siatkówkę. Innymi związkami, w których światło wywołuje tę zmianę, są stilbeny [1] czy barwniki indygowe [5]. Reakcja ta jest bardzo interesująca ze względu na całkowitą odwracalność tego procesu. Przykładem takiego przejścia może być zmiana fotochromowa błękitu indygowego [5].



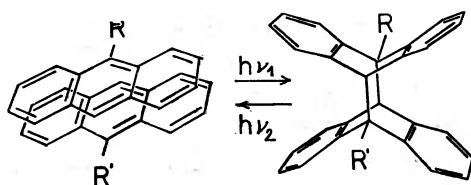
2. Zmiana tautomeryczna, za którą uważamy przejście jonu wodorowego na inną pozycję wewnątrz cząsteczki. Mechanizm ten jest odpowiedzialny za fotochromizm salicylidenaniliny [6], ketonów [7] czy ditizonianów metali [8]. Za przykład niech nam posłuży zmiana w salicylidenanilinie [6].



3. Fotodysocjacja pojawia się w ważnej grupie materiałów fotochromowych — spiropiranych, gdzie pod wpływem światła rozrywa się pierścień aromatyczny. Cząsteczka wzbudzona staje się jednak bardzo reaktywna, tworzy pośrednie związki, co prowadzi do szybkiego zmęczenia materiału. Przykładem niech będzie 1,3,3-trimetylindolino-6-nitro-8-bromobenzopirilospiiran [9].



4. Fotodimeryzacja i rozbijanie dimerów. Mechanizm ten był opisany w policyklicznych węglowodanach aromatycznych [10]. Przykładem jest fotodimeryzacja antracenu [10].



5. Oksydacja i redukcja, tzn. przejście elektronu z jednego jonu na drugi. Przykładem może być fotochromizm chlorofilu [1]. Do tej grupy możemy także zaliczyć wszystkie zjawiska fotochromowe w związkach nieorganicznych.

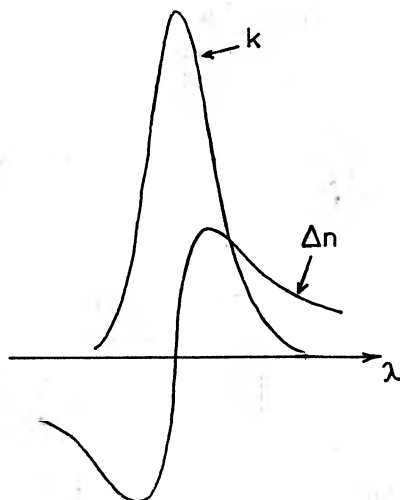
Trzeba wyraźnie podkreślić, że podział ten jest dużym uproszczeniem rzeczywistego obrazu, bo najczęściej przy zmianie fotochromowej mogą jednocześnie zachodzić różne reakcje.

Chociaż jest bardzo dużo organicznych MF, jest stosunkowo mało takich, które są fotochromowe w postaci ciała stałego. W większości przypadków MF jest w postaci ciekłego lub stałego roztworu, co jest połączone z problemem rozpuszczalnika. Ponieważ w ciałach organicznych własność fotochromowa jest

własnością samej cząsteczki, współczynnik pochłaniania stanu zabarwionego w strukturach krystalicznych może osiągać bardzo dużą wartość jak np. w salicylidenanilinie, gdzie $\alpha = 9000 \text{ cm}^{-1}$.

3. Zmiany współczynnika załamania w materiałach fotochromowych indukowane światłem

Jak wypływa z ogólnej teorii dyspersji, powstanie wyraźnego pasma absorpcyjnego powoduje pojawienie się dyspersji anomalnej w jego sąsiedztwie, to znaczy, że zmiana współczynnika pochłaniania wywołuje zmianę współczynnika załamania (rys. 6).



Rys. 6. Dyspersja anomalna w pobliżu pasma absorpcyjnego

Wzajemna zależność współczynnika załamania i pochłaniania, które są rzeczywistą i urojoną częścią jednej liczby zespolonej [11], wypływa także z relacji dyspersyjnych, które w optyce są nazywane relacjami Kramersa-Kroniga. Jeżeli zespolony współczynnik załamania jest $N = n + ik$, gdzie n jest rzeczywistym współczynnikiem załamania i k indeksem osłabienia, to wtedy relacje dyspersyjne Kramersa-Kroniga są

$$n(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' k(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega', \quad k(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{n(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2},$$

gdzie P oznacza wartość główną całki w sensie Cauchy'ego.

Ostatnio były publikowane liczne prace doświadczalne potwierdzające zmiany współczynnika załamania w nieorganicznych i organicznych MF. Pierwsze takie pomiary wykonał Hammer [12], który mierzył zmiany współczynnika załamania w wyniku zabarwiania monokryształów SrTiO_3 domieszkowanych Fe, Mo i Co. Zmiana współczynnika załamania na jednostkową zmianę gęstości optycznej i 1 cm była rzędu 10^{-5} .

O wielkości zmian współczynnika załamania powstałych w pobliżu pasma absorpcyjnego można także sądzić z pomiarów wydajności dyfrakcyjnej hologramów zapisywanych światłem o długości fali leżącej w maksimum absorpcji i rekonstruowanych światłem o innej długości fali. Zgodnie z teorią pojawiają się dwa maksima wydajności dyfrakcyjnej, symetrycznie oddalone od środka pasma absorpcyjnego. Tak było potwierdzone pojawianie się zmian współczynnika załamania w kryształach fotochromowych KCl [13], BaCl₂ [15] i KCl : Na [16]. Dokładne pomiary dwójłomności indukowanej pasmem absorpcyjnym centrum *M* w monokryształach NaF wykonał Schneider [14].

W organicznych MF, w których w większości przypadków przy zmianie fotochromowej powstaje zmiana wewnętrznej struktury cząsteczki, np. przemieszczenie atomu wodoru, możemy oczekiwać dużych zmian współczynnika załamania. Przy fotodimeryzacji i rozbijaniu dimerów policyklicznych węglowodanów aromatycznych [10] dochodzi do zmiany widma absorpcyjnego w obszarze nadfioletu, której towarzyszy zmiana współczynnika załamania w obszarze widzialnym. Wielkość tych zmian jest zależna od środka, w którym znajdują się światłoczułe cząsteczki. Największa zmiana współczynnika załamania dla światła o $\lambda = 488$ nm, rzędu 10^{-3} , jest w monokryształach, przy rozpuszczeniu w polimerze jest rzędu 10^{-5} . Tak samo przy fotochromowym przejściu trans-cis w pochodnych stilbenów towarzyszy zmianom widm absorpcyjnych w nadfiolecie zmiana współczynnika załamania w obszarze widzialnym [17]. Także przy przejściu tautomerycznym były potwierdzone zmiany współczynnika załamania w α -diketonach [7] i salicylidenanilinie [18].

4. Zastosowanie materiałów fotochromowych do zapisu informacji optycznej

MF dzięki swym sterowalnym własnościom optycznym znalazły już znaczne zastosowanie praktyczne. Możliwość regulacji przepuszczalności światła wykorzystano do ochrony wzroku przed niebezpiecznym promieniowaniem ciągłym czy też impulsem świetlnym lub jako samoregulujące się filtry strumienia światła słonecznego. Ponadto MF mogą być stosowane w fotografii do wytwarzania samowywołujących się obrazów. Zmiany barwy tych materiałów pod wpływem światła są wykorzystywane w celach dekoracyjnych czy też wojskowych, do maskowania.

Zajmiemy się teraz bardziej szczegółowo zastosowaniem MF do zapisu i obróbki informacji optycznej. Bardzo interesujące są możliwości zastosowania ich do zapisu hologramów [34]. Płyta fotograficzna dzięki znacznej czułości i stabilności pozostaje głównym materiałem rejestracyjnym w holografii; do uzyskania obrazu potrzebna jest jednak chemiczna obróbka (wywołanie) i zapis jest trwały. Tych cech nie mają MF, zapis może być wymazany, po czym zapisany następny i hologram jest gotowy natychmiast po ekspozycji. Ponadto MF mają zwykle dość znaczną grubość, aż do kilku mm, co pozwala na zapis hologramów objętościowych transmisyjnych i odbiciowych dzięki bardzo dużej

zdolności rozdzielczej tych materiałów. Czulość MF jest w przybliżeniu o cztery rzędy mniejsza niż czulość płyty fotograficznej.

Hologramy w MF były najczęściej zapisywane światłem wywołującym bielenie wcześniej zabarwionej próbki. Hologram nie jest trwały i ulega destrukcji tak przy czytaniu, jak i spontanicznie. W nieorganicznych MF hologramy były zapisywane na centrach F' w monokryształach KBr [19, 20] lub przy wykorzystaniu anizotropowych własności centrów FA w KCl [21], czy też w zabarwianych wiązką elektronów kryształach NaCl [22]. Ponadto były stosowane do zapisu hologramów inne monokryształy fotochromowe takie jak CaF_2 domieszkowany La [23] i $SrTiO_3$ z domieszkami metali [24]. Także szkła fotochromowe zostały pomyślnie zastosowane do zapisu hologramów [25].

Pierwsze hologramy w organicznych MF były zapisane w związkach spiropiranów [26]. Szybkie ich męczenie wyłączyło je z materiałów odpowiednich do odwracalnego zapisu hologramów i większą uwagę skierowano na poszukiwanie nowych materiałów nie ulegających zmęczeniu. Jednym z nich jest salicylidena-nilina [27]. Także w ditizonianach metali zapisywano chwilowe hologramy [8].

Dla holografii bardzo interesujące jest wykorzystanie zmian współczynnika załamania indukowanych światłem. Pozwala to zapisywać w MF hologramy fazowe [10, 17, 28] o większej wydajności dyfrakcyjnej. Umożliwia to także niedestrukcyjny odczyt hologramu światłem spoza pasma absorpcyjnego [18].

Prócz zastosowania MF do bezpośredniego zapisu hologramów absorpcyjnych mogą być one wykorzystane jako inicjatory polimeryzacji [29]. Rozpuszczony w monomerze indolinospiropiran wywołuje polimeryzację po zabarwieniu go promieniowaniem nadfioletowym. Hologram absorpcyjny jest zapisany w zabarwionym spiropiranie, który po skończeniu zabarwiania wraca do bezbarwnej formy i hologram kopiuje się do polimeru w czysty hologram fazowy.

MF są także bardzo obiecującymi materiałami dla problemu obróbki informacji optycznej. Zmiana przepuszczalności MF wywołana sygnałem świetlnym umożliwia zastosowanie ich jako dynamicznych filtrów przestrzennych [30], np. do zwiększania kontrastu obrazów [31].

Na zakończenie warto wspomnieć o jeszcze dwóch zastosowaniach MF w elektronice. Iizuka [32] wykorzystał warstwy fotochromowe do mapowania pola akustycznego i do zapisu hologramów akustycznych. Możliwość wytwarzania odwracalnych zmian współczynnika załamania w fotodimerach wykorzystano do budowy lasera strojonego o rozłożonym sprzężeniu zwrotnym (distributed feedback laser [33]), który na pewno znajdzie szerokie zastosowanie jako element układów optoelektronicznych.

5. Zakończenie

W przedstawionym artykule nie mogła być wyczerpana cała problematyka MF. Dzisiaj istnieje już obszerna monografia [1] poświęcona temu zagadnieniu, więc naszym celem było zebranie najważniejszych informacji o zastosowaniu

tych materiałów w holografii. Można oczekiwać po dalszych poszukiwaniach i dokładnych badaniach nowych MF znacznego rozszerzenia ich praktycznych zastosowań.

Literatura

- [1] *Photochromism*, wyd. G. H. Brown, Wiley-Interscience, New York 1971.
- [2] G. H. Brown, W. G. Shaw, *Rev. Pure Appl. Chem.* **11**, 2 (1961); R. Exelby, R. Grinter, *Chem. Rev.* **65**, 247 (1965); G. P. Smith, *IEEE Spectrum* **3**, 39 (1966); G. Jackson, *Optica Acta* **16**, 1 (1969); V. A. Baraczewski, M. A. Galbersztam, J. E. Gerasimenko, J. N. Gerulajtis, *Zh. Vszzech. Chim. Obszczestwa* **19**, 85 (1974); V. A. Baraczewski, *Zh. Vszzech. Chim. Obszczestwa* **19**, 423 (1974).
- [3] B. W. Faughnan, D. L. Staebler, Z. J. Kiss w *Applied Solid State Science Advances in Materials and Device Research*, wyd. R. Wolfe, tom 2, Academic Press, New York 1971, str. 107.
- [4] Y. Suemune, *Japan J. Appl. Phys.* **12**, 467 (1973).
- [5] D. L. Ross, *Appl. Optics* **10**, 571 (1971).
- [6] M. D. Cohen, Y. Hirshberg, G. M. J. Schmidt, w *Hydrogen Bonding*, wyd. Hadzi, Pergamon Press, London 1959.
- [7] A. Bloom, R. A. Bartolini, D. L. Ross, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 612 (1974).
- [8] T. Gańko, N. Sadlej, B. Smolińska, *Appl. Optics* **13**, 2771 (1974).
- [9] M. Leščinsky, M. Miler, *Optics Commun.* **1**, 417 (1970).
- [10] W. J. Tomlinson, E. A. Chandross, R. L. Fork, C. A. Pryde, A. A. Lamola, *Appl. Optics* **11**, 199 (1972).
- [11] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, London 1965.
- [12] J. M. Hammer, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 318 (1968).
- [13] E. G. Scrivener, M. R. Tubbs, *Optics Commun.* **10**, 32 (1974).
- [14] I. Schneider, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 412 (1974).
- [15] C. Mayeux, G. Bismuth, F. Micheron, *Phys. Stat. Sol. (A)* **16**, 585 (1973).
- [16] H. Blume, *Optica Acta* **21**, 357 (1974).
- [17] R. A. Nathan, *Electronics* **47**, 44 (1974).
- [18] M. Kucharski, J. Růžek, *Czech. J. Phys.* **B25**, 1313 (1975).
- [19] A. A. Friesem, J. L. Walker, *Appl. Optics* **9**, 201 (1970).
- [20] K. A. Garibaszwili, W. W. Mumladze, O. A. Czichladze, *Pribory Tekh. Eksper.* No 5, 190 (1968); D. Huhn, W. Martinssen, *Opt. Electronics* **2**, 47 (1970); G. E. Scrivener, M. R. Tubbs, *Opt. Commun.* **6**, 242 (1972); B. Stádnik, Z. Tronner, *Opt. Commun.* **6**, 199 (1972).
- [21] F. Lanzl, U. Roder, W. Weidelich, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 56 (1971); U. Roder, *Opt. Commun.* **6**, 270 (1972); Y. Shono, T. Inuzaka, *Optik* **41**, 50 (1974); H. Blume, T. Bader, F. Lüty, *Opt. Commun.* **12**, 147 (1974).
- [22] A. S. Mackin, *Appl. Optics* **9**, 1658 (1970).
- [23] D. R. Bosomworth, H. J. Gerritsen, *Appl. Optics* **7**, 95 (1968); M. Chomát, M. Miler, J. Gregora, *Opt. Commun.* **4**, 243 (1971); R. C. Duncan, Jr., *ECA Rev.* **33**, 248 (1972).
- [24] D. R. Bosomworth, H. J. Gerritsen, *Appl. Optics* **7**, 95 (1968); J. J. Amodei, D. R. Bosomworth, *Appl. Optics* **8**, 2473 (1969); R. C. Duncan, Jr., B. W. Faughnan, W. Phillips, *Appl. Optics* **9**, 2236 (1970).
- [25] G. K. Megla, *Appl. Optics* **5**, 945 (1966); J. P. Kirk, *Appl. Optics* **5**, 1684 (1966); J. V. Aszceulov, V. I. Suchanov, *Optika i Spektrosk.* **30**, 1148 (1971); **34**, 356 (1973); **34**, 567 (1973).
- [26] A. L. Mikaeliane, A. P. Aksenczkov, V. J. Bobrincev, E. H. Gulamiane, V. V.

- Szatun, *J. Quantum Electronics* **QE-4**, 757 (1968); T. Izawa, M. Kamiyama, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 201 (1969); K. G. Dzaparidze, D. P. Majsuradze, V. V. Mumladze, N. M. Ramiszwili, E. B. Tjekajev, V. V. Czavczanidze, *Optika i Spektrosk.* **33**, 579 (1972); J. D. Kwasnikow, V. V. Szatun, V. A. Baraczewski, *Kvantovaya Elektronika* No 4 (10), 80 (1972).
- [27] D. S. Lo, D. M. Manikowski, M. M. Hanson, *Appl. Optics* **10**, 978 (1971); D. S. Lo, *Appl. Optics* **13**, 861 (1974).
- [28] W. J. Tomlinson, *Appl. Optics* **11**, 823 (1972).
- [29] M. J. Jendy, J. J. Robillard, *Opt. Commun.* **13**, 25 (1975).
- [30] V. Blažek, *Proc. of the Journées d'Electronique 1975 Advanced Signal Processing Technology*, 14-16. Oct. Lausanne 1975, str. 239.
- [31] G. K. Megla, *Opt. Laser Techn.* **6**, 61 (1974).
- [32] K. Iizuka, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 33 (1972).
- [33] R. L. Fork, K. R. German, E. A. Chandross, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 139 (1972).
- [34] R. J. Collier, C. B. Burkhardt, L. H. Lin, *Optical Holography*, Academic Press, New York — London 1971; J. Bordogna, S. A. Keneman, J. J. Amodei, *RCA Rev.* **33**, 227 (1972); M. R. Tubbs, *Opt. Laser Techn.* **5**, 155 (1973); M. R. B. Forshaw, *Opt. Laser Techn.* **6**, 28 (1974); D. Chen, J. D. Zook, *Proc. IEEE*, **63**, 1207 (1975); K. B. Biedermann, *Optica Acta* **22**, 103 (1975).

IV Ogólnopolskie Seminarium Mössbauerowskie w Krakowie

W dniach 1-2 kwietnia 1976 r. odbyło się w Krakowie IV Ogólnopolskie Seminarium Spektroskopii Mössbauerowskiej i jej zastosowań, zorganizowane przez Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie.

W seminarium brało udział około 80 uczestników z różnych ośrodków naukowo-badawczych w Polsce. Tradycyjnie, celem tych spotkań jest przedstawienie i przedyskutowanie w szerszym gronie specjalistów aktualnie prowadzonych metodą spektroskopii Mössbauerowskiej jak i metodami pokrewnymi prac badawczych w zakresie chemicznych i magnetycznych związków, oddziaływań nadsubtelnych w materiałach magnetycznych, stopach metalielnych, materiałach implantowanych, substancjach biologicznie czynnych i in., jak również w zakresie rozwoju i udoskonalania techniki eksperymentalnej i obliczeniowej w tej dziedzinie badań.

W czasie seminarium wygłoszono 23 referaty dotyczące dość szerokiej problematyki, wynikającej głównie z kompleksowej współpracy różnych ośrodków badawczych zarówno w Polsce jak i poza granicami kraju, dysponujących różnymi metodami i różnymi możliwościami wnioskowej interpretacji otrzymanych wyników, zainteresowanych wspólnym ściśle określonym problemem.

Aspektem badań Mössbauerowskich w geometrii rozproszeniowej zarówno od strony teoretycznej, jak i eksperymentalnej poświęcone były referaty: L. Dąbrowski, J. Piekoszewski, J. Suwalski (IBJ — Szwierk), *Funkcyjna kształt widm BM w geometrii rozproszeniowej*, J. Bara (IFUJ — Kraków), *Formowanie geometrii transmisyjnej i rozproszeniowej i Eksperymenty Mössbauerowskie w geometrii transmisyjno-rozproszeniowej*.

Nowe perspektywy i udoskonalanie bardzo ważnego problemu detekcji w spektroskopii Mössbauerowskiej przedstawiono w referatach: Z. Pawłowski, W. Cudny, J. Holmecka, C. Hilardebrand (IR UW — Warszawa), *Nowe koncepcje detektorów gazowych do spektroskopii Mössbauerowskiej*, B. Sawicka, M. Dzwiga, A. Z. Hrynkiwicz (IFJ — Kraków), J. Sawicki, J. Stanek, J. Kowalski (IFUJ — Kraków), *Spektroskopia Mössbauerowska elektronowa konwersyj dla implantowanych domieszek ^{57}Fe* .

Wpływ i interpretacje radiacji protonów na własności ciał kryształicznych omówiono w referacie: A. Kotłicki (IFD UW — Warszawa), N. B. Olsen, J. S. Olsen (Kopenhaga), *Badanie metodą efektu Mössbauera i dyfrakcji rentgenowskiej wpływu naswietlania protonami na własności białka*.

Badaniem struktury spinowej, procesów uporządkowania, rozkładu kationów i oddziaływań nadsubtelnych w ferrytach i materiałach magnetycznych w zależności od czynników zewnętrznych (temperatura, zewnętrzne pole magnetyczne) bądź zmiennej koncentracji składników, prowadzonych metodami spektroskopii Mössbauerowskiej, anihilacji pozytonów, dyfrakcji neutronów i in. poświęcone były referaty: J. Piekoszewski, L. Dąbrowski, J. Suwalski (IBJ — Szwierk), S. Makojągwa (WBR Pöcher — Warszawa), *Badanie lokalnej struktury spinowej magnetyków metodą SEM w zewnętrznym polu magnetycznym*, J. Bara (IFUJ — Kraków), *Rozkład kationów w podstawkach magnetycznych ferrytów nikielowo-żelazowo-aluminiowych*, J. Bara, A. Pędziwiatr, Z. Stadnik, A. Szytuła, Z. Tomkowiak (IFUJ — Kraków), W. Zarek (IFUJ — Katowice), *Kompleksowe badania magneto-kryształiczne własności ferrytów nikielowo-żelazowo-*

aluminiowych, J. Suwalski, L. Dąbrowski, J. Piekoszewski (IBJ — Świerk), Z. Tucholski (ITiR — Warszawa), *Przejścia fazowe typu porządek—nieporządek w stopach alsiffer $Fe_3(Al, Si)_1$ badane przy pomocy rozproszeniowej i transmisyjnej spektroskopii mössbauerowskiej*, J. Frąckowiak, T. Panek, M. Salamon (IFUŚl — Katowice), H. Morawiec (IMN — Gliwice), *Analiza procesów uporządkowania atomowego w stopach podwójnych metodami spektroskopii mössbauerowskiej i anihilacji pozytonów*, S. M. Dubiel, J. Żukrowski (IM AGH — Kraków), *Pola magnetyczne nadsubtelne a magnetyzacja stopów Fe—Cr*, S. M. Dubiel, J. Żukrowski, K. Krop (IM AGH — Kraków), *Temperatury Curie stopów Fe—Cr zawierających 1–15 at % Cr*, K. Tomala, E. A. Görlich, K. Łątka (IFUJ — Kraków), R. Kmieć, K. Ruebenbauer (IFJ — Kraków), *Zastosowanie rezonansowej absorpcji gamma dla przejścia 86,5 keV ^{156}Gd do badania oddziaływań nadsubtelnych w międzymetalicznych stopach Gd—Y, Gd—Sc, Gd—Dy*, J. Bara, A. Pędziwiatr, Z. Stadnik, A. Szytuła, Z. Tomkowicz (IFUJ — Kraków), B. Gaic (Belgrad), *Kompleksowe badania magneto-krystalo-chemicznych własności międzymetalicznych związków MnFeGe*, J. Frąckowiak, B. Jankowski, J. Kansy, T. Panek, A. Salamon, M. Uhlig (IFUŚl — Katowice), *Pomiar zawartości składnika podstawieniowego w stopie podwójnym żelaza przy pomocy efektu Mössbauera*.

Badanie własności struktury nadsubtelnej centrów aktywnych w białkach hemowych przedstawiono w referacie: D. S. Kulgawczuk, A. Z. Hryniewicz, J. Kraczką, P. Janas (IFJ — Kraków), W. Ostrowski, J. Frendo (IBL — Kraków), *Badanie własności pochodnych hemoglobiny metodą spektroskopii mössbauerowskiej*.

W referacie: M. Kopcewicz, A. Kotlicki (IFD UW — Warszawa), *Badanie wpływu pola magnetycznego wysokiej częstości na absorpcję mössbauerowską w metalicznym żelazie omówiono badania mössbauerowskie przy jednoczesnym działaniu na badany obiekt zewnętrznym polem magnetycznym wysokiej częstości, uzasadniając uzyskane wyniki w oparciu o zmodyfikowany model magnetostrykcji*.

W referacie: J. Bara (IFUJ — Kraków), *Badania magnetytu metodą SEDME* przedstawiono wyniki badań przeskoiku elektronu w podsieci magnetytu wykorzystując podwójne wzbudzenie izotopu ^{57}Fe .

Praktycznym zastosowaniom i rozwojowi techniki mössbauerowskiej poświęcone były referaty: J. Frąckowiak, B. Jankowski, J. Kansy, T. Panek, A. Salamon (IFUŚl — Katowice), *Analiza zawartości pirytu i markasytu w różnych materiałach węglowych*, J. Frąckowiak, B. Jankowski, T. Panek, M. Uhlig (IFUŚl — Katowice), *Zastosowanie minikomputera systemu Mera-300 do wstępnej analizy widm mössbauerowskich*, J. Bara, Z. Stadnik (IFUJ — Kraków), *Polarymetr mössbauerowski*, P. Leśniewski (IFJ — Kraków), *Układ napędowy do spektrometru mössbauerowskiego — blok liniowej prędkości*.

Seminarium, w czasie którego uczestnicy mieli możliwość szerokiego przedstawienia i przedyskutowania prawie w charakterze roboczym swoich osiągnięć, trudności i planów, przebiegało w miłej i koleżeńskej atmosferze i potwierdziło, że tego typu spotkania podtrzymują, rozwijają i zapoczątkowują współpracę nie tylko między ośrodkami spektroskopii mössbauerowskiej ale też i ośrodkami pokrewnymi.

D. Kulgawczuk

Konferencja i wystawa „Polmic-76”

W dniach 7–9 kwietnia 1976 roku odbyła się w Pałacu Kultury i Nauki w Warszawie ogólnokrajowa konferencja naukowa „Polmic-76”. Równocześnie z konferencją czynna była w dniach od 7 do 15 kwietnia wystawa mikroskopowa. Organizatorami tych imprez byli: Centralne Laboratorium Optyki, Polskie Zakłady Optyczne, Sekeja Optyki SIMP i ODK SIMP.

Konferencja miała charakter ogólny i nosiła tytuł „Mikroskopia w nauce i technice”. Głównym jej celem było przedstawienie krajowych osiągnięć na tle ogólnego postępu światowego w dziedzinie mikroskopii świetlnej, ze szczególnym uwzględnieniem jej nowych zastosowań w nauce i technice; popularyzacja mikroskopowych metod badawczych oraz krajowych zdobyczy w zakresie konstrukcji i produkcji urządzeń mikroskopowych, zwłaszcza specjalistycznych i przeznaczonych do badań naukowych; rozszerzenie kontaktów i wymiana doświadczeń między twórcami i konstruktorami aparatury mikroskopowej a jej użytkownikami: biologami, metalurgami, chemikami, mineralogami i innymi specjalistami, dla których mikroskop stanowi podstawowe narzędzie pracy badawczej i zawodowej.

W konferencji wzięło udział ponad 250 osób, reprezentujących wyższe uczelnie, instytuty naukowe PAN i resortowe, ośrodki badawcze-rozwojowe oraz działy konstrukcyjno-technologiczne i laboratoria przedsiębiorstw przemysłowych. Poza tym w konferencji uczestniczyło 10 gości zagranicznych, a wśród nich Gerard L'E. Turner, prezydent Królewskiego Towarzystwa Mikroskopowego (Royal Microscopical Society, Wielka Brytania), znakomity znawca mikroskopii w jej historycznym rozwoju, zastępca kustosa Muzeum Historii Nauki w Oxfordzie; prof. dr Franz Lanzl (Instytut Fizyki Stosowanej Uniwersytetu w Hamburgu), wybitny specjalista w dziedzinie teorii odwzorowania optycznego i obróbki informacji optycznych; dr Johan S. Ploem (Uniwersytet w Lejdzie, Holandia), znany specjalista w dziedzinie mikroskopii fluorescencyjnej, twórca układu mikroskopowego typu „epi” z lustrami dichroicznymi, szczególnie przydatnego w badaniach immunofluorescencyjnych (układ ten nosi nazwę „system według Ploema”); oraz 7 fizyków-optyków i biologów z Czechosłowacji.

Na całość konferencji złożono się 10 sesji obejmujących następujące zagadnienia: 1. Metody stereologiczne w biologii i medycynie, 2. Nowe mikroskopy ogólnego przeznaczenia i ich wyposażenie, 3. Mikrokinematograficzne badania żywych komórek biologicznych, 4. Fourierowska obróbka i automatyczna analiza obrazu mikroskopowego, 5. Metody stereologiczne w technice, 6. Mikroskopowe badania włókien i polimerów, 7. Mikroskopowe badania struktur biologicznych, 8. Mikroskopia fluorescencyjna i immunofluorescencja, 9. Mikroskopia w podczzerwieni, mikroskopy pomiarowe i techniczne, 10. Różne zastosowania mikroskopii świetlnej.

Ogółem wygłoszono 55 referatów i komunikatów z prac własnych uczestników konferencji oraz 11 referatów przeglądowych (zamówionych), obejmujących najbardziej aktualne i rozwijające problemy mikroskopii świetlnej. Referaty przeglądowe wygłoszili: E. Waniewski (Centrum Kształcenia Podypłomowego WAM, W-wa), *Stereologia i jej zastosowania w biomorfologii*, G. L'E. Turner (Royal Microscopical Society, Oxford, Anglia), *Zawartość informacyjna obrazu mikroskopowego — przegląd historyczny*, K. Chomiczewski (Zakład Anatomii Patologicznej WAM, Łódź), *Ocena przydatności zestawu do mikrostereologii, skonstruowanego w CLO, w różnych rodzajach badań patomorfologicznych*, Z. Albinowski i K. Kapkowski (Polskie Zakłady Optyczne, W-wa), *Mikroskopy PZO w nauce i technice*, M. Popielas (Centralne Laboratorium Optyki, W-wa), *Uniwersalne mikroskopy badawcze — rodzina „Unimat”, opracowane w CLO*, P. Veselý (Instytut Biologii Doświadczalnej i Genetyki Czechosłowackiej Akademii Nauk, Praga), *Badanie komórek rakowych in vitro metodą fazowo-kontrastowej mikrokinematografii*, M. Malý (Instytut Fizyki Czechosłowackiej Akademii Nauk, Praga), *Fizyczne problemy interpretacji obrazów żywych komórek biologicznych obserwowanych w mikroskopie świetlnym*, F. Lanzl (Instytut Fizyki Stosowanej Uniwersytetu Hamburgskiego), *Filtrowanie bezpośrednio fourierowsko przekształconych obiektów w rozszerzonej źrenicy wyjściowej układu mikroskopowego*, W. Sawicki (Instytut Biostruktury AM, W-wa), *Współczesne problemy mikroskopii w badaniach biostrukturalnych*, J. S. Ploem (Uniwersytet Lejdejski), *Ostatnie osiągnięcia w mikroskopii fluorescencyjnej i mikrofluorometrii*, A. Nowosiłowski (Państwowy Zakład Higieny, Instytut Naukowo-Badawczy, W-wa), *Immunofluorescencja w badaniach etiopatogenezy chorób wirusowych*.

Pełne teksty referatów zamówionych, opracowanych przez autorów krajowych oraz obszernie streszczenia referatów i komunikatów zgłoszonych, zostały powielone techniką małej poligrafii i wręczone uczestnikom konferencji przed jej otwarciem.

Spośród 55 referatów i komunikatów z prac własnych uczestników konferencji 35% pochodziło od twórców i konstruktorów urządzeń mikroskopowych, a 65% — od użytkowników

aparatury mikroskopowej, głównie biologów, metalurgów i chemików. Ci ostatni wywodzili się przede wszystkim z grona badaczy włókien i polimerów.

Z przedstawionych w referatach i komunikatach nowych urządzeń mikroskopowych, które ewentualnie mogą wchodzić w zakres zainteresowań fizyków, należy wymienić następujące (w nawiasie podano autorów): mikroskop holograficzny z eliminacją szumów koherentnych (R. Pawluczyk, CLO), zestaw do dyfrakcyjno-fourierowskiej analizy mikrostruktur (M. Daszkiewicz i J. Zamorska, CLO), fluorescencyjny mikroskop badawczy dla światła przechodzącego i odbitego (W. Borkowski, CLO), mikroskop do bezstykowych pomiarów temperatury (A. Nowakowski, ITE Politechniki Gdańskiej i A. Szwedowski, IKPPIo Politechniki Warszawskiej), mikrointerferometr do badania chropowatości polerowanych powierzchni (A. Wojtaszewski, IKPPIo Politechniki Warszawskiej), zestaw do mikrofotometrycznego oznaczania profili stężeniowych związków barwnych w przekrojach włókien i folii polimerowych (B. Ostrowska i A. Narębska, Instytut Chemii Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu), urządzenie do mikroskopowego badania zjawisk towarzyszących przenikaniu wodoru w czasie jednoosiowego rozciągania mikropróbek (W. Jaśkiewicz, Cz. Szaliłow, I. Dudek, Instytut Technologii i Eksploatacji Maszyn WSI, Lublin).

Ściśle z konferencją związana była wystawa aparatury mikroskopowej. Jej zasadniczym celem było zapoznanie uczestników konferencji z najnowszymi osiągnięciami krajowymi w dziedzinie konstrukcji i produkcji nowej aparatury mikroskopowej. Po zamknięciu konferencji wystawa przez 6 dni była ogólnie dostępna i spełniała dodatkowo rolę popularnonaukową i dydaktyczną. Zaproszono do jej zwiedzenia nie tylko specjalistów w dziedzinie badań mikroskopowych, ale również studentów, uczniów szkół średnich i podstawowych.

Na wystawę złożyło się kilkadziesiąt różnego typu mikroskopów (wraz z bogatym wyposażeniem dodatkowym), produkowanych seryjnie przez Polskie Zakłady Optyczne. Przeważały modele, które weszły do produkcji w ostatnich 2-3 latach (rodzina „Studar”, „Biolar”). Poza tym zaprezentowano po raz pierwszy kilka zupełnie nowych, prototypowych mikroskopów opracowanych w Centralnym Laboratorium Optyki. Wśród nich szczególną uwagę wzbudził mikroskop holograficzny z eliminacją szumów koherentnych zarówno w procesie zapisu hologramu jak i w procesie rekonstrukcji obrazu holograficznego, następnie zestaw do analizy mikrosterologicznej („Biolar MS”), mikroskop fluorescencyjny z lustrami dichroicznymi, oraz zunifikowany komplet trzech dużych mikroskopów badawczych, o nowoczesnej konstrukcji, nawiązującej do najlepszych wzorów światowych. Na komplet ten składają się: mikroskop uniwersalny do badań zarówno w świetle przechodzącym, jak i odbitym, mikroskop metalograficzny oraz odwrócony biologiczny. Każdy z nich ma w swym wyposażeniu zasadniczym kontrast fazowy i interferencyjny.

W podsumowaniu konferencji i wystawy „Polmic-76” stwierdzono, że była to impreza ze wszech miar udana i pożyteczna. Warto przy tym wspomnieć, że koszty jej organizacji niemal w całości zostały pokryte przez Polskie Zakłady Optyczne.

M. Pluta

V Międzynarodowa Szkoła Letnia „Defekty Sieci w Kryształach” w Krynicy

W dniach 8-18 maja, 1976 r. w Krynicy (Ośrodek TZA „Czarny Potok”) odbyła się V Międzynarodowa Szkoła Letnia na temat Defektów Sieci w Kryształach, zorganizowana przez Instytut Fizyki PAN i Polskie Towarzystwo Fizyczne.

Główne kierunki tematyczne szkoły: 1) generacja defektów sieci krystalicznej (przyczyny oraz procesy tworzenia się defektów, migracja), 2) oddziaływanie defektów z realną siecią kry-

staliczną, 3) własności elektroniczne defektów i oddziaływanie defektów z nośnikami ładunku elektrycznego, 4) metodyka badań defektów. Wymienione zagadnienia rozpatrywano szczególnie w odniesieniu do materiałów półprzewodnikowych. Ogółem wygłoszono 31 wykładów monograficznych.

Zgodnie z programem szkoły odbyły się dwa seminaria: 1) „Elektroniczne własności defektów sieci w półprzewodnikach” prowadzone przez prof. dr hab. T. Figielskiego, 2) „Badania realnej sieci krystalicznej” prowadzone przez prof. dr hab. J. Auleytnera. Na seminariach uczestnicy przedstawili 19 komunikatów z prac własnych.

Prócz zajęć programowych odbyło się szereg spotkań przedstawicieli ośrodków, w których prowadzone są badania defektów. Celem spotkań było omówienie dalszej lub podjęcie nowej współpracy naukowej w zakresie badań defektów sieci krystalicznej.

Szkoła zgromadziła ogółem 125 uczestników w tym 50 przybyłych z ośrodków zagranicznych (Bułgarii, Berlina Zachodniego, Czechosłowacji, Francji, NRD, RFN, Szwecji, Węgier, Włoch, ZSRR).

Materiały ze szkoły zostaną wydane w 1977 r.

M. Jastrzębska

Trzecia międzynarodowa konferencja poświęcona jądrom dalekim od stabilności w Cargèse

Konferencja, której pełna nazwa brzmi: „Trzecia międzynarodowa konferencja poświęcona jądrom dalekim od stabilności”, odbyła się w Cargèse, na Korsyce (Francja) w dniach 20–26 maja 1976 r. Zgodnie z tytułem, była to trzecia z kolei konferencja z tego cyklu.

Cały cykl wyrósł z problemów, jakie pojawiły się przed fizykami jądrowymi wraz z rozpoczęciem realizacji programu systematycznego badania jąder oddalonych od obszaru stabilności, a więc jąder o krótkich czasach życia. Realizację tę umożliwiło uruchomienie w kilku laboratoriach, w pierwszej połowie lat sześćdziesiątych, separatorów izotopowych ustawionych bezpośrednio lub prawie bezpośrednio „na wiązce” cząstek wywołujących reakcje jądrowe. Tak powstałe urządzenia (zwane w skrócie ISOL — Isotope Separator On Line) bardzo silnie rozszerzyły możliwości badania jąder krótkożyciowych (por. artykuły: W. Żuka, *Postępy Fizyki* **21**, 471 (1970) i J. Jastrzębskiego, tamże **22**, 315 (1971)). Wiązka cząstek powodujących reakcje może pochodzić zarówno z reaktora, jak generatora neutronów, czy też akceleratora cząstek naładowanych.

Pierwszym urządzeniem, zbudowanym dla systematycznych badań, był separator ustawiony na wiązkę 225 cm cyklotronu w Sztokholmie. Toteż nie było przypadkiem, że pierwsza konferencja jąder dalekich od stabilności odbyła się w Szwecji, a I. Bergström, kierujący pracami na tym cyklotronie, był jednym z jej głównych inicjatorów.

Konferencja odbyła się w Lysekil (Szwecja) w 1966 r. Zgromadziła ona 155 uczestników, głównie ze Szwecji (42), Stanów Zjednoczonych (24), Danii (21) i RFN (16). Miała ona na celu znalezienie możliwie szczegółowej odpowiedzi na pytanie postawione w jej tytule: „Dlaczego i jak powinniśmy badać nuklidy dalekie od linii stabilności?” Wydaje się, że pytanie to mogłoby występować w tytułach dwu następnych konferencji tego cyklu, z tym, że coraz bardziej moglibyśmy uzupełnić je pytaniem dotyczącym już osiągniętych wyników, a mianowicie: „Jakie jądra niestabilne poznaliśmy ostatnio, jak tego dokonaliśmy i czego nauczyliśmy się z tego o strukturze jądra?” Na konferencji w Lysekil bardzo wiele miejsca poświęcono problemom technicznym i analizie różnych projektów ISOL, które obecnie zostały już zrealizowane.

Druga konferencja odbyła się w Leysin (Szwajcaria) w 1970 r. Zorganizowana została przez grupę pracującą w CERN-ie w ramach tzw. Współpracy ISOLDE. Jest to szeroka, międzynarodowa współpraca wielu ośrodków fizyki jądrowej, bazująca na separatorze ustawionym na wiązce CERN-owskiego synchrocyklotronu. Celem konferencji w Leysin było przedstawienie wyników programów ISOL zrealizowanych do tamtej pory i wskazanie na najważniejsze problemy i najbardziej obiecujące kierunki badań. W konferencji wzięło udział 148 uczestników, głównie ze Stanów Zjednoczonych (30), RFN (28), Francji (18) i Szwecji (14). Konferencja finansowana była przez Współpracę ISOLDE.

Wreszcie trzecia, omawiana obecnie konferencja odbyła się, jak już wspomniano, we Francji w 1976 r. Bezpośrednimi jej organizatorami były: Instytut Fizyki Jądrowej w Orsay oraz Współpraca ISOLDE w CERN-ie. Przewodniczącym komitetu organizacyjnego był prof. Robert Klapisch z Orsay. W konferencji wzięło udział 157 uczestników z 20 krajów. Głównie z Francji (41), RFN (27) i Stanów Zjednoczonych (23). Z Polski było 5 uczestników, w tym jeden poprzez Dubną.

Obrazy odbyły się w 10 sesjach. Poświęcone one były następującym zagadnieniom: problemy techniczne, rozpady beta i alfa oraz masy jąder, własności jąder w stanie podstawowym, jądra lekkie, opóźniona emisja cząstek, spektroskopia jądrowa (dwie sesje), jądra ciężkie, aspekty astrofizyczne, perspektywy.

Przechodząc do krótkiego omówienia treści obrad, wyróżnijmy dwa główne kierunki odchodzenia od obszaru stabilności: kierunek wzdłuż ścieżki stabilności beta ku jądrom bardzo ciężkim (transaktywnom) oraz kierunek poprzeczny do tej ścieżki, tj. kierunek oddalania się od niej.

W pierwszym z tych dwu kierunków, główne prace prowadzone są w dwóch laboratoriach: w Dubnej (Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych) i w Berkeley (USA). Polegają one na wytwarzaniu ciężkich pierwiastków w reakcjach z ciężkimi jonami oraz na badaniu własności tych pierwiastków.

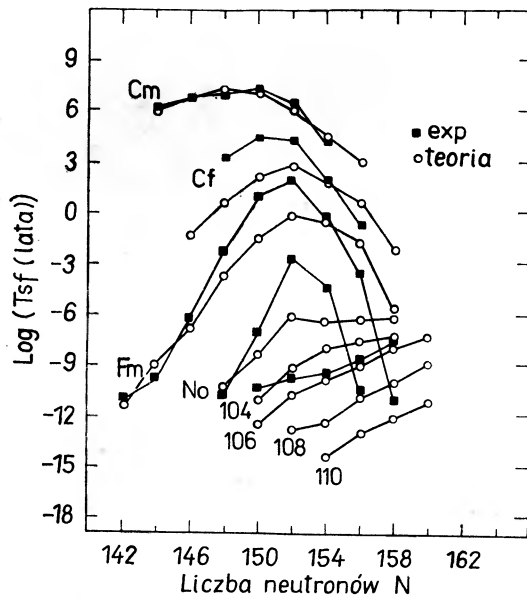
Wyniki ostatnich prac i plany prac najbliższych w Dubnej, przedstawił G. N. Florow, kierujący grupą dubieńską. Dużym ostatnim osiągnięciem tej grupy było odkrycie pierwiastka o liczbie atomowej $Z = 107$. Mianowicie, przy bombardowaniu tarczy ^{209}Bi wiązką jonów ^{54}Cr zostały zaobserwowane dwie nowe aktywności rozszczepieniowe z czasami połowicznego zaniku ok. 5 s i ok. 2 ms. Pierwsza z nich interpretowana jest jako rozszczepienie jądra $^{257}105$ otrzymanego przez rozpad α jądra $^{261}107$, druga zaś jako rozszczepienie samego jądra $^{261}107$, zachodzące w stosunku ok. 20% do rozpadu całkowitego tego jądra (resztę stanowi rozpad α).

Bardzo obiecującym osiągnięciem technicznym grupy dubieńskiej jest uzyskanie wiązki ciężkich jonów izotopu ^{48}Ca . Z wiązką tego ciężkiego, silnie neutrono-nadmiarowego izotopu wiąże się duże nadzieje na syntezę pierwiastków superciężkich. Tej właśnie syntezie grupa dubieńska chce poświęcić główne wysiłki w najbliższym czasie, ograniczając lub nawet przerywając prace nad pierwiastkami z obszaru $Z = 104-108$. Bombardując jądra z obszaru Th-Cm, chcą oni otrzymywać pierwiastki o $Z = 110-116$. Dogodność izotopu ^{48}Ca dla celów syntezy pierwiastków superciężkich, oprócz silnego nadmiaru neutronów, polega także na tym, że jest to jądro podwójnie magiczne, a zatem wyjątkowo silnie związane. Można oczekiwać więc, że energia wzbudzenia jądra złożonego, czy produktu reakcji będzie w tym przypadku stosunkowo niska, co przy syntezie pierwiastków superciężkich jest bardzo ważne. Wytworzenie wiązki ^{48}Ca wymagało pokonania dużych trudności technicznych przy budowie źródła jonów, izotop ten bowiem nie tworzy związków gazowych, najdogodniejszych dla takiego źródła.

Prace prowadzone w Berkeley przedstawił A. Ghiorso, kierujący tamtejszą grupą. Prawie cały swój referat poświęcił on kontrowersji pomiędzy Berkeley i Dubną w sprawie odkrycia pierwiastka 104. Stwierdził on, że w Berkeley nie jest obserwowana aktywność rozszczepieniowa 0,1 s, przypisywana przez Dubną izotopowi $^{260}104$, tj. pierwszemu, zaobserwowanemu właśnie w Dubnej, izotopowi tego pierwiastka. Wiele miejsca poświęcił on argumentacji przewagi badania rozpadu α (główna metoda stosowana w Berkeley) nad badaniem rozszczepienia (główna metoda stosowana w Dubnej) w identyfikacji liczby atomowej nowego pierwiastka.

Trzeci referat, dotyczący syntezy ciężkich pierwiastków, wygłoszony został przez panią D. C. Hoffman z Los Alamos. Omówiła ona odkrycie izotopu ^{259}Fm , izotopu o największej liczbie neutronów spośród wszystkich znanych dotychczas jąder. Wytworzony on został w reakcji: $^{257}\text{Fm}(t, p)^{259}\text{Fm}$, przeprowadzonej na tandemie tamtejszego laboratorium. Izotop ^{259}Fm rozpada się przez rozszczepienie z połowkowym czasem 1,5 s. Pani Hoffman zwróciła uwagę na szczególnie dużą energię kinetyczną fragmentów (ponad 220 MeV) rozszczepienia jądra ^{259}Fm , oczekiwaną w związku z tym małą liczbę neutronów emitowanych w jednym akcie rozszczepienia oraz na symetryczny charakter rozkładu mas. Obserwowany symetryczny rozkład mas, a także dużą energię kinetyczną fragmentów wiąże się z faktem, że przy podziale symetrycznym jądra ^{259}Fm , fragmenty są jądrami magicznymi w liczbie protonów ($Z = 50$) i prawie magicznymi w liczbie neutronów ($N \approx 82$), a więc ma miejsce przypadek najdogodniejszy energetycznie.

Wyniki teoretycznych obliczeń czasów życia T_{sf} ze względu na samorzutne rozszczepienie dla parzysto-parzystych jąder ciężkich przedstawił A. Sobieczewski (Warszawa). Obliczenia wykonane zostały we współpracy kilku grup teoretycznych (w Lublinie, Warszawie, Lund i Kopenhadze). Uwzględniają one w równym stopniu własności dynamiczne jąder (parametry masowe), jak i statyczne (energia potencjalna). Pokazały one (rys. 1), że takie dynamiczne



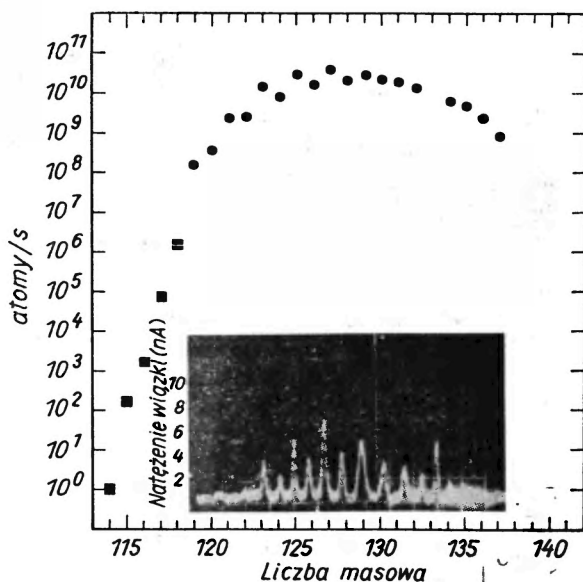
Rys. 1. Logarytmy czasów życia ze względu na rozszczepienie samorzutne

traktowanie procesu rozszczepienia pozwala na stosunkowo dobre odtworzenie doświadczalnych czasów życia bez stosowania jakichkolwiek swobodnych parametrów. W szczególności, niepotrzebna okazała się renormalizacja mikroskopowych wartości parametrów masowych, stosowana uprzednio. Ważnym także wynikiem jest wskazanie, że poczynając od pewnego Z , systematyka czasów T_{sf} powinna ulec zmianie. Wyniki pomiarów dubieńskich, podane podczas Szkoły-Seminarium w Dubnej w 1975 r. (por. *Postępy Fizyki* 27, 171 (1976)) wskazują, że zmiana ta zachodzi przy $Z = 104$.

Przedstawione na konferencji prace związane z drugim kierunkiem odchodzenia od obszaru stabilności, tj. z kierunkiem oddalania się od ścieżki stabilności beta, można w naturalny sposób

podzielić na dwie grupy biorąc pod uwagę niedobór i nadmiar neutronów badanych nuklidów w stosunku do odpowiednich izobarów stabilnych.

Z prac poświęconych nuklidom o niedoborze neutronów, na szczególną uwagę zasługują te, które pochodzą z CERN-u. Zespół ISOLDE w drugim etapie swej działalności (1975–76 r.) wykorzystywał separator izotopów zainstalowany na intensywnej ($0,7 \mu\text{A}$) wiązce protonów, o energii 600 MeV, tamtejszego zrekonstruowanego synchrocyklotronu. Wielkie możliwości, jakie wiążą się ze stosowaniem tego urządzenia ilustruje rys. 2 — wzięty z przeglądowego



Rys. 2. Wydajność produkcji izotopów cezu w reakcji kruszenia jąder lantanu (separator grupy ISOLDE na wiązce synchrocyklotronu w CERN-ie)

referatu H. Ravna (CERN) — pokazujący osiąganą wydajność produkcji izotopów cezu w reakcji kruszenia jąder lantanu. Patrząc na ten rysunek, należy pamiętać, że jedyny stabilny izotop cezu ma liczbę masową $A = 133$. Tak więc, najbliższy z obserwowanych w tym przypadku produktów reakcji, izotop ^{134}Cs , ma niedobór aż 19 neutronów. Jest rzeczą imponującą, że izotop ten można było obserwować (rejestracja opóźnionych cząstek naładowanych, jednak jeszcze bez pomiaru półokresu rozpadu), mimo wydajności o 10 rzędów wielkości mniejszej, niż dla izotopów bliższych ścieżki stabilności. Bez zastosowania separatora izotopów obserwacja ta nie byłaby możliwa.

Nateżenia wiązek rozseparowanych izotopów bliskich ścieżki stabilności są ogromne. Np. prąd wiązki jonów ^{127}Cs przekracza 6 nA, co odpowiada aktywności nasycenia ok. 1 Ci. Fakt tych dużych nateżeń można by wykorzystać dwójako. Po pierwsze, jak zauważył to w dyskusji G. N. Florow, do wytwarzania wiązek bardzo egzotycznych ciężkich jonów o wielkich energiach. Wystarczyłoby w tym celu ustawić za separatorem izotopów akcelerator i przyspieszać w nim rozdzielone izotopy. Układ taki jest technicznie realny, jednakże bardzo kosztowny. Druga możliwość, to produkcja promieniotwórczych tarcz dla badania reakcji jądrowych. Wstępne wyniki na drodze realizacji tej możliwości przedstawił E. Hagberg z Göteborga. Mianowicie, w CERN-ie zostały wyprodukowane tarcze ^{132}Cs ($T_{1/2} = 6,47 \text{ d}$) i ^{84}Rb ($T_{1/2} = 34,5 \text{ d}$). Nawświetlenie tarczy rubidowej neutronami termicznymi z wysokostrumieniowego reaktora w Grenoble pozwoliło na przeprowadzenie reakcji $^{84}\text{Rb}(n_{\text{term}}, p)^{84}\text{Kr}$.

Sumaryczna aktywność izotopów produkowanych w reakcji wywołanej przez ciężkie

jonu jest w praktyce znacznie mniejsza od aktywności, którą uzyskuje się w reakcji kruszenia. Jednakże w reakcji z ciężkimi jonami aktywność ta obejmuje stosunkowo wąską grupę nuklidów. Przy odpowiednim doborze tarczy oraz rodzaju i energii jonów, mogą to być nuklidy o znacznym niedoborze neutronów. Jest to jedna z właściwości, które decydują o wielkiej użyteczności reakcji z ciężkimi jonami dla badania jąder dalekich od ścieżki stabilności. Fakt ten został zilustrowany w sposób szczególnie przekonujący przez W. Karnachowa (Dubna), który zreferował najnowsze wyniki uzyskane w Dubnej, mianowicie odkrycie 19 nowych izotopów baru i lekkich ziem rzadkich, w tym kilku emiterów opóźnionych protonów.

Jednym z celów badania jąder o wielkim niedoborze neutronów, jest zaobserwowanie promieniotwórczości protonowej. Cel ten nie został jeszcze osiągnięty, ale do granicy stabilności jąder określonej przez zerową energię wiązania protonu zbliżono się bardzo wydawnie. Przewidywania formuł masowych wskazują, że szczególnie bliskie tej granicy są odkryte w CERN-ie izotopy ^{74}Rb , ^{144}Cs i ^{177}Hg oraz zidentyfikowany w Dubnej izotop ^{117}Ba .

W ciągu kilku lat, które upłynęły od konferencji w Leysin, zanotowano istotny postęp w badaniach opóźnionej emisji cząstek naładowanych (referat B. Jonsona z CERN-u). Odkryta została emisja opóźnionych cząstek α . Zaawansowano analizę widm cząstek opóźnionych na gruncie modelu statystycznego. Zaproponowano także (J. Hardy i współpr. z Chalk River) metodę wyznaczania czasów życia wysokoenergetycznych poziomów wzbudzonych na drodze pomiaru koincydencji opóźnionych protonów z promieniowaniem X_K emitowanym po wychwytcie elektronu. Metoda ta omówiona została przez Hardy'ego już na zeszłorocznej Szkole-Seminarium w Dubnej (por. *Postępy Fizyki* 27, 171 (1976)).

Analizie funkcji nasilenia w przemianie beta poświęcone zostały dwa referaty. M. Yamada (Tokio) mówił o udoskonaleniu swojej „zgrubnej” teorii tej funkcji, polegającym na uwzględnieniu efektów powłokowych. Z kolei H. V. Klapdor (Heidelberg) przedstawił analizę struktury gigantycznego rezonansu Gamowa-Tellera, wykorzystując informacje o przejściach gamma typu M1 ze stanu analogowego. Analiza ta pozwoliła mu na jakościowe wyjaśnienie struktury widm neutronów opóźnionych.

Do najciekawszych informacji o nuklidach z nadmiarem neutronów należały wyniki pomiarów widm neutronowych pochodzące z Moguncji i przedstawione przez K. L. Kratz. Dla wydzielenia tyen nuklidów z tarczy stosowane były metody bardzo szybkiej chemii, opisane przez N. Trautmanna (Moguncja).

Wśród wielu innych interesujących wykładów poświęconych doświadczalnym badaniom nuklidów krótkożytych, na szczególną uwagę zasługuje referat P. Armbrustera (Darmstadt). Poświęcony on był opisowi urządzeń pozwalających na separację produktów reakcji z ciężkimi jonami oraz produktów rozszczepienia charakteryzujących się pewnym rozkładem stopnia jonizacji wokół dużej wartości średniej. W szczególności, mowa tu była o separatorze magnetycznym wypełnionym gazem (układ JOSEF), zainstalowanym przy reaktorze w Jülich oraz o układach z kombinacją pól magnetycznych i elektrycznych przy reaktorze w Grenoble (układ LOHENGRIN) i przy akceleratorze ciężkich jonów w Darmstadt (układ SHIP).

Zagadnieniem bardzo ściśle związanym z badaniem jąderek niestabilnych jest zagadnienie formuł masowych. Z jednej strony bowiem, formuły te pozwalają na przewidzenie mas nieznanych jeszcze jąder, a zatem i na przewidzenie sposobów ich rozpadu oraz oszacowanie szybkości każdego rozpadu. Z drugiej strony, zmierzone masy nowych jąder pozwalają na ulepszenie tych formuł i lepsze poznanie prawidłowości występujących w masach, a więc i w strukturze jąder.

Znamy obecnie wiele formuł masowych. Przegląd najważniejszych z nich oraz zestawienie ich wyników mają być podane w jednym z najbliższych (lipiec-sierpień 1976 r.) numerów Nuclear Data Tables.

Na konferencji, problemowi formuł masowych poświęcony był referat I. Kelsona (Tel-Aviv, Izrael). Przedstawił on ulepszenie poprzedniej formuły masowej podanej przez siebie i współpracowników. Formuła ta, będąca ogólnym rozwiązaniem równania dla mas, zaproponowanego przez nich, miała postać

$$M(Z, N) = f(Z) + g(N) + h(A). \quad (1)$$

Obecnie, Kelson proponuje rozbitcie równania dla mas na trzy oddzielne równania, każde dla jednej z podanych trzech funkcji: $f(Z)$, $g(N)$ i $h(A)$. Rozbitcie takie pozwala na lepsze wykorzystanie regularności zawartych w formule (1). Praktycznie, pozwala to na wyznaczenie przewidywanych mas z pomocą stosunkowo małej liczby mas znanych doświadczalnie, ale za to mas najważniejszych dla danej ekstrapolacji. Daje jednocześnie nadzieję, że przewidywanie będzie stosunkowo dobre nawet przy dalekiej ekstrapolacji. Wszystko to — właśnie dzięki pełniejszemu wykorzystaniu regularności zawartych w równości (1).

W dziedzinie pomiarów mas nuklidów dalekich od ścieżki stabilności, obserwuje się ogromny postęp dzięki zastosowaniu przez grupę R. Klapischa (Orsay) bardzo precyzyjnego spektrometru mas, ustawionego za separatorem izotopów. Wykorzystując separator zespołu ISOLDE, grupa ta wyznaczyła masy szeregu promieniotwórczych izotopów rubidu z dokładnością do 80 keV. Plany na przyszłość obejmują izotopy cezu i ziem rzadkich.

Materiały konferencji mają być wydane w raportach CERN-owskich już we wrześniu 1976 r., tj. w trzy miesiące po konferencji.

Notatka dodana przy korekcie: Materiały konferencji ukazały się rzeczywiście we wrześniu 1976 r. w raporcie CERN 76-13 (Genewa 1976).

A. Sobieczewski, J. Żylicz

III Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów w Karpaczu

W dniach od 31 maja do 3 czerwca 1976 r. w Uniwersyteckim Ośrodku Szkoleniowo-Wypoczynkowym „Krokus” w Karpaczu odbyło się III Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów. Seminarium to zostało zorganizowane przez Zakład Kriofizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego im. B. Bieruta. Kierownikiem Naukowym Seminarium był prof. dr hab. Bogdan Sujak. W seminarium wzięło udział 60 osób ze wszystkich polskich ośrodków zajmujących się zagadnieniem egzoemisji elektronów.

Ponadto w seminarium wzięli udział zaproszeni goście zagraniczni: prof. H. Kaambre (Tartu, ZSRR), dr W. Wild, dr H. Fitting (Rostock, NRD), dr E. Linke (Berlin, NRD) oraz dr V. Siegel (Braunschweig RFN).

W trakcie obrad Seminarium ogłoszono 30 referatów i komunikatów. Referaty oraz komunikaty, stanowiące ogólny przegląd prowadzonych obecnie badań nad zjawiskami egzoemisji elektronów (EEE) oraz perspektywami ich zastosowań, będą opublikowane w języku angielskim w specjalnym numerze „Acta Universitatis Wratislaviensis” w 1977 roku.

K. Biedrzycki

Informacja dla Autorów

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

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

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

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

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

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

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

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

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

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

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny

do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P.O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 12) to the account of ARS POLONA—RUCH, through Bank Handlowy S.A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

A. H. Piekara — Badanie i nauczanie. O wzajemnym stosunku obu tych dziedzin działalności ludzkiej na przykładzie fizyki	511
I. Malecki — Zakres i metody akustyki kwantowej	535
J. S. Brzosko — Aktualny stan badań radiacyjnego wychwytu neutronów	553
G. Białkowski — Nowe cząstki	575
M. Kucharski — Materiały fotochromowe i ich zastosowanie w holografii	597
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
D. Kulgawczuk — IV Ogólnopolskie Seminarium Mössbaurowskie w Krakowie	609
M. Pluta — Konferencja i wystawa „Polmic-76” w Warszawie	610
M. Jastrzębska — V Międzynarodowa Szkoła Letnia „Defekty sieci w kryształach” w Krynicy	612
A. Sobiechewski, J. Żylicz — Trzecia międzynarodowa konferencja poświęcona jądrom dalekim od stabilności w Cargèse	613
K. Biedrzycki — III Ogólnopolskie Seminarium Egzocemcji elektronów w Karpaczu	618

CONTENTS

A. H. Piekara — Research and Teaching. On Mutual Relation Both of These Fields of Human Activity Taking Physics as Example	511
I. Malecki — The Scope and Methods of Quanta Acoustics	535
J. S. Brzosko — Present Status of the Neutron Radiative Capture	553
G. Białkowski — New Particles	575
M. Kucharski — The Photochromic Materials and their Use in Holographic Storage	597
MEETING AND CONFERENCE	