

ZAKŁAD FIZYKI  
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej  
w Lublinie

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIENIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

**TOM VII**

**ZESZYT 3**

---

1956

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski (Poznań)  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa),  
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków)  
Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa)  
Leonard Sosnowski, (Warszawa)

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Ludwik Natanson (Warszawa)  
*Zastępca Redaktora Naczelnego* — Karol Majewski (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Teoretycznej* — Wojciech Królikowski (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Doświadczalnej* — Kazimierz Rosiński (Warszawa)  
*Sekretarz Redakcji* — Barbara Wojtowicz (Warszawa)

*Adres Redakcji:* Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji.  
O przyjęciu pracy do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują  
25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VII. ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1956

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE—DZIAŁ CZASOPISM  
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 2546+108 egz.	Do składania 30.III.56 r.
Ark. wyd. 9,65 druk. 8,25	Podpisano do druku
Papier druk. sat. 70g V kl. 70×100	Druk ukończono w czerwcu 1956
Cena zł 11,—	Zamówienie nr 470

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej Warszawa. B-7-26066



*Armin Teske*

Zakład Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej

## Stanisław Ziemecki

(1881—1956)

W dniu 19 stycznia 1956 r. zmarł w Lublinie Profesor Stanisław Ziemecki. Jego działalność naukowa i pedagogiczna obejmuje prawie pół wieku. Pozostawił licznych uczniów; niektórzy z nich zajmują dziś czołowe miejsca w nauce polskiej. Miał też uczniów, których niesposób wymienić imiennie: tych, którym w tornistrach szkolnych szeleściły jego podręczniki. Pamięć jego żyje również wśród nich. Gdy w czasie ostatniej wojny władze okupacyjne wydały nakaz aresztowania profesora Ziemeckiego, zdołał ostrzec go o tym człowiek, który nie miał nic wspólnego z nauką i nigdy przedtem go nie widział. Znał go jednak. Miał syna, który uczył się z podręcznika napisanego przez profesora Ziemeckiego. Chłopiec lubił tę książkę.\*

Pierwszą pracę naukową Stanisław Ziemecki ogłosił w roku 1905. Dotyczyła magnetycznego skręcania płaszczyzny polaryzacji [1]. Stosując nową metodę fotograficzną Ziemecki osiągnął duży stopień dokładności\*\* w pomiarach wykonywanych w ultrafiolecie i zdołał ująć we wzory przebieg dyspersji w rozległym obszarze widma. Po powrocie do kraju zajmował się promieniotwórczością atmosfery. Pomiaru jego — są to lata 1909/1910 — prowadzone w okolicach Ojcowa i Olkusza [3], ujawniły ogromne skupienie radonu w grocie zwanej Nietoperzową. Wrócił potem do optyki i odkrył luminescencję pary rtęci naświetlanej promieniami Röntgena [4].

Po zakończeniu pierwszej wojny światowej ogłosił cykl prac (jedną z nich wspólnie z E. Stenzem), dotyczących wpływu dysocjacji na zjawiska optyczne [5, 6, 7]. Wynikiem tych doświadczeń było stwierdzenie, że

\* Profesor Ziemecki daremnie starał się po wojnie odszukać człowieka, który ocalił mu wówczas życie. Niech nam więc wolno będzie podać przynajmniej jego nazwisko. Był to S. Sybilski.

\*\* Zdania wartościujące opierają się, jeżeli chodzi o dawniejsze z omówionych tu prac naukowych, na opinii Stefana Pieńkowskiego. Opinia ta znajduje się w aktach Uniwersytetu Marii Skłodowskiej-Curie. Z niej też pochodzą cytowane dalej słowa St. Pieńkowskiego.

siedliskiem charakterystycznych zjawisk fluorescencji pary jodu jest nie atom, lecz cząsteczka i że emisyjne widmo pasmowe pary jodu należy do cząsteczki dwuatomowej, atomy zaś wysyłają zupełnie odrębne widmo liniowe. Wystarczy przypomnieć sobie ówczesny stan badań, by ocenić znaczenie tych wyników.

Następne prace grupowały się około dwóch zagadnień: zjawiska Ramana i promieni kosmicznych. Z prac nad zjawiskiem Ramana [9—13] szczególne znaczenie miały badania nad przebiegiem tego zjawiska w pobliżu punktu krytycznego. Chodziło o rzecz w tym czasie jeszcze nie wyjaśnioną. Na podstawie pewnych faktów można było mniemać, że natężenie linii w widmie Ramana związane jest z natężeniem rozpraszania Rayleighowskiego. Jednak badania Ziemeckiego wykazały, że zjawiska te są od siebie niezależne, gdyż opalescencja krytyczna, odpowiadająca rozpraszaniu klasycznemu, nie powoduje zmian w zjawisku Ramana, które przy przejściu przez punkt krytyczny przebiega w sposób ciągły. Inne prace nad zjawiskiem Ramana, w tym jedna wspólna z M. Wolfkem, wniosły nowe dane w dziedzinie związków organicznych.

W ostatnich latach przed wybuchem drugiej wojny światowej Ziemecki poświęcił się badaniom nad promieniowaniem kosmicznym [14—18]. Spośród tych prac na plan pierwszy wysuwa się ustalenie przebiegu krzywej natężenia tego promieniowania w górnych warstwach troposfery i na granicy stratosfery [16, 17]. G. A. Suckstorff, współpracownik Kolhörstera, wykrył, że promieniowanie kosmiczne w tej części atmosfery zmienia się gwałtownie w miarę wznoszenia się w górę, oscylując w granicach kilkudziesięciu procent. Wynik ten zdawał się wskazywać (i taka była interpretacja Suckstorffa), że w górnej troposferze istnieją bliżej nie znane pierwiastki promieniotwórcze. Zainicjowane przez Ziemeckiego wloty balonowe przyniosły wyjaśnienie. W lotach tych przekroczono wysokość 10 km, w otwartej gondoli. Pilotował kpt. Z. Burzyński, pomiarów dokonywał K. Jodko-Narkiewicz. Dzięki udoskonaleniu aparatury pomiarowej Ziemecki mógł stwierdzić, że nieciągłości zanotowane przez Suckstorffa wynikały z wadliwego działania przyrządów (elektrometru niedostosowanego do szybkich pomiarów).

Doskonałe warunki do zbadania absorpcji promieniowania kosmicznego w ośrodku innym niż powietrze lub woda, do czego ograniczały się prawie wszystkie pomiary poprzednie, znalazł Ziemecki w kopalni soli w Wapnie (Wielkopolska). Złoża w Wieliczce i Bochni nie nadawały się do tego rodzaju badań. Sól w nich przykryta jest grubymi warstwami gliny, ilów itp., poza tym jest dość niejednorodna. Kopalnia w Wapnie jest znacznie głębsza. Słup soli zaczyna się na głębokości 200 m i sięga

miejscami poniżej 1000 m. Sól jest czysta, wolna od soli potasowych, kopalnia sucha. Z pomiarów wynikało [14, 15], że absorpcja w soli kamiennnej jest bardzo mała. Mineral ten jest dla promieni kosmicznych szczególnie przezroczysty, podobnie zresztą jak dla światła widzialnego. Dokładniejszego zbadania prądu pozostałego dotyczyła praca wykonana wspólnie ze S. Szczeniowskim [18] w tejże kopalni na głębokości 400 m. Obserwacje wykazały, że prąd pozostały ulega znacznym fluktuacjom. Badania te dały możliwość prostej interpretacji anomalnego przebiegu krzywej jonizacji, który odkrył badacz holenderski J. Clay na głębokościach poniżej 250 m (w wodzie).

W latach powojennych, gdy tylko urządzenie nowopowstającego Zakładu Fizyki Uniwersytetu Marie Curie-Skłodowskiej, którego kierownikiem został prof. Ziemecki, pozwoliło mu na podjęcie pracy naukowej, zajął się on selektywnym zjawiskiem fotoelektrycznym stosując światło kołowo i eliptycznie spolaryzowane [19, 20]. Wyjaśnienia zaobserwowanych maksimów i minimów dotyczyła publikacja pracy wspólnej z A. Jabłońskim [21]. W następnych latach poświęcił się badaniom nad termodyfuzją. Jego ostatnia praca naukowa (i dwie duże publikacje innego rodzaju) ukaza się pośmiertnie [22]. Jest to pięknym wyrazem tego, że pozostał czynny do końca życia.

Wszystkie prace profesora Ziemeckiego mają pewną cechę wspólną. „Jasność, z jaką postawione są tematy, a nade wszystko piękne opracowanie doświadczalne“. Są to słowa Stefana Pińkowskiego.

Profesor Ziemecki był synem lekarza. Urodził się w Warszawie w roku 1881. Po ukończeniu gimnazjum klasycznego (z odznaczeniem) rozpoczął na Uniwersytecie Warszawskim studia medyczne. Na drugim roku studiów spostrzegł, że zaczynają w nich górować zagadnienia praktyczne. Spragniony zaplecza teoretycznego i wiedzy czystej, ścisłej, przeniósł się na Wydział Przyrodniczy. Przez dwa ostatnie lata studiów zajmował się głównie optyką kryształów pod kierownictwem znanego krytalografa rosyjskiego G. Wulffa, wówczas profesora w Warszawie. Za pracę z tej dziedziny uzyskał stopień kandydata nauk przyrodniczych.

Po roku spędzonym w szkole rolniczej pod Grójcem wyjechał za granicę. Rok był w Genewie, dwa lata w Getyndze pracując w laboratorium W. Voigta. Tam powstaje jego praca dotycząca magnetycznego skręcania płaszczyzny polaryzacji w ultrafiolecie\*. Profesor Ziemecki lubił wracać myślą do tych lat i chętnie o nich opowiadał.

---

\*Pisząc tę pracę po niemiecku Ziemecki nie ustrzegł się naturalnie pewnych usterek stylistycznych. Gdy otrzymał ją z powrotem z rąk prof. Voigta, zauważył, że Voigt przepisał znaczną część pracy, by nadać jej literacką formę. Ten gest wzruszył ogromnie Ziemeckiego. Uczniowie jego wiedzą, ile czasu poświęcał oddając im podobne przysługi.



W roku 1908 wrócił do kraju. Został nauczycielem w gimnazjum im. Mikołaja Reja, szkoły, której wychowankowie odegrali w życiu umysłowym Polski znacznie większą rolę, niż ta, jakiej można by się było spodziewać, wnioskując z ich liczby. Dużym nakładem pracy stworzył dobrze wyposażony gabinet fizyczny, urządził salkę wykładową i pracownię do ćwiczeń uczniowskich, co podówczas było jeszcze rzeczą rzadką. Pracy w tej szkole zrzekł się nie bez żalu dopiero w roku 1920, gdy objął wykłady w Szkole Głównej Gospodarstwa Wiejskiego w Warszawie. Przez lat 20, od roku 1909 do 1939, był kierownikiem Zakładu Fizyki w Wyższej Szkole Budowy Maszyn im. Wawelberga i Rotwanda. W Zakładzie tym, przystosowanym przez niego do badań naukowych, powstała większość jego prac. Nie był to duży zakład. Obejmował, jeżeli się pominie sale ćwiczeń i salę wykładową, tylko kilka pokoiów, ale było w nim właśnie wszystko to, czego się potrzebowało. Być może, że w tej umiejętności oszczędnego wyboru środków tkwi też sekret sukcesów profesora Ziemeckiego jako popularyzatora.

W tej dziedzinie zajmuje on w naszym piśmiennictwie współczesnym pozycję wyjątkową. Niektóre zalety jego książek są znane: piękny język i jasność przedstawienia. Warto też zwrócić uwagę na inne. W książkach jego nie ma elementu sensacji. Autor nie zaskakuje czytelnika, nie narzuca mu się jaskrawymi zestawieniami. Środki te, przejęte z dzienników, nużą szybko i skłaniają raczej do przekartkowania książki niż do rzetelnego czytania. Ziemecki po prostu uczy, ale uczy ciekawie i dobrze.

Najpiękniejszym może jego osiągnięciem w zakresie dzieł przeznaczonych również dla szerszej publiczności, jest historia optyki i budowy materii w dwutomowym wydawnictwie zbiorowym „Dzieje rozwoju fizyki“ (Warszawa 1931). Część opracowana przez Ziemeckiego obejmuje około 500 stron.

Podręczniki jego dotyczą początku, ale też i końca naszego cyklu kształcenia. „Promieniowanie i materia“, napisane wspólnie ze S. Szczeniowskim, było kiedyś w rękach każdego niemal studenta fizyki. Dobrze znane są podręczniki Dmochowskiego i Ziemeckiego dla V, VI i VII klasy szkoły podstawowej (wydania przedwojenne wspólnie z A. Dmochowskim, powojenne — z E. Dmochowskim). Są to dzieła klasyczne, szczególnie podręcznik dla klasy V. Proste, krótkie zdania, prawdziwe perełki, powiązane ze sobą częściej treścią tylko niż spójnikami. Nie wtłaczają wiadomości, lecz otwierają oczy na świat. Jest tam i o tym, jak palić w piecu i gdzie kopać studnię na podwórzu zagrody chłopskiej. Jest ostrożne wprowadzenie pojęć, którym nauka nadaje sens inny niż język potoczny. Chłopiec uczący się z tego podręcznika nie dozna na przykład szoku, że się słomę lub powietrze nazywa

ciałem. Ostatnia książka, jaką napisał profesor Ziemecki, jest właśnie książką dla dzieci (podręcznik dla klasy IV, który będzie wydany przez PZWS); dyktował do niej ostatnie uzupełnienia, gdy był już złożony chorobą.

W roku 1945 profesor Ziemecki objął Katedrę Fizyki Doświadczalnej nowopowstałego Uniwersytetu Marie Curie-Skłodowskiej. W Zakładzie zastał wówczas tylko parę przestarzałych przyrządów. Jednak już po kilku latach mógł prowadzić wykłady z pięknymi demonstracjami i umożliwić asystentom podjęcie prac naukowych. W ostatnim czasie — po wybudowaniu nowego gmachu przeznaczanego pierwotnie tylko dla fizyki i matematyki — ukazała się możliwość stworzenia nowoczesnego zakładu uniwersyteckiego we właściwym sensie tego słowa. Niestety, los nie pozwolił mu już dokończyć tego dzieła.

Poza Katedrą na Uniwersytecie profesor Ziemecki kierował również Zakładem Fizyki Akademii Medycznej. Był prócz tego rektorem Wyższej Szkoły Inżynierii. Jak znajdował w tym ogromie zajęć administracyjnych czas na prace naukowe i wydawnicze? A przecież nigdy nie dał odczuć interesantom, jak droga jest dla niego każda minuta. Miał dla każdego po załatwieniu sprawy jeszcze żartobliwe słówko. Miał nawet czas na rozmowy. Rozmiałowany w literaturze francuskiej, w wierszach Goethego i Heinego, chętnie poruszał te tematy.

Uczniowie jego zawdzięczają mu prócz tego, co się zawdzięczać zwykło swemu profesorowi, jeszcze owe *imponderabilia*, których nie można żądać, lecz tylko otrzymać w darze. Na czym polegało to *donum superadditum*? Czy był to przykład jego oddania się nauce, czy humanizm pamiętający, że jednak naukę tworzą ludzie? Może nade wszystko zrozumienie indywidualności ucznia, którego nie ugniatał na swoją modłę, lecz rozwijał, czuły na to, co w uczniu jest własnego. Otaczała go zawsze atmosfera swobody intelektualnej, pewnej lekkości, atmosfera, w której porusza się *esprit*. Razem z surowym poczuciem obowiązku i skrupulatnością w sprawach nauki tworzyło to całość, która pociągała wszystkich.

Przywykliśmy do myśli, że nie ma ludzi niezastąpionych. Istotnie, życie uzupełnia każdą lukę. Lecz uroku osobistego zastąpić nie możemy. Szlachetne człowieczeństwo jest wprawdzie zawsze możliwe i wciąż na nowo osiągane, lecz jego każde konkretne wcielenie jest czymś jedynym.

## Spis prac Stanisława Ziemeckiego

### I. Prace badawcze

1. Beobachtungen über magnetische Rotationspolarisation im Ultravioletten, *Physikalische Zeitschrift*, 9, 417 (1908).

2. Próba okazania wpływu pola magnetycznego na zjawiska uginania się światła, Wiadomości Matematyczne, **12** (1908).
3. Spostrzeżenia nad promieniotwórczością atmosferyczną w okolicach Ojcowa i Olkusza. Sprawozdanie Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, styczeń 1910.
4. Die Roentgenlumineszenz des Quecksilberdampfes, Physikalische Zeitschrift, **14**, 381 (1913).
5. The dissociation of iodine vapour and its fluorescence, Phil. Mag., (1920), (Praca wykonana wspólnie z E. Sten z e m).
6. The emission spectrum of monoatomic iodine vapour, Phil. Mag. (1922).
7. O wpływie dyssocjacji na własności optyczne pary jodu, Sprawozdania Polskiego Towarzystwa Fizycznego, zeszyt I (1922).
8. On the excitation of solid bodies by slow speed electrons, Bull. Acad. Polon. s. A, 367 (1928).
9. Zjawisko Ramana w pobliżu punktu krytycznego, Sprawozdanie Polskiego Towarzystwa Fizycznego, **4**, 341 (1928).
10. ~~The Raman-Effect in the~~ <sup>Ramaneffekt in der Nähe des kritischen Punktes</sup> ~~proximity of the critical point,~~ <sup>Naturwiss.</sup> Phil. Mag. **17**, 876 (1929)<sup>2</sup> KJ-W  
299
11. Eine Anordnung zur Untersuchung des Raman-Effekts in organischen Verbindungen, Bull. Acad. Polon., s. A, 309 (1930).
12. Sur les propriétés du nitrobenzène liquide au voisinage de son point de transformation, Acta Phys. Pol., **1**, 271 (1932) (wspólnie z M. W o l f k e m).
13. Über die Ramanspektren der Naphtalinderivate, Zeitschrift für Physik, **78**, 123 (1932).
14. Rock salt absorption of cosmic rays, Nature, **134**, 773 (1934).
15. Ta sama praca w rozwinięciu szczegółowym w Acta Phys. Pol., **4**, 1 (1935).
16. Variation of cosmic ray intensity with height in the atmosphere, Nature, (1936).
17. Continuous variation of the cosmic ray intensity in the higher layers of the troposphere, Bull. Acad. Polon., s. A, 318 (1936) (przy współudziale K. J o d k o - N a r k i e w i c z a).
18. Residual currents and deep water measurements of cosmic rays, Acta Phys. Pol., **7**, 59 (1938) i notatka w Phys. Rev., **54**, 233 (1938) (wspólnie ze S. S z c z e n i o w s k i m).
19. Interpretacja i zastosowanie selektywnego zjawiska fotoelektrycznego, Annales UMCS, sectio AA, **2**, 13 (1947).
20. Selektywne zjawisko fotoelektryczne przy użyciu światła kołowo i eliptycznie spolaryzowanego, Bull. Acad. Polon., s. A, 141 (1949).

21. O zjawiskach obserwowanych przy działaniu światła eliptycznie spolaryzowanego na powierzchni selektywnie fotoelektryczne (stronę teoretyczną opracował A. Jabłoński), Bull. Acad. Polon., s. A, 291 (1951).
22. Rozdzielanie mieszanin szeregu homologicznego alkoholi alifatycznych metodą termodyfuzji (wspólnie z J. Skierczyńskim); ukaże się w Annales Univ. MCS w roku bieżącym.

## II. Podręczniki

1. Promieniowanie i materia, idee i fakty fizyki nowoczesnej, Wyd. Kasy im. Mianowskiego, Warszawa 1932, str. 261 (wspólnie z S. Szczeniowskim).
2. Przyroda nieożywiona — 3 książeczki, podr. dla klasy V, VI i VII szkół powsz., wyd. K. Rutski, Wilno 1934 (wspólnie z A. Dmochowskim).
3. Przyroda nieożywiona — wskazówki metodyczne dla nauczycieli — dwa tomiki po 150 stron każdy, wyd. K. Rutski, Wilno 1934 (wspólnie z A. Dmochowskim).
4. Pierwsze wiadomości z fizyki i chemii — podręcznik dla klasy V szkoły podstawowej (wspólnie z E. Dmochowskim), Rutski, Łódź 1948.
5. Fizyka — podręcznik dla klasy VI szkoły podstawowej (wspólnie z E. Dmochowskim), Rutski, Łódź 1949.
6. Nauka o przyrodzie. — podręcznik dla klasy IV szkoły podstawowej; ukaże się nakładem PZWS.

## III. Prace historyczne, popularyzacyjne i inne

1. Promieniowanie w wydawnictwie zbiorowym pt. „Dzieje rozwoju fizyki“, Warszawa 1931, str. 342.
2. Budowa materii — w tym samym wydawnictwie, 1931, str. 127.
3. Dydaktyka fizyki — wykład wstępny na Uniwersytecie Warszawskim, odbitka z czasopisma, Fizyka i Chemia w Szkole, 1926.
4. Podstawy doświadczalne teorii kwantów — w wydawnictwie Ministerstwa WRiOP pt. Fizyka współczesna, Warszawa 1928.
5. Promienie kosmiczne — wykład habilitacyjny wygłoszony w Politechnice Warszawskiej; odbitka z „Mathesis Polskiej“, Warszawa 1931.
6. Ciężki wodór i ciężka woda — odbitka z czasop. Biologia Lekarska, Warszawa 1935.
7. Światło widzialne i niewidzialne, Wiedza Powszechna, Warszawa 1947.

8. Prawa natury, Czytelnik, Warszawa 1949, około 300 stron; II rozszerzone wydanie pt. O prawach przyrody, Wiedza Powszechna, Warszawa 1954; III wydanie w druku.
9. Świat widzialny i niewidzialny, Czytelnik, Warszawa 1951, str. 290.
10. Szereg artykułów w wydawnictwie „Świat i Życie“ (Książnica Atlas, Lwów) i w czasop. *Problemy*.
11. W druku jest artykuł poświęcony Marii Curie-Skłodowskiej, który ukaże się w „Księdze Pamiątkowej Uniwersytetu MCS“ w roku bieżącym.

Jan Rzewuski  
Instytut Fizyki PAN  
Wrocław

## Teorie nielokalne

### I. Wstęp

Zagadnienie cząstek elementarnych — elementarnych składników materii — było zawsze centralnym zagadnieniem fizyki. Treść pojęcia cząstki elementarnej (lub cząstek elementarnych) zmieniała się jednak w sposób bardzo istotny wraz z rozwojem nauki. Pierwotne poglądy na elementarne składniki materii były — w naszym pojęciu — bardzo naiwne. Przypuszczalnie równie naiwne wydawać się będą nasze poglądy na te sprawy fizykom przyszłości.

Żeby sobie uświadomić jak szybkie są zmiany zachodzące w tych poglądach wystarczy przypomnieć, że stosunkowo niedawno atomy pierwiastków chemicznych traktowane były jako najmniejsze niepodzielne elementy, z których zbudowana jest materia. Później okazało się, że atomy mają wewnętrzną strukturę, składają się z elektronów i jąder atomowych, które z kolei zaczęto traktować jako cząstki elementarne. Dalsza ewolucja tego pojęcia związana jest z odkryciem wewnętrznej struktury jąder atomowych. Jądra te składają się — jak się okazuje — z tzw. nukleonów (neutronów i protonów), które obecna wiedza (a raczej niewiedza) traktuje jako coś elementarnego.

Wszystkie te cząstki: elektrony, neutrony i protony, zachowały do dziś swój elementarny charakter, znaleziono jednak całą plejadę innych cząstek, nie wchodzących (bezpośrednio) w skład atomu a występujących w promieniowaniu kosmicznym i przy zderzeniach pomiędzy innymi cząstkami elementarnymi. Są to tzw. mezony i hyperony. Im również przypisuje się znaczenie elementarne, jednakże ich istnienie stawia przed fizyką nowe zadanie systematyki i wytłumaczenia dlaczego akurat takie a nie inne cząstki występują w przyrodzie.

Z powyższych faktów wynika, że pojęcie elementarności jest pewnego rodzaju idealizacją pokrywającą stan naszej niewiedzy o strukturze materii. Z pojęciem elementarności wiąże się ściśle pojęcie punktowości. Tylko twory punktowe można traktować jako elementarne. Twory posiadające wymiary przestrzenne czy przestrzenno-czasowe muszą rów-

niez posiadać jakąś wewnętrzną strukturę wyrażalną przy pomocy pojęć bardziej elementarnych. Cząstki które wymieniliśmy uprzednio były dotychczas traktowane jako punkty materialne to jest punkty posiadające określoną masę i ew. inne cechy charakterystyczne jak ładunek i spin. Tego rodzaju traktowanie obiektów materialnych jest dopuszczalne w procesach, w których wzajemne odległości tych obiektów są duże w porównaniu z ich ewentualnymi wymiarami. Dobrze wiadomo, że np. w astronomii można traktować masy układu planetarnego jako punktowe popelniając przy tym błąd bardzo niewielki dany co do rzędu wielkości stosunkiem promienia planety do jej odległości od słońca. W zagadnieniach dotyczących atomów błędy, które popelniamy traktując elektrony i nukleony jako twory punktowe są również niewielkie z uwagi na duże odległości tych elementów. Konwencjonalna teoria kwantów oparta na założeniu punktowości daje wyniki zgodne (w granicach błędów pomiarowych) z doświadczeniem.

Również w zagadnieniach dotyczących zderzeń pomiędzy cząstkami założenie punktowości daje zgodność teorii z doświadczeniem jeśli przy zderzeniu cząstki nie zbliżają się za bardzo do siebie. Ewentualne rozbieżności mogłyby wynikać przy zderzeniach, w których odległości cząstek są rzędu ich wymiarów. Dotychczasowe pomiary nie wykazują — o ile mi wiadomo — konieczności uwzględnienia rozmiarów cząstek. Wskazuje to na to, że rozmiary te — jeśli istnieją — są mniejsze niż najmniejsze odległości pomiędzy zderzającymi się cząstkami osiągalne przy dzisiejszej technice eksperymentalnej. Technika idzie jednak szybko naprzód i nie jest wykluczone, że w niedalekiej przyszłości dadzą się zauważyć efekty pochodzące od struktury cząstek „elementarnych“.

Ponieważ w chwili obecnej nie ma bezpośrednich wskazówek eksperymentalnych, że taka struktura istnieje, to zn. że cząstki elementarne nie są tworamii punktowymi, zachodzi pytanie jaki jest cel konstruowania teorii nielokalnych a więc teorii, które jako podstawę przyjmują pewien rozkład przestrzenny masy i ładunku cząstek „elementarnych“. Otóż potrzeba wprowadzenia teorii nielokalnych odczuwana była już od dawna, ale wynikała raczej z pewnych pojęciowych defektów dotychczasowych (lokalnych) teorii. Dopiero w ostatnich czasach teorie nielokalne uzyskały pewne pośrednie uzasadnienie doświadczalne związane z odkryciem nowych typów cząstek. Należy jednak podkreślić, że wielu fizyków do dziś dnia uważa, że wszystkie znane nam dotychczas fakty eksperymentalne dadzą się wytłumaczyć przy pomocy konwencjonalnej (lokalnej) teorii zakładającej jako podstawę punktowość cząstek.

Przestrzenny rozkład ładunku został po raz pierwszy wprowadzony dla elektronu przez L o r e n t z a [1]. Już na gruncie klasycznej elektrody-

namiki pojęcie punktowego elektronu prowadzi do takich niedorzeczności jak nieskończona energia własna, nieskończona masa połowa i nieskończona siła własna. Będziemy o tych pojęciach mówić szczegółowo w dalszej części pracy. Teraz wystarczy nadmienić, że występowanie pewnych nieskończonych wielkości fizycznych skłoniło Lorentza do przypisania elektronowi przestrzennych rozmiarów. W ten sposób potrafił on wyeliminować powyższe niedorzeczności, otrzymał jednak teorię, która nie spełniała podstawowego postulatu szczególnej teorii względności a mianowicie postulatu niezmienniczości wobec tzw. transformacji Lorentza. Ten mankament stanowił przez długi czas przeszkodę w zastosowaniu myśli Lorentza do zagadnień, w których cząstki poruszają się z relatywistycznymi prędkościami\*. Dopiero w roku 1948 udało się Peierlsowi i McManusowi [2—3] skonstruować klasyczną teorię nielokalną czyniącą zadość postulatowi względności. W teorii tej elektron występuje jako cząstka posiadająca wymiary zarówno przestrzenne jak i czasowe. Rozkład ładunku jest wyznaczony przez pewną, niezmienniczą wobec transformacji Lorentza, funkcję współrzędnych przestrzennych i czasu zwaną „formfaktorem“. Stąd nazwa teorii formfaktorów często stosowana w odniesieniu do teorii nielokalnych.

Formalizm zaproponowany przez Peierlsa i McManusa jest formalizmem klasycznym i dlatego nie nadaje się do opisu zjawisk dotyczących cząstek elementarnych, którymi jak wiadomo rządzą prawa kwantowe. W lokalnej teorii kwantowej trudności związane z nieskończonymi wielkościami występują w sposób jeszcze bardziej drastyczny niż w klasycznej lokalnej teorii. Z tej przyczyny należało teorię Peierlsa McManusa zinterpretować kwantowo (skwantować) i sprawdzić czy powstała w ten sposób kwantowa teoria nielokalna jest również wolna od wielkości nieskończonych. Interpretacja kwantowa teorii nielokalnej została podana po raz pierwszy przez autora tej pracy [4—5]. Wyniki były pozytywne w tym sensie, że kwantowa nielokalna teoria zawierała już tylko wielkości skończone nadające się do bezpośredniej interpretacji fizycznej.

Poza powyższymi względami natury czysto teoretycznej istnieją również pewne pośrednie argumenty eksperymentalne przemawiające za koniecznością uwzględnienia (przynajmniej w pewnych wypadkach) struktury cząstek elementarnych. Wzrastająca stale liczba nowoodkrytych cząstek powoduje konieczność ich systematyzacji i teoretycznego wyjaśnienia ich (mało jeszcze znanych) własności jak masy, spinu etc. Wydaje się, że lokalna teoria jest zbyt ciasna, aby na jej gruncie było możliwe

---

\* Prędkość nierelatywistyczna — bardzo mała w stosunku do prędkości światła, prędkość relatywistyczna — porównywalna z prędkością światła.



wytłumaczenie np. tzw. widma mas, to jest wyprowadzenie wzoru na masy występujących w przyrodzie cząstek, analogicznego do wzoru na poziomy energetyczne w widmie atomu. Okazuje się, że możliwość taka istnieje na gruncie nielokalnej teorii pola, jak to pokazał Yukawa [6].

Z uwagi na prowizoryczny jeszcze charakter wielu danych doświadczalnych dotyczących systematyki cząstek elementarnych byłoby rzeczą przedwczesną starać się na ich podstawie zdecydować ostatecznie jaka jest struktura cząstek „elementarnych“, co byłoby równoznaczne z przyjęciem jakiegoś określonego formfaktora. Dlatego też większość prac teoretycznych idzie w kierunku zbadania ogólnych własności teorii nielokalnych, niezależnych od szczególnej postaci formfaktora. Przyjmuje się więc, że cząstki „elementarne“ posiadają strukturę, jednak problem określenia tej struktury odsuwa się do chwili wzbogacenia naszej wiedzy eksperymentalnej. Teoria z formfaktorem jest więc w pewnym sensie teorią ramową dla przyszłej teorii struktury cząstek elementarnych.

Praca niniejsza ma na celu zaznajomienie czytelnika z podstawowymi założeniami i z ogólną metodą teorii nielokalnych oraz przedstawienie pewnych problemów, które dopiero dzięki tym teoriom znalazły rozwiązanie. Z uwagi na obfitość materiału podzielony on został na dwie części: klasyczną i kwantową. Druga z nich będzie stanowiła przedmiot osobnego artykułu.

Są dwa możliwe podejścia do klasycznej teorii cząstek elementarnych (lokalnej lub nielokalnej): takie, w którym podstawową rolę odgrywają pola a cząstki zjawiają się dopiero przy procesie kwantowania i takie, w którym podstawową rolę odgrywają źródła pól i one już w klasycznej teorii są interpretowane jako cząstki elementarne. Ten drugi obraz, aczkolwiek trudniejszy przy kwantowaniu teorii, jest jednak o wiele bardziej poglądowy i dlatego nim będziemy się posługiwać. Dopiero w następnej części — dotyczącej kwantowych teorii nielokalnych — wprowadzimy obraz polowy.

Do zrozumienia artykułu potrzebne są elementarne wiadomości z elektrodynamiki i szczególnej teorii względności w zakresie podstawowego wykładu uniwersyteckiego.

## 2. Pojęcia podstawowe

Rozważmy układ dynamiczny złożony z  $N$  cząstek materialnych opisanych każda przez cztery współrzędne  $x_{\mu}^k$  ( $\mu = 1, 2, 3, 4; k = 1, 2, \dots, N$ ), z których trzy pierwsze  $x_1^k, x_2^k, x_3^k$  opisują położenie  $k$ -ej cząstki w przestrzeni a czwarta  $x_4^k = it^k = ix_0^k$  daje po podzieleniu przez jedność urojoną ( $i = \sqrt{-1}$ ) czas  $t^k$  w którym to położenie jest zajmowane. Przy

ruchu współrzędne  $x_\mu^k$  zmieniają się. Jeśli podamy  $x_\mu^k$  jako funkcje pewnego parametru  $\tau^k$ :  $x_\mu^k = x_\mu^k(\tau^k)$ , to otrzymamy trajektorie cząstek w przestrzeni czterowymiarowej — tak zwane linie świata tych cząstek. Jeśli w szczególności  $\tau^k$  jest długością łuku  $k$ -ej trajektorii

$$-(d\tau^k)^2 = (dx_\mu^k)^2 \equiv (dx_1^k)^2 + (dx_2^k)^2 + (dx_3^k)^2 - (dx_0^k)^2 \quad (2.1)$$

mierzona od dowolnego punktu początkowego, to parametr ten nazywamy czasem własnym  $k$ -ej cząstki.

W powyższych wzorach i w całej pracy używać będziemy jednostek, w których prędkość światła  $c$  jest równa jedności ( $c = 1$ ). Będziemy również posługiwać się Einsteińską konwencją o sumowaniu po dolnych wskaźnikach występujących dwukrotnie

$$a_\mu b_\mu \equiv \sum_{\mu=1}^4 a_\mu b_\mu = a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 + a_4 b_4 \quad (2.2)$$

Górne wskaźniki numerują cząstki i dla nich sumowanie będzie zawsze osobno oznaczone znakiem sumy  $\sum_{k=1}^N$ .

Prędkość cząstki na torze jest dana przez pochodną względem czasu własnego  $\tau^k$ . Będziemy — jak w mechanice — pochodne oznaczać przez kropki

$$v_\mu^k = \dot{x}_\mu^k = \frac{dx_\mu^k}{d\tau^k}. \quad (2.3)$$

Przyspieszenie jest oczywiście pochodną prędkości

$$a_\mu^k = \dot{v}_\mu^k = \ddot{x}_\mu^k \quad (2.4)$$

Z uwagi na wzór (2.1) prędkość  $\dot{x}_\mu^k$  spełnia relację

$$(\dot{x}_\mu^k)^2 \equiv (\dot{x}_1^k)^2 + (\dot{x}_2^k)^2 + (\dot{x}_3^k)^2 - (\dot{x}_0^k)^2 = -1. \quad (2.5)$$

Różniczkując tę relację względem  $\tau^k$  otrzymamy następujące związki

$$\dot{x}_\mu^k \ddot{x}_\mu^k = 0, \quad (\ddot{x}_\mu^k)^2 + \dot{x}_\mu^k \ddot{x}_\mu^k = 0 \text{ itd.} \quad (2.6)$$

W powyższych wzorach określona jest kinematyka ruchu po trajektorii. Wprowadzimy teraz stałe dynamiczne, a więc ładunek  $e_k$  i masę  $m_k$  cząstki (spinu cząstek nie będziemy w tym obrazie uwzględniać). Poruszająca się naładowana cząstka wytwarza prąd, którego gęstość można zapisać dla cząstki punktowej w postaci

$$j_\mu^k(x) = e_k \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x_\nu - x_\nu^k) \cdot \dot{x}_\mu^k d\tau^k \equiv e_k \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x_\nu - x_\nu^k) dx_\mu^k \quad (2.7)$$

gdzie

$$\delta(x_\nu - x_\nu^k) = \delta(x_1 - x_1^k) \delta(x_2 - x_2^k) \delta(x_3 - x_3^k) \delta(x_0 - x_0^k) \quad (2.8)$$

jest iloczynem czterech funkcji Diraca od argumentów

$$x_1 - x_1^k, x_2 - x_2^k, x_3 - x_3^k, x_0 - x_0^k \text{ gdzie } x_\nu - x_\nu^k (\nu = 1, 2, 3, 4)$$

są to współrzędne czterowektora łączącego dowolny punkt  $x_\nu$  przestrzeni czterowymiarowej z punktem  $x_\nu^k$  leżącym na  $k$ -ej trajektorii. (Punkt o współrzędnych  $x_\nu$  będziemy też często oznaczać przez  $x$  bez wskaźnika tak jak w  $j_\mu^k(x)$  we wzorze (2.7)).

Z uwagi na znane własności funkcji Diraca  $\delta(x)$

$$\begin{aligned} \delta(x) &= 0 \quad \text{dla } x \neq 0 \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx &= 1, \end{aligned} \quad (2.9)$$

widzimy łatwo, że definicja (2.7) jest równoważna z konwencjonalną definicją gęstości prądu i ładunku punktowego znaną z elektrodynamiki. Istotnie, powołując się na (2.7), (2.8) i (2.9) i wprowadzając nową zmienną całkowania  $x_0$  możemy wyrażenie na gęstość prądu napisać w postaci

$$\begin{aligned} j_\mu^k(x) &= e_k \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x_1 - x_1^k) \delta(x_2 - x_2^k) \delta(x_3 - x_3^k) \delta(x_0 - x_0^k) \frac{dx_\mu^k}{dx_0^k} = \\ &= e_k \delta[x_1 - x_1^k(x_0)] \delta[x_2 - x_2^k(x_0)] \delta[x_3 - x_3^k(x_0)] \frac{dx_\mu^k}{dx_0^k}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Całkując po całej przestrzeni trójwymiarowej zmiennych  $x_1, x_2, x_3$  otrzymamy stąd całkowity prąd i ładunek

$$\left. \begin{aligned} \iiint j_i^k(x) dx_1 dx_2 dx_3 &= e_k \frac{dx_i^k}{dx_0^k} = e_k \frac{dx_i^k}{dt} \quad (i = 1, 2, 3) \\ \iiint j_0^k(x) dx_1 dx_2 dx_3 &= e_k. \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

Gęstość prądu zdefiniowana wzorem (2.7) spełnia równanie ciągłości

$$\frac{\partial j_\mu^k}{\partial x_\mu} \equiv \frac{\partial j_1^k}{\partial x_1} + \frac{\partial j_2^k}{\partial x_2} + \frac{\partial j_3^k}{\partial x_3} + \frac{\partial j_4^k}{\partial x_4} = 0. \quad (2.12)$$

Istotnie, różniczkując (2.7), otrzymamy

$$\begin{aligned} \frac{\partial j_\mu^k}{\partial x_\mu} &= e_k \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \delta(x_\nu - x_\nu^k)}{\partial x_\mu} \dot{x}_\mu^k d\tau^k = -e_k \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \delta(x_\nu - x_\nu^k)}{\partial x_\mu^k} \dot{x}_\mu^k d\tau^k = \\ &= -e_k \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d \delta(x_\nu - x_\nu^k)}{d\tau^k} d\tau^k = -e_k \delta[x_\nu - x_\nu^k(\tau^k)] \Big|_{-\infty}^{+\infty} = 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

jak wynika z własności (2.9) funkcji Diraca.

Wprowadzimy teraz pojęcie cząstki posiadającej rozmiary przestrzennoczasowe i związane z tym pojęcie formfaktora. Otóż dowolnemu punktowi  $k$ -ej trajektorii  $x_\mu^k(\tau^k)$  można przypisać ładunek  $e_k$ , który jednakże nie jest cały skupiony w punkcie  $x_\mu^k$  a rozłożony dokoła tego punktu z pewną gęstością daną przez funkcję  $F$  kwadratu czterowymiarowej odległości  $(x_\nu - x_\nu^k)^2$  od tego punktu

$$F = F[(x_\nu - x_\nu^k)^2]. \quad (2.14)$$

Taki rozkład gęstości jest rozkładem przestrzennoczasowym. Jest to konieczne z uwagi na wymieniony we wstępie warunek niezmienniczości wobec transformacji Lorentza. Ponieważ — jak wiadomo — kwadrat odległości  $(x_\nu - x_\nu^k)^2$  jest niezmiennikiem, więc i dowolna jego funkcja jest niezmiennikiem. Odwrotnie każda funkcja zmiennych  $x_\mu$  i  $x_\mu^k$  która ma być niezmiennicza wobec niejednorodnych transformacji Lorentza, to znaczy wobec Lorentzowskich obrotów czterowymiarowej przestrzeni i wobec translacji tej przestrzeni, musi zależeć od  $x_\mu$  i  $x_\mu^k$  za pośrednictwem niezmiennika  $(x_\nu - x_\nu^k)^2$ .

Gęstość prądu  $\tilde{j}_\mu(x)$  odpowiadająca cząstce o czasoprzestrzennym rozkładzie ładunku zadany funkcją  $F[(x_\mu - x_\mu^k)^2]$  będzie związana z gęstością prądu  $j_\mu(x)$  odpowiadającą punktowemu rozkładowi ładunku (2.7) relacją

$$\tilde{j}_\mu(x) = \int F[(x_\nu - x_\nu^k)^2] j_\mu(x') dx' \quad (2.15)$$

gdzie całkowanie dotyczy całej czterowymiarowej przestrzeni zmiennych  $x'_\mu$  a  $dx'_\mu$  oznacza czterowymiarowy element objętości tej przestrzeni  $dx' = dx'_1 dx'_2 dx'_3 dx'_0$ .

Podstawiając (2.7) do (2.15) i wykorzystując własności (2.9) funkcji Diraca, otrzymamy

$$\begin{aligned} \tilde{j}_\mu^k(x) &= \int F[(x_\nu - x_\nu^k)^2] \cdot e_k \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x'_\nu - x_\nu^k) \dot{x}_\mu^k d\tau^k \cdot dx' = \\ &= e_k \int_{-\infty}^{+\infty} F[(x_\nu - x_\nu^k)^2] \dot{x}_\mu^k d\tau^k. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Widzimy więc, że prąd „rozmyty“  $\tilde{j}_\mu(x)$  różni się od prądu punktowego tym, że na miejsce funkcji  $\delta(x_\nu - x_\nu^k)$  występuje funkcja  $F[(x_\nu - x_\nu^k)^2]$ . Ta funkcja określająca rozkład czasoprzestrzenny gęstości ładunku nazywa się często „formfaktorem“. Jak dotąd jest ona najzupełniej dowolną funkcją jednej zmiennej. Jej kształt może być określony dopiero przez

nową teorię struktury cząstek elementarnych. Tak długo jednakże jak takiej teorii nie posiadamy, musimy się zadowolić rozważaniami ogólnymi nie specyfikującymi kształtu formfaktora. Zobaczmy za chwilę (i w dalszym ciągu tej pracy), że trzeba na funkcję  $F$  narzucić jeszcze pewne dodatkowe warunki, które w dużej mierze ograniczają klasę dopuszczalnych formfaktora.

Pierwszy taki warunek wynika z żądania, aby całkowity ładunek odpowiadający rozkładowi (2.14) lub (2.16) był równy całkowitemu ładunkowi  $k$ -ej cząstki elementarnej. Gęstość ładunku dana jest przez czwartą składową czterowektora (2.16)

$$\tilde{j}_0^k(x) = e_k \int_{-\infty}^{+\infty} F[(x_\nu - x_\nu^k)^2] dx_0^k. \quad (2.17)$$

Całkując ją po przestrzeni trójwymiarowej zmiennych  $x_1, x_2, x_3$  powinniśmy otrzymać całkowity ładunek  $e_k$

$$e_k = \iiint \tilde{j}_0^k(x) dx_1 dx_2 dx_3 = e_k \iiint F[(x_\nu - x_\nu^k)^2] dx_1 dx_2 dx_3 dx_0^k. \quad (2.18)$$

Zamieniając tu zmienne całkowania  $x_\nu - x_\nu^k = \xi_\nu$ , otrzymamy

$$\iiint F(\xi_\nu^2) d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 d\xi_0 = 1, \quad (2.19)$$

a więc funkcja  $F(x_\nu^2)$  musi być całkowalna w całej czterowymiarowej przestrzeni.

Czasami wygodnie jest rozważać czterowymiarowe transformacje Fourrierowskie funkcji  $F(x_\nu^2)$

$$F(x_\nu^2) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int f(k_\mu^2) e^{i k_\mu x_\mu} dk \quad (2.20)$$

gdzie całkowanie odnosi się do całej czterowymiarowej przestrzeni zmiennych  $k_\mu$ , a  $dk = dk_1 dk_2 dk_3 dk_0$  jest czterowymiarowym elementem objętości w tej przestrzeni. Transformata fourrierowska  $f(k_\mu^2)$  funkcji  $F(x_\nu^2)$  musi, z uwagi na niezmienniczość wobec transformacji Lorentza, być funkcją niezmiennika  $k_\mu^2$ .

Zobaczmy jak napisze się warunek (2.19) przy pomocy transformaty  $f(k_\mu^2)$ . W tym celu podstawiamy (2.20) do (2.19)

$$1 = \frac{1}{(2\pi)^4} \int dx \int dk f(k_\mu^2) e^{i k_\mu x_\mu}. \quad (2.21)$$

Posługując się znanym fourrierowskim przedstawieniem jednowymiarowej funkcji  $\delta(k)$

$$\delta(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i kx} dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i kx} dx, \quad (2.22)$$

i wynikającym z niego fourierowskim przedstawieniem czterowymiarowej funkcji  $\delta(k_\mu)$  (por. (2.8))

$$\delta(k_\mu) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int e^{i k_\mu x_\mu} dx, \quad (2.23)$$

wykonamy łatwo oba całkowania w (2.21)

$$1 = \int dk f(k_\mu^2) \delta(k_\mu) = f(0). \quad (2.24)$$

Warunkiem całkowalności funkcji  $F(x_\mu^2)$  jest więc ograniczoność jej transformaty fourierowskiej  $f(k_\mu^2)$  w punkcie  $k_\mu = 0$ .

Innego typu warunek na funkcję  $F$  otrzymamy żądając korespondencji z teorią cząstek punktowych. Modyfikacja, którą wprowadza się do konwencjonalnej teorii cząstek punktowych, nadając tym cząstkom pewne rozmiary czasoprzestrzenne musi być niewielka w tym sensie, że nie może w sposób istotny zmieniać tych wyników konwencjonalnej teorii, które są w zgodzie z doświadczeniem. Otóż rozmiary modyfikacji wprowadzić można uzależniając funkcję  $F$  od pewnego parametru  $\lambda$ , z wzrostem którego rośnie rozmiar modyfikacji. W granicznym przypadku  $\lambda \rightarrow 0$  modyfikacja znika i otrzymujemy konwencjonalną teorię cząstek punktowych. Najlepiej można zrozumieć istotę rzeczy podając przykłady funkcji  $f(k_\mu^2)$  zależnych od parametru  $\lambda$ :

$$\frac{1}{1 + \lambda^4 (k_\mu^2)^2}, \frac{1}{1 + \lambda^2 |k_\mu^2|}, e^{-\lambda^4 (k_\mu^2)^2}, e^{-\lambda^2 |k_\mu^2|} \text{ i t. p.} \quad (2.25)$$

Widzimy, że funkcje te dla  $\lambda \rightarrow 0$  przechodzą w jedynki, a więc odpowiadające im funkcje  $F(x_\mu^2)$  w czterowymiarowe funkcje Diraca

$$F(x_\mu^2) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int f(k_\mu^2) e^{i k_\mu x_\mu} dk \xrightarrow{\lambda \rightarrow 0} \frac{1}{(2\pi)^4} \int e^{i k_\mu x_\mu} dk = \delta(x_\mu) \quad (2.26)$$

(porównaj (2.23)). Mówimy, że zmodyfikowana teoria koresponduje z teorią konwencjonalną cząstek punktowych i przechodzi w nią, gdy  $\lambda \rightarrow 0$ . Widzimy również, że funkcje (2.25) spełniają warunek (2.24).

W ten sposób przez rozszerzenie teorii uzyskaliśmy w niej miejsce na nową stałą uniwersalną. Stała ta ma wymiar długości ( $k_\mu$  ma wymiar odwrotności długości) i bywa często nazywana długością elementarną. Mamy tutaj sytuację podobną do tej, która zachodzi w mechanice relatywistycznej i mechanice kwantowej. Obie te mechaniki są uogólnieniami klasycznej mechaniki i obie wprowadzają do teorii pewne stałe uniwersalne. Mechanika relatywistyczna wprowadza prędkość światła  $c$  a mechanika kwantowa stałą Plancka  $h$ . Oba te uogólnienia przechodzą w mechanikę klasyczną (Newtonowską): mechanika relatywistyczna przez przeje-

ście  $c \rightarrow \infty$  a mechanika kwantowa przez przejście  $\hbar \rightarrow 0$ . Podobnie teoria nielokalna przechodzi w teorię lokalną przez przejście  $\lambda \rightarrow 0$ . Różnica polega na tym, że mechanika relatywistyczna i kwantowa są kompletnymi teoriami fizycznymi, dającymi jednoznaczną odpowiedź na każde sensowne zapytanie, podczas gdy teoria nielokalna jest, na skutek tymczasowej dowolności formfaktora, teorią ramową, której każda wypowiedź zależy jeszcze od kształtu tegoż formfaktora.

Rozważmy teraz jeszcze jeden warunek ograniczający nieco klasę dopuszczalnych formfaktorów a mianowicie warunek tzw. kauzalności makroskopowej. Wyraża on żądanie, aby teoria z formfaktorami prowadziła do wyników kauzalnych przynajmniej w odniesieniu do obszarów makroskopowych to zn. takich, dla których kauzalność jest stwierdzona doświadczalnie. Można to sformułować następująco: Jeśli mamy dwa obszary przestrzennoczasowe  $\Omega$  i  $\Omega'$ , których rozmiary są duże w porównaniu z długością elementarną, i których odległość jest również duża w porównaniu z  $\lambda$  to każdy sygnał powinien przechodzić od  $\Omega$  do  $\Omega'$  z prędkością mniejszą (lub co najwyżej równą) od prędkości światła przy czym akt absorpcji sygnału powinien nastąpić później niż akt emisji (oddziaływanie retardowane).

Otóż, żeby otrzymać kauzalność makroskopową wystarczy założyć (nie wiem czy założenie to jest konieczne), że cząstka elementarna jest skupiona na obszarze czasoprzestrzeni o średnicy nie większej niż  $\lambda$ . W tym celu zakładamy po pierwsze, że funkcja  $F(x_\mu^2)$  jest funkcją, która w sposób istotny różni się od zera tylko wewnątrz przedziału  $|x_\mu^2| < \lambda$  a na zewnątrz tego przedziału szybko znika. To jednak nie wystarczy. Istotnie funkcja taka może być w sposób istotny różna od zera, jeśli punkt  $x_\mu$  ma trójwymiarową odległość od zera większą niż  $\lambda$  ( $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2} > \lambda$ ) byleby tylko różnica  $r^2 - x_0^2$  była dostatecznie mała.

Aby uzyskać formfaktory, które rozmywiają cząstki elementarne na obszary przestrzenne rzędu  $\lambda$ , Manus [2] wprowadza warunek, według którego funkcja  $F(x_\mu^2)$  ma być antysymetryczną funkcją argumentu  $x_\mu^2$ . W tym przypadku przyczynki do całki (2.16) pochodzące od tych punktów stożka świetlnego, dla których  $|x_0 - x_0^k| > \lambda$  znoszą się. Istotnie dzięki antysymetrii w  $(x_\mu - x_\mu^k)^2$  funkcja  $F[(x_\mu - x_\mu^k)^2]$  zmienia znak, gdy punkt  $x_\mu^k$  przechodzi przez stożek świetlny  $(x_\mu - x_\mu^k)^2 = 0$ . Jeśli  $|x_0 - x_0^k| > \lambda$  to  $(x_\mu - x_\mu^k)^2$  zmienia się o wielkość rzędu  $|x_0 - x_0^k| \lambda$  gdy  $x_\mu^k$  zmienia swoje położenie z jednej strony stożka świetlnego na drugą w kierunku czasowym o  $\Delta x_0^k = \lambda$ . Funkcja  $F[(x_\mu - x_\mu^k)^2]$  znika więc już na odległości rzędu  $\lambda^2 / |x_0 - x_0^k|$  od stożka świetlnego. W odległościach  $< \lambda^2 / |x_0 - x_0^k|$  jest ona w przybliżeniu taka sama co do wartości

bezwzględnej, lecz różna co do znaku po obu stronach stożka tak że przyczynki do całki (2.16) pochodzące od  $|x_o - x_o^k| > \lambda$  znoszą się. Bloch [7] udowodnił ogólnie, że przyczynki do całki (2.16) maleją jak

$$\frac{1}{r^{p+1}} \quad \left( r = \sqrt{(x_1 - x_1^k)^2 + (x_2 - x_2^k)^2 + (x_3 - x_3^k)^2} \right) \quad (2.27)$$

jeśli znikają wszystkie „momenty“

$$M_n = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x_\mu^2) (x_\mu^2)^n dx_\mu^2 \quad (2.28)$$

do rzędu  $n = p - 1$  włącznie. W szczególnym przypadku  $p = 1$  ( $n = 0$ ) otrzymujemy stąd warunek antysymetryczności McManusa. Można pokazać, że warunek antysymetryczności dla  $F(x_\mu^2)$  jest równoważny warunkowi symetryczności dla transformaty Fourierowskiej  $f(k_\mu^2)$ . Zauważymy, że przykłady (2.25) „formfaktorów“ podane przez nas uprzednio spełniają ten warunek.

Wprowadzimy teraz potencjał elektromagnetyczny  $A_\mu$ . Wiadomo z elektrodynamiki, że potencjał ten spełnia równanie różniczkowe

$$\square A_\mu = -4\pi j_\mu \quad \left( \square = \frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2} \right) \quad (2.29)$$

gdzie  $j_\mu(x)$  jest zadaną gęstością prądu. Równanie to można natychmiast scałkować przy pomocy „funkcji Greena“  $G(x)$  operatora  $\square$ , będącej dowolnym szczególnym rozwiązaniem równania

$$\square G(x) = -4\pi \delta(x) \quad (2.30)$$

gdzie  $\delta(x)$  jest czterowymiarową funkcją Diraca. Istotnie łatwo sprawdzimy, że funkcja

$$A_\mu(x) = \int G(x - x') j_\mu(x') dx' \quad (2.31)$$

spełnia równania (2.29) jeśli  $G$  spełnia (2.30). W tym celu wystarczy na (2.31) podzielić operatorem d'Alemberta i wprowadzić różniczkowanie pod znak całki.

W ten sposób zagadnienie rozwiązania równania (2.29) (z dowolnym prądem) zostało sprowadzone do zagadnienia rozwiązania równania (2.30). Szczególnym rozwiązaniem tego ostatniego jest funkcja

$$G(x) = 4\pi \frac{1}{(2\pi)^4} P \int \frac{e^{ik_\nu x_\nu}}{k_\nu^2} dk \quad (2.32)$$

jak łatwo sprawdzić wykonując różniczkowanie względem zmiennych  $x_\mu$  pod znakiem całki i pamiętając fourierowskie przedstawienie czterowy-



miarowej funkcji Diraca (2.23). Symbol  $P$  określa wartość główną całki wg definicji Cauchy (należy pamiętać, że funkcja podcałkowa ma bieguny w punktach określonych równaniem  $k_\mu^2 = 0$ ).

Całkę (2.32) można elementarnie obliczyć. W tym celu przetransformujemy po fourierowsku funkcję  $\frac{1}{k_\nu^2}$  występującą pod całką we wzorze (2.32)

$$\frac{1}{k_\nu^2} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\alpha) e^{i\alpha k_\nu^2} d\alpha \quad (2.33)$$

Żeby obliczyć  $f(\alpha)$  musimy pomnożyć (2.33) przez  $e^{-i\beta k_\mu^2}$  i scałkować po  $k_\mu^2$ . Oznaczając jeszcze  $k_\mu^2 = \tau$  otrzymamy

$$\begin{aligned} f(\alpha) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\tau} e^{-i\alpha\tau} d\tau = \int_0^{\infty} \frac{1}{\tau} (e^{-i\alpha\tau} - e^{i\alpha\tau}) d\tau = -2i \int_0^{\infty} \frac{\sin \alpha\tau}{\tau} d\tau = \\ &= -\pi i \frac{\alpha}{|\alpha|}, \end{aligned} \quad (2.34)$$

gdzie całkowano wg wartości głównej zgodnie z (2.32). Podstawiając (2.34) do (2.33) otrzymamy

$$\frac{1}{k_\mu^2} = -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha}{|\alpha|} e^{i\alpha k_\mu^2} d\alpha \quad (2.35)$$

Funkcję (2.32) możemy teraz przy pomocy (2.35) napisać w postaci

$$\begin{aligned} G(x) &= \frac{-i}{(2\pi)^3} P \int_{-\infty}^{+\infty} d\alpha \frac{\alpha}{|\alpha|} \int dk e^{i k_\mu x_\mu + i\alpha k_\mu^2} = \\ &= \frac{-i}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\alpha \frac{\alpha}{|\alpha|} e^{-i \frac{x_\mu^2}{4\alpha}} \int dk e^{i\alpha \left(k_\mu + \frac{x_\mu}{2\alpha}\right)^2} \end{aligned} \quad (2.36)$$

Całka po przestrzeni  $k_\mu$  wyraża się przy pomocy znanych całek Fresnela

$$\begin{aligned} \int dk e^{i\alpha \left(k_\mu + \frac{x_\mu}{2\alpha}\right)^2} &= \int dk e^{i\alpha k_\mu^2} = \left( \int_{-\infty}^{+\infty} dp e^{i\alpha p^2} \right)^3 \left( \int_{-\infty}^{+\infty} dp e^{-i\alpha p^2} \right) = \\ &= \left( \sqrt{\frac{\pi}{|\alpha|}} e^{i \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\alpha}{|\alpha|}} \right)^3 \left( \sqrt{\frac{\pi}{|\alpha|}} e^{-i \frac{\pi}{4} \frac{\alpha}{|\alpha|}} \right) = \frac{i\pi^2}{\alpha |\alpha|}. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Podstawiając ten wynik do (2.36) otrzymamy

$$G(x) = \frac{1}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{da}{a^2} e^{-i \frac{x^2}{4a}}. \quad (2.38)$$

Zamiana zmiennych

$$\beta = \frac{1}{4a} \quad (2.39)$$

prowadzi nas do wyrażenia

$$G(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\beta e^{-i \beta x^2} = \delta(x^2) \quad (2.40)$$

(porównaj (2.22)). Posługując się jeszcze znaną formułą dla funkcji Diraca

$$\delta(a^2 - b^2) = \frac{1}{2|a|} [\delta(a - b) + \delta(a + b)] \quad (2.41)$$

i oznaczając jak poprzednio  $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ ,  $t = x_0$ , otrzymamy ostatecznie

$$G(x) = \delta(r^2 - t^2) = \frac{1}{2r} [\delta(r - t) + \delta(r + t)] = \frac{1}{2} [G^{ret}(x) + G^{adv}(x)], \quad (2.42)$$

gdzie

$$G^{ret}(x) = \frac{1}{r} \delta(r - t), \quad G^{adv}(x) = \frac{1}{r} \delta(r + t). \quad (2.43)$$

Można pokazać, że oba składniki sumy (2.42) a więc  $G^{ret}$  i  $G^{adv}$  oddzielnie spełniają równanie (2.30). W tym celu wprowadzimy szczególne rozwiązanie  $D(x)$  równania jednorodnego

$$\square D(x) = 0 \quad (2.44)$$

w postaci trójwymiarowej całki Fouriera

$$-\frac{1}{4\pi} D(x) = -\frac{1}{(2\pi)^3} \iiint e^{i k_i x_i} \frac{\sin k_0 x_0}{k_0} dk_1 dk_2 dk_3 \quad (2.45)$$

$$(k_0 = \sqrt{k_i^2} = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}),$$

gdzie sumowanie po wskaźniku  $i$  występującym dwukrotnie rozciąga się od 1 do 3. (W przyszłości zawsze będziemy się posługiwać umową, że po wskaźnikach greckich sumujemy od 1 do 4 a po łacińskich od 1 do 3). Wykonując operację d'Alemberta ( $\square$ ) pod znakiem całki łatwo pokażemy,

że funkcja  $D(x)$  spełnia równanie (2.44). Jednocześnie zannotujemy, że dla chwili  $t = 0$  funkcja ta spełnia następujące warunki początkowe

$$-\frac{1}{4\pi} D(x)|_{t=0} = 0 \quad (2.46)$$

$$-\frac{1}{4\pi} \frac{\partial D(x)}{\partial t} \Big|_{t=0} = -\frac{1}{(2\pi)^3} \iiint e^{i k_i x_i} dk_1 dk_2 dk_3 = -\delta(x_1) \delta(x_2) \delta(x_3)$$

Udowodnimy teraz, że funkcja  $D(x)$  (2.45) jest związana z funkcją  $G(x)$  (2.32) następującą relacją

$$G(x) = \frac{1}{2} \varepsilon(t) D(x) \quad (2.47)$$

gdzie przez  $\varepsilon(t)$  oznaczyliśmy funkcję skokową czasu

$$\varepsilon(t) = \frac{t}{|t|} = \begin{cases} 1 & \text{dla } t > 0 \\ -1 & \text{dla } t < 0 \end{cases} \quad (2.48)$$

Żeby udowodnić twierdzenie wystarczy zauważyć, że zachodzi następująca relacja

$$P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i k_0 x_0}}{(\sqrt{k_i^2} - k_0)(\sqrt{k_i^2} + k_0)} dk_0 = \pi \varepsilon(x_0) \frac{\sin \sqrt{k_i^2} x_0}{\sqrt{k_i^2}} \quad (2.49)$$

Mnożąc teraz (2.45) przez  $\frac{1}{2} \varepsilon(x_0)$  otrzymamy

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \varepsilon(x_0) D(x) &= 2\pi \cdot \frac{1}{i(2\pi)^3} \iiint e^{i k_i x_i} \varepsilon(x_0) \frac{\sin \sqrt{k_i^2} x_0}{\sqrt{k_i^2}} dk_1 dk_2 dk_3 = \\ &= 2 \cdot \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{e^{i k_\mu x_\mu}}{k_\mu^2} dk = G(x) \quad \text{c. b. d. o.} \end{aligned} \quad (2.50)$$

Relację (2.47) można, z uwagi na  $[\varepsilon(t)]^2 = 1$ , napisać w postaci

$$D(x) = 2\varepsilon(t) G(x). \quad (2.21)$$

Podstawiając tu jeszcze na  $G(x)$  jego postać (2.42) otrzymamy

$$D(x) = \frac{1}{r} \delta(r-t) - \frac{1}{r} \delta(r+t) = G^{\text{ret}}(x) - G^{\text{adv}}(x) \quad (2.52)$$

Z równań (2.42 i (2.52) możemy oczywiście wyliczyć  $G^{\text{ret}}$  i  $G^{\text{adv}}$

$$\left. \begin{aligned} G^{\text{ret}}(x) &= G(x) + \frac{1}{2} D(x) \\ G^{\text{adv}}(x) &= G(x) - \frac{1}{2} D(x) \end{aligned} \right\} \quad (2.53)$$

Ponieważ  $D(x)$  spełnia równanie jednorodne, więc  $G^{ret}(x)$  i  $G^{adv}(x)$  spełniają to samo równanie niejednorodne (2.30) co  $G(x)$ . Inne rozwiązania równania (2.30) otrzymamy dodając do  $G(x)$  inne rozwiązania równania jednorodnego (2.44).

Każdemu rozwiązaniu równania (2.30) odpowiada pewne szczególne rozwiązanie równania (2.29) zgodnie z wzorem (2.31). Podstawiając w tym wzorze zamiast  $G(x)$  np. funkcję (2.42) otrzymamy rozwiązanie jako sumę tzw. potencjałów „retardowanych“ i „advansowanych“

$$A_{\mu}(x) = \frac{1}{2} [A_{\mu}^{ret}(x) + A_{\mu}^{adv}(x)] \quad (2.54)$$

gdzie

$$A_{\mu}^{ret}(x) = \int G^{ret}(x-x') j_{\mu}(x') dx', \quad A_{\mu}^{adv}(x) = \int G^{adv}(x-x') j_{\mu}(x') dx'. \quad (2.55)$$

Funkcje  $\delta(r \pm t)$  występujące w wyrażeniach na  $G^{ret}$  i  $G^{adv}$  umożliwiają wykonanie całkowania po czasie. Rezultatem jest zwykła postać potencjałów retardowanych i advansowanych znana z elektrodynamiki.

Podstawmy teraz do wyrażen na potencjały prąd pochodzący od ładunku punktowego (2.7). Otrzymamy np. dla potencjału opóźnionego (retardowanego)

$$\begin{aligned} A_{\mu}^{(k)ret}(x) &= e_k \int_{-\infty}^{+\infty} G^{ret}(x_{\nu} - x_{\nu}^k) \dot{x}_{\mu}^k d\tau^k = \\ &= e_k \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{(x_i - x_i^k)^2}} \delta[\sqrt{(x_i - x_i^k)^2} - (x_0 - x_0^k)] \dot{x}_{\mu}^k d\tau^k \end{aligned} \quad (2.56)$$

Całkę w (2.56) można wykonać dzięki występowaniu funkcji Diraca. Wprowadzamy w tym celu nową zmienną

$$s_+ = \sqrt{(x_i - x_i^k)^2} - x_0 + x_0^k. \quad ds_+ = d\tau^k \left( \dot{x}_0^k - \frac{(x_i - x_i^k) \dot{x}_i^k}{\sqrt{(x_i - x_i^k)^2}} \right). \quad (2.57)$$

Ponieważ  $s_+$  występuje jako argument funkcji Diraca, więc tylko wartości  $s_+ = 0$  daje przyczynek do całki. Dla tej wartości mamy

$$ds_+ = - \frac{d\tau^k}{\sqrt{(x_i - x_i^k)^2}} (x_{\mu} - x_{\mu}^k) \dot{x}_{\mu}^k \quad (2.58)$$

co po podstawieniu do (2.56) i wykonaniu całkowania daje ostatecznie

$$A_{\mu}^{(k)ret}(x) = - e_k \frac{\dot{x}_{\mu}^k}{(x_{\nu} - x_{\nu}^k) \dot{x}_{\nu}^k} \Big|_{s_+ = 0} \quad (2.59)$$

Jest to, znany z elektrodynamiki, potencjał Lienarda-Wiecherta. Analogicznie dla potencjału przedwczesnego (adwansowanego)  $A_{\mu}^{adv}(x)$  otrzymamy wyrażenie

$$A_{\mu}^{(k)adv}(x) = e_k \frac{\dot{x}_{\mu}^k}{(x_{\nu} - x_{\nu}^k) \dot{x}_{\nu}^k} \Big|_{s_- = 0} \quad (2.60)$$

gdzie

$$s_- = -\sqrt{(x_i - x_i^k)^2 - x_0 + x_0^k}. \quad (2.61)$$

Zarówno potencjały opóźnione jak i przedwczesne cząstki punktowej stają się nieskończone gdy  $x_{\nu} = x_{\nu}^k$  to znaczy dla punktów linii światła (trajektorii) tej cząstki. To samo dotyczy sumy tych potencjałów. Natomiast różnica  $A_{\mu}^{(k)adv} - A_{\mu}^{(k)ret}$  jest, jak można pokazać, skończona dla  $x_{\nu} = x_{\nu}^k$ . Fakty te mają ważne znaczenie dla dalszych rozważań i wrócimy jeszcze do nich w następnym paragrafie.

Chwilowo napiszemy sobie jeszcze jak wygląda potencjał pochodzący od prądu rozmytego. Korzystając z (2.16) otrzymamy np. dla potencjału retardowanego wyrażenie

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{\mu}^{(k)ret}(x) &= \\ &= \int G(x - x') \tilde{j}_{\mu}^k(x') dx' = e_k \int \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} G^{ret}(x - x') F[(x_{\nu}' - x_{\nu}^k)^2] dx' \right\} \dot{x}_{\mu}^k d\tau^k = \\ &= e_k \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}^{ret}(x_{\nu} - x_{\nu}^k) \dot{x}_{\mu}^k d\tau^k = \int \tilde{G}^{ret}(x - x') j_{\mu}^k(x') dx' \end{aligned} \quad (2.62)$$

gdzie

$$\tilde{G}^{ret}(x - x') = \int G^{ret}(x - x'') dx'' F[(x_{\nu}'' - x_{\nu}')^2] \quad (2.63)$$

Widzimy więc, że potencjał cząstki rozmytej można traktować również jako potencjał cząstki punktowej otrzymany przy pomocy rozmytej funkcji Greena  $\tilde{G}^{ret}(x)$ . Funkcja ta, jak widać od razu, jest szczególnym rozwiązaniem równania

$$\square \tilde{G}^{ret}(x) = -4\pi F(x_{\mu}^2). \quad (2.64)$$

Jeśli teraz przypomnimy sobie reprezentację Fourierowską (2.20) funkcji  $F(x_{\mu}^2)$  to widzimy, że jest ona szczególnym rozwiązaniem równania różniczkowego

$$f^{-1}(-\square) F(x_{\nu}^2) = \delta(x). \quad (2.65)$$

Istotnie, wykonując różniczkowanie pod znakiem całki otrzymamy kolejno

$$\begin{aligned} f^{-1}(-\square) F(x_\nu^2) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int f(k_\mu^2) f^{-1}(-\square) e^{i k_\mu x_\mu} dk = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int f(k_\mu^2) f^{-1}(k_\mu^2) e^{i k_\mu x_\mu} dk = \frac{1}{(2\pi)^4} \int e^{i k_\mu x_\mu} dk = \delta(x). \end{aligned} \quad (2.66)$$

Funkcja  $\tilde{G}^{ret}$  jest więc także szczególnym rozwiązaniem równania

$$f^{-1}(-\square) \cdot \square \tilde{G}^{ret}(x) = -4\pi \delta(x). \quad (2.67)$$

Z powyższych rozważań wynika, że elektrodynamikę cząstek rozmytych, a więc teorię, w której potencjały spełniają konwencjonalne równanie falowe (2.29), można traktować również jako teorię cząstek punktowych, w której potencjały spełniają zmodyfikowane równanie

$$f^{-1}(-\square) \cdot \square \tilde{A}_\mu(x) = -4\pi j_\mu(x). \quad (2.68)$$

Tak więc mamy dwa alternatywne sposoby patrzenia na modyfikacje spowodowane wprowadzeniem nielokalności. Możemy je traktować jako zastąpienie cząstek punktowych cząstkami posiadającymi rozmiary czasoprzestrzenne, albo jako modyfikację konwencjonalnych równań Maxwella.

Pokażemy w następnym paragrafie, że przez odpowiedni dobór funkcji  $F(x_\mu^2)$  można uzyskać regularność potencjałów  $\tilde{A}_\mu^{(k)ret}$  i  $\tilde{A}_\mu^{(k)adv}$  dla punktów  $k$ -ej trajektorii.

### 3. Równania ruchu

Dla rozważań dotyczących dynamiki układu  $N$  cząstek materialnych należy zapostulować równania ruchu. Dla elektrodynamiki lokalnej takimi równaniami są znane równania Lorentza, które zapiszemy tutaj w postaci

$$m_i \ddot{x}_\mu^i = e_i \left\{ \sum_{k \neq i} f_{\mu\nu}^{(k)ret}(x^i) - \frac{1}{2} [f_{\mu\nu}^{(i)adv}(x^i) - f_{\mu\nu}^{(i)ret}(x^i)] \right\} \dot{x}_\nu^i \quad (i=1, 2, \dots, N), \quad (3.1)$$

gdzie

$$f_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} \quad (3.2)$$

a  $A_\mu^{(k)ret}$  i  $A_\mu^{(k)adv}$  są dane wzorami (2.36-61) i przedstawiają potencjały opóźnione lub przedwczesne  $k$ -ej cząstki. Zwracamy uwagę na fakt, że w równaniu (3.1) potencjały te wzięte są w punkcie  $x_\nu^i$  trajektorii  $i$ -ej cząstki.

Równanie (3.1) daje nam relatywistyczny bilans sił działających na  $i$ -ą cząstkę. Człon występujący po lewej stronie tego równania ( $m_i \ddot{x}_\mu^i$ ) będą-

cy iloczynem masy spoczynkowej i przyspieszenia  $i$ -ej cząstki przedstawia siłę bezwładności. Po prawej stronie występują pozostałe siły pochodzące, za pośrednictwem potencjałów retardowanych od prądów wytworzonych przez pozostałe cząstki

$$e_i \sum_{k \neq i} f_{\mu\nu}^{(k) \text{ ret}}(x^i) \dot{x}_\nu^i, \quad (3.3)$$

oraz tak zwana siła tłumienia

$$-\frac{e_i}{2} [f_{\mu\nu}^{(i) \text{ adv}}(x^i) - f_{\mu\nu}^{(i) \text{ ret}}(x^i)] \cdot \dot{x}_\nu^i \quad (3.4)$$

Charakterystyczną cechą siły (3.3) jest brak członu pochodzącego od  $i$ -ej cząstki ( $k = i$ ) a więc siły wywieranej (za pośrednictwem potencjału) przez  $i$ -ą cząstkę na siebie samą — tak zwanej siły własnej. Taki człon nie może oczywiście występować w teorii lokalnej gdzie — jak już mówiliśmy — potencjał (2.60) staje się nieskończony a więc traci sens gdy  $x_\nu = x_\nu^k$ . Jest to poważny brak teorii, gdyż a priori nie ma powodu zaniedbywać siły własnej. Siła ta w konsekwentnej teorii powinna występować na równi z innymi siłami (i tak ma się rzecz np. w teorii pola) i mieć wartość skończoną. Zaniedbywanie pewnej wielkości nie uzasadnione żadnymi fizycznymi względami musi budzić poważne wątpliwości.

Zauważymy jeszcze, że w siłach (3.3) występują tylko potencjały retardowane zgodnie z kauzalnym charakterem oddziaływań pomiędzy cząstkami.

Drugim poważnym mankamentem dynamiki opisanej równaniami (3.1) jest występowanie fenomenologicznego członu (3.4) wyrażającego siłę tłumienia. Ze człon ten daje siłę tłumienia można się przekonać po wykonaniu dość żmudnego rachunku, którego tu nie będziemy reprodukować. Podamy tylko rezultat (Czytelnik który chciałby się zapoznać z dowodem znajdzie go np. w pracy Diraca, [8])

$$-\frac{e_i}{2} [f_{\mu\nu}^{(i) \text{ adv}}(x^i) - f_{\mu\nu}^{(i) \text{ ret}}(x^i)] \dot{x}_\nu^i = \frac{2}{3} e_i^2 [\ddot{x}_\mu^i - \dot{x}_\mu^i (\ddot{x}_\lambda^i)^2] \quad (3.5)$$

Dla małych prędkości ( $\dot{x}_k^i \ll 1$ ) można zaniedbać drugi człon w równaniu (3.5) i otrzymuje się znane z doświadczenia wyrażenie

$$\frac{2}{3} e_i^2 \frac{d^3 x_k^i}{dx_0^3} \quad (k = 1, 2, 3; i = 1, 2, \dots, N). \quad (3.6)$$

Siła tłumienia jest więc po prostu wzięta z doświadczenia i nie wynika bynajmniej z teorii wzajemnych oddziaływań pomiędzy cząstkami. Psuje to wewnętrzną jednolitość teorii.

Pokażemy teraz, że oba powyższe braki dadzą się usunąć w teorii nie-lokalnej. Po pierwsze — jak już wspominaliśmy — można przez odpowiedni dobór „formfaktora“ uzyskać regularność potencjałów pochodzących od  $i$ -ej cząstki wzdłuż trajektorii tej cząstki. Pozwoli nam to w sposób konsekwentny uwzględnić, obok wzajemnych oddziaływań cząstek, również oddziaływanie cząstki na siebie samą. Następnie okaże się, że człon opisujący siłę wywieraną na cząstkę przez nią samą da się podzielić na dwie części z których jedną będziemy interpretować jako tzw. siłę własną a druga będzie przedstawiała siłę tłumienia. W ten sposób siła tłumienia będzie wynikać z oddziaływań pomiędzy cząstkami (z uwzględnieniem oddziaływań własnych) i nie trzeba jej będzie wprowadzać do teorii w charakterze fenomenologicznego dodatku.

Rozważmy układ równań

$$m_1 \ddot{x}_\mu^i = e_i \sum_{k=1}^N \tilde{f}_{\mu\nu}^{(k)ret} (x^i) \dot{x}_\nu^i, \quad (i = 1, 2, \dots, N), \quad (3.7)$$

w którym występują tylko siły na  $i$ -ą cząstkę pochodzące, za pośrednictwem potencjałów, od wszystkich cząstek układu włącznie z nią samą.  $f_{\mu\nu}$  jest związane z  $\tilde{A}_\mu$  wzorem (3.2). Zakładamy, że potencjały  $\tilde{A}_\mu$  są rozmyte to znaczy posiadają postać (2.62). Różnią się więc one od potencjałów występujących w równaniu lokalnym tym, że zamiast funkcji  $G^{ret}$  występuje funkcja  $\tilde{G}^{ret}$  (2.63). Formfaktor  $F$  występujący w  $\tilde{G}^{ret}$  musi być oczywiście tak dobrany, aby dla odległości pomiędzy cząstkami większych niż  $\lambda$ ,  $\tilde{G}^{ret}$  nie różniło się w sposób istotny od  $G^{ret}$ . W ten sposób zachowamy wszystkie wyniki teorii lokalnej odnoszące się do oddziaływań pomiędzy różnymi i odległymi od siebie cząstkami w zgodności z doświadczeniem. Modyfikacje oddziaływania wystąpią dla odległości rzędu  $\lambda$ . Ponieważ długość elementarna — jeśli istnieje — jest wielkością bardzo małą, mniejszą od tzw. klasycznego promienia elektronu, więc brak tu jeszcze odpowiedniego materiału doświadczalnego dla porównania z teorią.

Jest natomiast rzeczą oczywistą, że formfaktor będzie miał decydujący wpływ na ten człon w (3.7), który opisuje oddziaływanie cząstki ze sobą samą i który w teorii lokalnej był nieskończony. Zajmijmy się teraz dokładniejszą dyskusją tego członu.

Możemy po pierwsze napisać

$$\begin{aligned} e_k \tilde{f}_{\mu\nu}^{(k)ret} (x^k) \dot{x}_\nu^k &= \frac{1}{2} e_k [\tilde{f}_{\mu\nu}^{(k)ret} (x_4^k) + \tilde{f}_{\mu\nu}^{(k)adv} (x^k)] \dot{x}_\nu^k - \\ &- \frac{1}{2} e_k [\tilde{f}_{\mu\nu}^{(k)adv} (x^k) - \tilde{f}_{\mu\nu}^{(k)ret} (x^k)] \dot{x}_\nu^k. \end{aligned} \quad (3.8)$$



Pierwszy człon zawiera pola zbudowane z potencjałów zawierających funkcję  $\frac{1}{2}(\tilde{G}^{ret} + \tilde{G}^{adv}) = \tilde{G}$ . Człon ten oznaczmy przez  $\tilde{f}_{\mu\nu}^{(k)}$ .

Drugi człon różni się tym od siły tłumienia (3.4), że zawiera potencjały rozmyte zamiast potencjałów lokalnych, tzn. funkcję  $\tilde{G}^{adv} - \tilde{G}^{ret} = -\tilde{D}$  zamiast funkcji  $G^{adv} - G^{ret} = D$ . Pokażemy teraz, że  $\tilde{D} = D$  dla dowolnego formfaktora spełniającego warunek normowalności (2.19) lub (2.24). Oznacza to, że drugi człon przedstawia dokładnie siłę tłumienia (3.4—6) wprowadzoną *ex post* do równania (3.1).

Dowód, że  $\tilde{D} = D$  da się przeprowadzić ogólnie dla każdej funkcji  $D$  spełniającej równanie jednorodne (2.44). Istotnie dowolne rozwiązanie tego równania można w reprezentacji Fourierowskiej zapisać w postaci

$$D(x) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d(k) \delta(k_\mu^2) e^{i k_\mu x_\mu} dk \quad (3.9)$$

gdzie  $d(k)$  jest dowolną funkcją zmiennych  $k_\nu$ . Różniczkując pod znakiem całki otrzymamy mianowicie

$$\square D(x) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d(k) \delta(k_\mu^2) (-k_\mu^2) e^{i k_\mu x_\mu} dk = 0 \quad (3.10)$$

z uwagi na znaną własność funkcji Diraca

$$x \delta(x) = 0. \quad (3.11)$$

Korzystając z postaci (3.9) możemy więc napisać (porównaj (2.63))

$$\begin{aligned} \tilde{D}(x - x') &= \int D(x - x'') dx'' F [(x''_\mu - x'_\mu)^2] = \\ &= \int dx'' \frac{1}{(2\pi)^8} \int dk \int dk' d(k) \delta(k_\nu^2) e^{i k_\mu (x_\mu - x''_\mu)} f(k'_\mu^2) e^{i k'_\mu (x''_\mu - x'_\mu)} = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int dk \int dk' d(k) \delta(k_\nu^2) f(k'_\nu^2) \delta(k_\mu - k'_\mu) e^{i(k_\mu x_\mu - k'_\mu x'_\mu)} = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int dk d(k) \delta(k_\nu^2) f(k_\nu^2) e^{i k_\mu (x_\mu - x'_\mu)} = \\ &= f(0) \cdot \frac{1}{(2\pi)^4} \int dk d(k) \delta(k_\nu^2) e^{i k_\mu (x_\mu - x'_\mu)} = D(x - x') \text{ c. b. d. o.} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Możemy więc w drugim członie równania (3.8) zastąpić  $\tilde{f}_{\mu\nu}$  przez  $f_{\mu\nu}$  i otrzymamy

$$e_k \tilde{f}_{\mu\nu}^{(k) ret}(x^k) \dot{x}_\nu^k = e_k \tilde{f}_{\mu\nu}^{(k)}(x^k) \dot{x}_\nu^k - \frac{e_k}{2} [f_{\mu\nu}^{(k) adv}(x^k) - f_{\mu\nu}^{(k) ret}(x^k)] \dot{x}_\nu^k. \quad (3.13)$$

W ten sposób wyjaśniliśmy w zupełności znaczenie członu drugiego. Zajmijmy się teraz pozostałym członem pierwszym. Posługując się wzorami (3.2), (2.62) oraz wzorem analogicznym do (2.62) dla potencjałów przedwczesnych i pamiętając, że  $\frac{1}{2} (\tilde{G}^{ret} + \tilde{G}^{adv}) = G$  możemy napisać

$$e_{k'} \tilde{f}_{\mu\nu}^{(k)}(x^k) x_\nu^k = e_k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{\partial \tilde{G} [(x_\nu^k - x_\nu^{k'})^2]}{\partial x_\mu^k} \dot{x}_\nu^{k'} - \frac{\partial \tilde{G} [(x_\nu^k - x_\nu^k)^2]}{\partial x_\nu^k} x_\mu^{k'} \right] dt^{k'} \cdot \dot{x}_\nu^k, \quad (3.14)$$

gdzie  $x_\nu^k = x_\nu^k(\tau^k)$  a  $x_\nu^{k'} = x_\nu^{k'}(\tau^{k'})$ . Opuszczając teraz wszędzie nieistotny znaczek „k” oraz wprowadzając pochodną  $\tilde{G}'$  funkcji  $\tilde{G}$  względem argumentu  $(x_\nu - x_\nu')^2$  możemy wyrażenie (3.14) napisać w postaci

$$2e^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}' [(x_\nu - x_\nu')^2] \{ (x_\mu - x_\mu') \dot{x}_\nu' - (x_\nu - x_\nu') \dot{x}_\mu' \} dt' \dot{x}_\nu. \quad (3.15)$$

Żeby posunąć dalej dyskusję tego wyrażenia założymy, że formfaktor  $F$  rozmywa cząstkę na niewielki (o średnicy rzędu  $\lambda$ ) obszar czasoprzestrzeni (por. str. 139—140). W tym wypadku funkcja  $\tilde{G}'$  będzie w sposób istotny różna od zera tylko dla  $x_\nu' \approx x_\nu$  a więc  $\tau' \approx \tau$ . Dla przybliżonego obliczenia całki (3.15) możemy więc rozwinąć funkcję podcałkową na szereg względem potęg małej wielkości

$$\tau' - \tau = r \quad (3.16)$$

(zakładamy, że dla funkcji  $G$  istnieje zbieżne rozwinięcie tego rodzaju). Mamy więc kolejno

$$\left. \begin{aligned} x_\mu' &= x_\mu + \dot{x}_\mu r + \frac{1}{2} \ddot{x}_\mu r^2 + [r^3] \\ \dot{x}_\mu' &= \dot{x}_\mu + \ddot{x}_\mu r + \frac{1}{2} \dddot{x}_\mu r^2 + [r^3] \end{aligned} \right\}, \quad (3.17)$$

gdzie  $[r^n]$  oznacza wielkości rzędu  $\geq n$  w  $r$ . Rozwinięcia (3.17) są na pewno zbieżne jeśli  $r$  jest dostatecznie małe i jeśli położenie cząstki nie zmienia się zbyt gwałtownie w czasie, to zn. jeśli wszystkie pochodne  $\dot{x}_\mu, \ddot{x}_\mu \dots$  są ograniczone. Posługując się relacjami (2.5—6) otrzymamy dalej

$$\begin{aligned} (x_\mu - x_\mu')^2 &= -r^2 + [r^4] \\ (x_\mu - x_\mu') \dot{x}_\nu' - (x_\nu - x_\nu') \dot{x}_\mu' &= -\frac{r^2}{2} (\dot{x}_\mu \ddot{x}_\nu - \dot{x}_\nu \ddot{x}_\mu) + [r^3]. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Podstawiając (3.18) do (3.15) i wykonując całkowanie przez części otrzymamy kolejno

$$\begin{aligned} e_k \tilde{f}_{\mu}^{(k)}(x^k) \dot{x}_{\nu}^k &= -e_k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}'(-r^2) r^2 dr \ddot{x}_{\mu}^k + \dots = \\ &= -\frac{1}{2} e_k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(-r^2) dr \ddot{x}_{\mu}^k + \dots = \\ &= -M_k \ddot{x}_{\mu}^k + \dots \end{aligned} \quad (3.19)$$

gdzie

$$M_k = \frac{e_k^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(-r^2) dr. \quad (3.20)$$

Kropki w równaniu (3.19) oznaczają człony, które pochodzą od tych wyrazów rozwinięcia na szereg funkcji podcałkowej, które zawierają wyższe potęgi  $r$ . W członach tych występować będą oczywiście całki typu

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(-r^2) r^n dr, \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (3.21)$$

Ponieważ  $G$  jest symetryczną funkcją  $r$  więc wszystkie całki (3.21) z  $n$  nieparzystym znikają. Ten fakt jest związany z podziałem oddziaływania własnego na część symetryczną i antysymetryczną w czasie (3.8). Tylko część antysymetryczna może opisywać tłumienie zgodnie z jego doświadczalnie stwierdzonym antysymetrycznym charakterem (trzecia pochodna względem czasu).

Część symetryczna (3.19—20) ma (w pierwszym przybliżeniu) kształt siły bezwładności.  $M_k$  gra rolę masy. Jest to masa reprezentująca energię cząstki nabytą w oddziaływaniu z własnym polem. Dlatego nazywamy ją masą polową cząstki. Żądam oczywiście, aby masa ta była skończona co jest dalszym warunkiem ograniczającym klasę dopuszczalnych form-faktorów. Masa polowa nie jest wielkością mierzalną. To co mierzymy w doświadczeniu jest sumą masy polowej i masy mechanicznej. Sumę tą

$$m_k^{\text{exp}} = m_k + M_k \quad (2.22)$$

nazywamy masą eksperymentalną cząstki. Równanie (3.7) można więc także zapisać w postaci

$$m_i^{\text{exp}} \ddot{x}_{\mu}^i = e_i \sum_{k \neq i} \tilde{f}_{\mu\nu}^{(k) \text{ret}}(x^i) \dot{x}_{\nu}^k - \frac{e_i}{2} [f_{\mu\nu}^{(i) \text{adv}}(x^i) - f_{\mu\nu}^{(i) \text{ret}}(x^i)] \dot{x}_{\nu}^i + \dots \quad (3.23)$$

Człony oznaczone kropkami, odpowiadające członom wyższego rzędu w  $r$  w rozwinięciach (3.18), są małe w porównaniu z członami pierwszego rzędu (wypisanymi w (3.23)), jeśli  $r$  jest dostatecznie małe. W przypadku granicznym teorii lokalnej cząstek punktowych ( $\tilde{G}(x_\mu^2) \rightarrow G(x_\mu^2) = \delta(x_\mu^2)$ ) wszystkie człony w rozwinięciu (3.19) z wyjątkiem pierwszego znikają. Pierwszy zaś staje się nieskończony.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(-r^2) r^n dr \rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(-r^2) r^n dr = \begin{cases} \infty & \text{dla } n = 0 \\ 0 & \text{,, } n = 1, 2, \dots \end{cases} \quad (3.24)$$

W związku z tym faktem oraz z postacią równania (3.23) warto wspomnieć o często stosowanej w teorii cząstek elementarnych tak zwanej renormalizacji masy. Polega ona na przejściu w równaniu (3.23) do granicznego przypadku teorii lokalnej ( $\tilde{G}(x_\mu^2) \rightarrow \delta(x_\mu^2)$ ) w ten sposób, aby masa eksperymentalna zachowała swoją skończoną wartość  $m_i^{exp}$ . Z uwagi na zdążanie do nieskończoności masy polowej (por. (3.23) i (3.20)) pociąga to za sobą konieczność przyjęcia nieskończonej (z przeciwnym znakiem) masy mechanicznej. Procedura ta jakkolwiek bardzo sztuczna prowadzi do równań ruchu ( $\tilde{f}_{\mu\nu} \rightarrow f_{\mu\nu}$ )

$$m_i^{exp} \ddot{x}_\mu^i = e_i \sum_{k \neq i} f_{\mu\nu}^{(k)ret}(x^j) \dot{x}_\nu^k - \frac{e_i}{2} [f_{\mu\nu}^{(i)adv}(x^j) - f_{\mu\nu}^{(i)ret}(x^j)] \dot{x}_\nu^i, \quad (3.25)$$

które w sposób poprawny opisują doświadczenie i nie zawierają już nieokreślonego formfaktora. Dlatego też wielu teoretyków starało się uzyskać konsekwentną i pozbawioną nieskończoności wielkości w rodzaju masy polowej teorię stosując naszkicowany tutaj program renormalizacyjny do kwantowej teorii pola. Okazuje się jednak, że nie wszystkie nieskończone wielkości występujące w tej teorii dadzą się zrenormalizować. Dlatego wydaje się, że nie sposób uniknąć wprowadzenia formfaktorów jeśli się chce uzyskać konsekwentny formalizm matematyczny opisujący cząstki elementarne. Abstrahując od faktu, że poprawna procedura renormalizacyjna musi, tak jak to opisano powyżej, wprowadzić jako stadium przejściowe formfaktory, których potem można się pozbyć przez przejście graniczne  $\tilde{G} \rightarrow G$ , nie widać sensu fizycznego w przechodzeniu do granicy i zwięzaniu teorii. Jak już wspominaliśmy na wstępie, teoria lokalna jest zbyt wąska by wytłumaczyć istnienie spektrum mas cząstek elementarnych i nie ma potrzeby pozbawiać się tej możliwości przez usuwanie formfaktorów.

Reasumując wyniki tej pracy możemy wyliczyć następujące własności teorii nielokalnej z formfaktorem widoczne już na gruncie klasycznym.

1) Zachowuje ona — przy odpowiednim doborze formfaktora — wszystkie zgodne z doświadczeniem wyniki teorii lokalnej.

2) Pozwala w sposób konsekwentny uwzględnić w teorii oddziaływanie cząstki ze sobą za pośrednictwem pola własnego.

3) Zdaje, w przeciwieństwie do teorii lokalnej, sprawę z siły tłumienia (jest to moim zdaniem bardzo ważne osiągnięcie teorii nielokalnej).

4) Jest istotnym rozszerzeniem konwencjonalnej teorii lokalnej, gdyż wprowadza (nieokreślony wprawdzie jeszcze w sposób jednoznaczny) formfaktor i tym samym nową stałą uniwersalną a mianowicie długość elementarną  $\lambda$ . Przez to daje nadzieję (po części już zrealizowaną) na wytłumaczenie spektrum mas cząstek elementarnych — jednego z najważniejszych problemów fizyki współczesnej. Dokładniejszą dyskusję tego punktu podamy w następnej kwantowej części pracy.

#### Literatura

1. H. A. Lorentz, „Theory of Electron“, Leipzig 1916.
2. H. McManus, Proc. Roy. Soc. A 195, 323 (1948).
3. R. P. Feynman, Phys. Rev. 74, 939 (1948).
4. J. Rzewuski, Acta Phys. Pol. 11, 9 (1951).
5. J. Rayski, Acta Phys. Pol. 11, 25 (1951).
6. H. Yukawa, Phys. Rev. 76, 300, 1731 (1949), 77, 219 (1950), 91, 415 (1953).
7. F. Bloch, Danske Vidensk. Mat.-fys. Medd. 22, N 8 (1952) § 2.
8. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A 167, 148 (1938).

Danuta Frąckowiak

Katedra Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

## Model metaliczny drobin<sup>\*)</sup>

Ze względu na zawilóść problemu widm optycznych wieloatomowych drobin fizyk doświadczalny nie gardzi przy ich rozpatrywaniu modelami przybliżonymi. Mówi on na przykład o elektronach poruszających się po molekularnych lub atomowych orbitach, mając jednak niejako w zapasie na usprawiedliwienie swych czynności cały aparat mechaniki kwantowej. Zaryzykować by można twierdzenie, że fizyk doświadczalny chętnie posługuje się modelowym przedstawieniem zagadnień. Za dowód tego twierdzenia służyć może chociażby dalszy ciąg niniejszego artykułu.

Istnieją dwie najważniejsze, wyjściowe metody przy obliczaniu widm drobin o wiązaniach homeopolarnych: metoda orbit atomowych (A. O), wprowadzona przez Heitlera i Londona, rozwinięta następnie przez Paulinga i Słatera, oraz metoda orbit drobinowych (*molecular orbitals* — M. O.) opracowana przez cały szereg autorów (Hund, Mulliken, Lennard - Jones [1]).

W pierwszej z tych metod wychodzimy ze stanu podstawowego oddzielnych atomów lub jonów, a oddziaływanie między nimi wprowadzamy jako zaburzenie. Konfiguracja elektronów w drobinie jest sumą konfiguracji elektronów w atomach składowych. Modelowo — każdy elektron wiążący (walencyjny) obiega sąsiednie orbity atomowe. Przybliżenie A. O. stosuje się szczególnie dobrze do podstawowych stanów drobin.

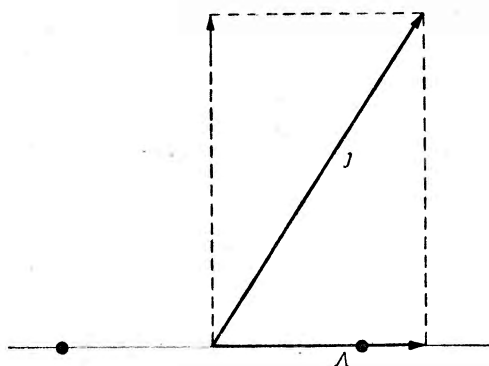
W metodzie M. O. traktujemy drobinę jako całość. Modelowo-elektrony wiążące krążą po orbitach molekularnych, reszta elektronów — po orbitach atomowych. Badamy jednak konfigurację elektronów w drobinie jako całości. Usiłujemy więc zbadać ruch elektronu w wypadkowym polu elektrycznym, utworzonym przez jądra i pozostałe elektrony. Wymaga to zresztą zwykle wprowadzenia dalszych założeń upraszczających. Na pytanie, która z metod jest lepsza, trudno by było dać odpowiedź:

\* Stronę doświadczalną poruszanych tutaj zagadnień teoretycznych oraz szereg podstawowych pojęć teoretycznych omówiono szerzej w artykułach K. Rosińskiego: a) „Nowsze badania widm absorpcyjnych złożonych cząsteczek“, *Postępy Fizyki* V, 305—317 (1954); b) „Nowe drogi badań teoretycznych absorpcji światła przez złożone cząsteczki organiczne“, *Postępy Fizyki* VI, 66—85, 1955 (Przyp. Red.).

jedne fakty tłumaczy metoda M. O. już w pierwszym przybliżeniu, a metoda A. O. dopiero w wyższych, z innymi jest wręcz odwrotnie. Obiór metody zależy więc od problemu. Model metaliczny drobiny (często zwany również modelem elektronów swobodnych) polega na wprowadzeniu pewnych dalszych upraszczających założeń w metodzie M. O. Można go jednak stosować jedynie do pewnej węższej grupy drobin, a mianowicie tych, w których występują wiązania sprzężone.

### Metoda orbit molekularnych

Przyjrzyjmy się nieco bliżej metodzie M. O., która jest punktem wyjścia w rozważaniu modelu metalicznego drobiny. Problem poszczególnego wiązania atomowego drobiny wieloatomowej jest nieco podobny do problemu drobiny dwuatomowej. To, co w pierwszym wypadku nazywamy



Rys. 1.  $I$  — wypadkowy moment pędu elektronów dwuatomowej drobiny  $\Delta$  — rzut  $I$  na kierunek linii łączącej jądra

my kierunkiem wiązania, w drugim nazywamy kierunkiem linii łączącej jądra. Problem drobiny dwuatomowej jest wyczerpująco przedstawiony w monografii Herzberga [1], toteż tu przypomnimy go jedynie krótko i niezbyt ściśle.

Jeśli zaniedbamy spin, to stan elektronu w drobnie dwuatomowej jest opisany w przybliżeniu przez trzy liczby kwantowe. Są to:

$n$  — liczba kwantowa główna

$l$  — liczba kwantowa poboczna, określająca orbitalny moment pędu elektronu,

$\lambda$  — rzut orbitalnego momentu pędu elektronu na linię jąder.

W sztywnej drobnie dwuatomowej elektron znajduje się w polu w przybliżeniu osiowo-symetrycznym. Oś symetrii pola jest linią jąder. Rzut orbitalnego momentu pędu na oś symetrii pola jest skwantowany (liczba kwantowa  $\lambda$ ). Liczba  $\lambda$  może przybierać wartości 0, 1, 2, 3, ... Stany elektronowe odpowiadające tym wartościom oznaczamy literami  $\sigma$ ,  $\pi$ ,  $\delta$ ,  $\varphi$ .

Liczby kwantowej  $\lambda$  nie należy mylić z  $\Delta$ ;  $\lambda$  odnosi się do pojedynczego elektronu, podczas gdy  $\Delta$  jest rzutem całkowitego elektronowego momentu pędu drobiny na linię jąder (rys. 1). Stany dla  $\lambda \neq 0$  są podwójnie zdegenerowane, ponieważ rzuty dodatnich i ujemnych  $m_l$  mają tę samą wielkość, odpowiadają więc tej samej liczbie kwantowej  $\lambda$ .

Wielkie znaczenie dla klasyfikacji drobinowych stanów elektronowych mają oprócz liczb kwantowych również i właściwości symetrii elektronowych funkcji własnych. Właściwości te zależą od symetrii pola elektrycznego, w którym znajdują się elektrony. W drobinie dwuatomowej (jak również w liniowej wieloatomowej) każda płaszczyzna przechodząca przez oś łączącą jądra jest płaszczyzną symetrii. Z rozważań nad postacią funkcji własnych wynika, że dla drobin dwuatomowej dla stanu  $\sigma$  (niezdegenerowanego) funkcje własne są symetryczne, dla stanu  $\pi$  (zdegenerowanego) — antysymetryczne (to znaczy, że zmieniają znak przy odbiciu względem dowolnej płaszczyzny przechodzącej przez linię jąder).

Pole wypadkowe, w którym znajdują się elektrony, zależy oczywiście od wzajemnej odległości jąder. W praktyce liczymy dwa przypadki graniczne:

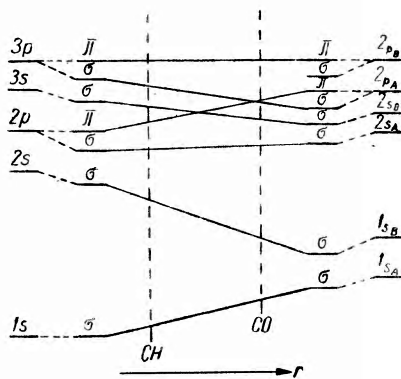
a) tak zwany „atom zjednoczony“ dla odległości między jądrami  $r \rightarrow 0$ . Dla takiego „atomu“ otrzymujemy układ poziomów energetycznych na ogół różny od układu poziomów atomów składowych. Stan elektronu w takim „atomie“ zapisujemy w kolejności  $n l \lambda$  (np.  $2s\sigma$ ,  $2p\sigma$  itd.).

b)  $r \rightarrow \infty$ . W dużej odległości elektron jest związany bądź z atomem A, bądź z B, ma więc  $n$  i  $l$  danego atomu. Gdy atomy zbliżają się do siebie, znosi się degeneracja, gdyż powstaje taka przestrzenna kwantyzacja  $l$ , że rzut  $l$  na kierunek linii jąder jest  $\lambda$  (orbitalny moment pędu elektronu wokół linii jąder). W tym przypadku stan elektronu dla odróżnienia od przypadku (a)

oznaczamy w kolejności  $\lambda n l$  (np.  $\sigma 1s$ ,  $\pi 2p$ ) lub też czasem  $\lambda(nl)$  (np.  $\sigma(1s)$ ). Niekiedy zaznaczamy, do którego z atomów przynależy „dany elektron“ np.  $1s_A$ ,  $1s_B$ . Aby otrzymać schemat poziomów energetycznych dla drobin o danej odległości jąder, można narysować obok siebie schematy dla skończonego, ale bardzo małego  $r$  (metoda a) i skończonego, ale bardzo dużego  $r$  (metoda b) i połączywszy odpowiadające sobie poziomy (np.  $2\pi p$  z  $\pi 2 p_A$ ) odczytać wartości energii dla danego  $r$  (rys. 2).

Zapis drobin  $Li_2$  w metodzie M. O. wygląda następująco:

$$1 s^2 1 s^2 (\sigma_g 2 s)^2$$



Rys. 2. Zasada otrzymywania układu poziomów energetycznych dla drobin dwuatomowej o danej odległości jąder (z lewej strony układ poziomów dla  $r = 0$ , dalej dla  $r$  małego, lecz skończonego, z prawej dla  $r$  dużego skończonego, dla  $r = \infty$  (liniami przerywanymi oznaczono wartości poziomów energetycznych dla drobin CH i CO))



(elektrony  $1s$  krążą po dwa po orbitach atomowych, każdy wokół „swego“ atomu, elektrony wiążące krążą oba po orbicie molekularnej. Znaczek  $g$  oznacza parzystość funkcji własnej, znaczek  $u$  oznaczałby jej nieparzystość, tj. zmianę znaku przy odbiciu od środka symetrii drobin). Dla porównania podaję zapis tej samej drobin w metody A. O.:

$$1 s^2 1 s^2 (2 s 2 s)$$

W metodzie M. O. orbitę wiążącą oznacza się  $\sigma 2s$ . Co kryje się za tym oznaczeniem? Właściwie należałoby w celu znalezienia poziomu energetycznego należącego do danej orbity molekularnej rozwiązać równanie Schrödingera dla danego elektronu w wyśredniowanym polu innych elektronów i jąder. Jest to jednak na ogół problem zbyt trudny. Istnieje proste i teoretycznie uzasadnione przybliżenie prowadzące do dość zadowalających wyników. Jako orbitę molekularną bierzemy liniową kombinację orbit atomowych (toteż w skrócie nazywamy ją L.C.A.O.).

Na przykład:

$$\sigma 2s \approx a(2s_A + 2s_B)$$

gdzie  $2s_A$  i  $2s_B$  odnoszą się do orbit atomów składowych. Mimo to używamy nadal oznaczenia  $\sigma 2s$  jako dogodnego skrótu. Chociaż przybliżenie L.C.A.O. daje dobre wyniki dla dużych drobin, tam gdzie możemy się bez niego obyć, stosujemy dokładniejszą metodę M. O.

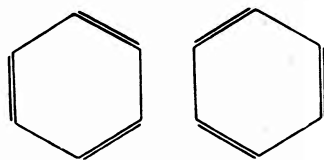
Orbity obsadzone przez elektrony wiążące można podzielić na dwie grupy:  $\sigma$  i  $\pi$  (dla orbit  $\sigma$  ( $\lambda = 0$ ) funkcja falowa jest symetryczna, natomiast dla  $\pi$  ( $\lambda = 1$ ) funkcja falowa jest antysymetryczna). Zwykle pojedyncze wiązanie składa się z 2 elektronów  $\sigma$ , podwójne — z dwóch elektronów  $\sigma$  i dwóch elektronów  $\pi$ . Oznaczenia  $\sigma$  i  $\pi$  można rozciągnąć na drobin wieloatomowe. Na przykład wiązanie C—C w  $C_2H_6$  może być traktowane jako wiązanie  $\sigma$ . Gdy w dwuatomowej drobinie istnieje zawsze degeneracja stanu  $\pi$  (dwie fizycznie równoważne sobie orbity oznaczamy na przykład  $\pi_x$  i  $\pi_y$ ), to w drobinach wieloatomowych degeneracja często jest zniesiona. Orbity  $\pi_x$  i  $\pi_y$  przestają być fizycznie równoważne. Za wiązania podwójne odpowiedzialne są tylko te z nich, które są antysymetryczne względem płaszczyzny, w której leżą wiązania drobin (drobin o wiązaniach podwójnych są przeważnie płaskie). Zwykle zachowujemy oznaczenie  $\pi$  dla przypadku, gdy degeneracja nie jest zniesiona (zachodzi to, gdy oś wiązania jest trzykrotną osią symetrii drobin), w przypadku niższej symetrii pisze się po prostu o elektronach  $x$  i  $y$ .

Jak wiadomo z chemicznych i widmowych danych, elektrony typu  $\pi$  są o wiele słabiej związane niż elektrony typu  $\sigma$ . Mają one większą swo-

bodę ruchu (stąd nazwa elektrony swobodne). Nazywa się je również czasem elektronami nienasyconymi, gdyż są odpowiedzialne za chemiczny nienasycony charakter związku, w którym występują. Jeśli w drobinie pomiędzy dwoma atomami występuje wiązanie podwójne, to każda z oznaczonych tak samo kresiek ma inne znaczenie: jedna odpowiada zlokalizowanej orbicie elektronów  $\sigma$ , druga z nich — orbicie elektronów  $\pi$ . W przypadku gdy w drobinie kolejno występują na przemian wiązania pojedyncze i podwójne, czasem dzięki swobodzie ruchu elektronów może wytworzyć się praktycznie równomierna gęstość tych elektronów wzdłuż linii wiązań. Taki przypadek występuje na przykład w pierścieniu benzenowym. Gdy dzięki wymianie elektronów zacierają się różnice pomiędzy pojedynczym, a podwójnym wiązaniem (powstają wiązania o krotności w przybliżeniu 3/2), mówimy o wiązaniach sprzężonych. Zwyczajowo oznaczamy taką sytuację przez narysowanie przypadków granicznych (dla benzenu — rys. 3). Nie zawsze wiązania na przemian pojedyncze i podwójne są wiązaniem sprzężonymi. Czasem gęstość elektronów  $\pi$  pomiędzy co drugą parą atomów jest wyraźnie większa, wiązania są izolowane.

W dotychczasowych rozważaniach nie wzięliśmy pod uwagę swobody ruchu elektronów (rozważaliśmy tzw. orbity zlokalizowane). By lepiej zdać sprawę z własności elektronów, trzeba dla nich zastosować orbity niezlokalizowane. Rachunkowo realizujemy to biorąc liniową kombinację zlokalizowanych orbit molekularnych, a w przybliżeniu L.C.A.O. — liniową kombinację orbit atomowych. Istnieje ścisła analogia pomiędzy orbitami zlokalizowanymi i niezlokalizowanymi z jednej strony, a drganiem pary atomów w drobinie i drganiami normalnymi drobin z drugiej strony. W obu wypadkach rozwiązanie problemu niezlokalizowanego polega na rozwiązaniu równania sekularnego, którego pierwiastki są w pierwszym przypadku energiami niezlokalizowanych orbit molekularnych w przybliżeniu L.C.A.O., a w drugim — parametrami częstości drgań normalnych.

Z dawniejszych rozważań przestrzennego rozkładu elektronów  $\pi$  i elektronów  $\sigma$  wynikało, że elektrony  $\sigma$  tworzą chmurę wokół kierunków wiązań drobin, chmury elektronów  $\pi$  znajdują się zaś powyżej i poniżej płaszczyzny wiązań. Z ostatnich dokładniejszych rachunków [2] wynikało, że sytuacja nie jest taka prosta: chmury elektronów  $\pi$  i  $\sigma$  częściowo wzajemnie się przenikają, choć maksymalna gęstość elektronów  $\sigma$  przypada w płaszczyźnie wiązań.



Rys. 3. Benzen jako przykład sposobu schematycznego oznaczania wiązań sprzężonych

### Model metaliczny drobiny

Idea swobodnego ruchu elektronów  $\pi$  w stałym polu potencjalnym utworzonym przez szkielet drobiny nie jest bynajmniej nowa. Jeszcze w latach trzydziestych Hückel [3] rozwiązał na jej podstawie problem benzenu. Wprowadził on dla elektronu poruszającego się swobodnie wokół pierścienia „orbitalną pierścieniową liczbę kwantową“. Liczba ta opisywała kątowny pęd elektronu wokół pierścienia. Hückel pokazał również, jak przez dodawanie i odejmowanie „orbitalnych pierścieniowych liczb kwantowych“ można otrzymać „całkowitą pierścieniową liczbę kwantową“, która charakteryzuje stan całego układu.

Za pomocą modelu elektronów swobodnych Pauling [4] i Lonsdale [5] tłumaczyli diamagnetyzm drobin aromatycznych.

O. Schmidt [6—8] wprowadził nieco inną odmianę modelu elektronów swobodnych. Przyjął on, że układ sprzężony jest opisany po prostu za pomocą płaskiego pudła, zawierającego gaz Fermiego (elektrony  $\pi$ ). Model ten jest analogiczny do dwuwymiarowego metalicznego modelu grafitu.

Mimo tych uwieńczonych na ogół powodzeniem prób model metaliczny uchodził za o wiele mniej godne zaufania przybliżenie metody M. O., niż L.C.A.O.

Dopiero stosunkowo niedawno prace Baylissa [9] i H. Kuhna [10—13] znów zwróciły na niego uwagę fizyków i zmusiły ich do opracowania teoretycznych podstaw tego dogodnego przybliżenia.

Model metaliczny drobiny rozwinął się w dwóch kierunkach: 1) „jednowymiarowym“ — elektrony  $\pi$  poruszają się wzdłuż linii wiązań, niezależnie od typu drobiny jest to linia prosta, łamana, w przybliżeniu kołowa lub też nawet rozgałęziona w całą sieć; 2) „dwuwymiarowym“ — inaczej zwanym metodą pudła potencjalnego, który jest kontynuacją prac O. Schmidta [6—8].

### Model dwuwymiarowy Schmidta

Elektrony  $\pi$  są uwięzione w trójwymiarowym pudle potencjalnym o ściankach w miarę możliwości przechodzących przez węgle leżące na obwodzie drobiny i należące do układu sprzężonego. Ruch elektronów  $\pi$  w kierunku prostopadłym do płaszczyzny drobiny ( $z$ ) jest niezależny od ruchu w płaszczyźnie drobiny ( $xy$ ). Zakłada się, że ruch w kierunku  $z$  jest jednakowy dla wszystkich układów sprzężonych. Po odseparowaniu otrzymuje się dwuwymiarowe równanie Schrödingera. Potencjał poza granicami drobiny jest nieskończenie wielki, wewnątrz stały. Dla przypadku

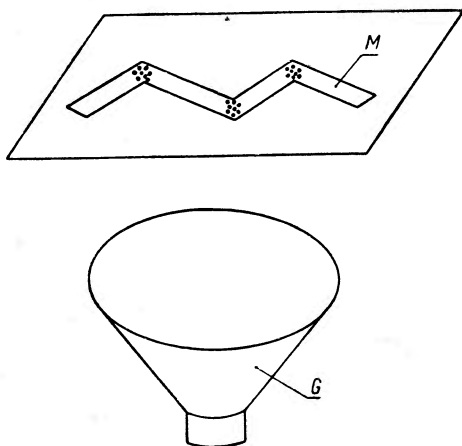
pułda potencjalnego w kształcie prostopadłościanu lub kołowego walca problem można łatwo rozwiązać. Dla pudeł o innych kształtach zagadnienie staje się matematycznie uciążliwe. Wygodnie jest więc posłużyć się analogią problemu z problemem drgań membrany. Na tej zasadzie oparty jest przyrząd H. Kuhna [14, 15]. Membrana, której obwód ma kształt obwodu rozpatrywanej drobin, jest wprawiana w drgania za pomocą głośnika. Stacjonarne drgania membrany odpowiadają stacjonarnym stanom drobin (rys. 4).

W rachunkach w miarę możliwości upraszcza się kształt pudeła. Platt [16] policzył rozkład gęstości elektronów  $\pi$  dla 10 różnych drobin posługując się pudełami potencjalnymi o uproszczonych kształtach — prostokątnym w przypadku poliacenów, kołowym dla koronenu, wycinkiem koła dla fenantrenu itd. Z dyskusji nad wynikami okazało się, że rozkład gęstości elektronów stosunkowo słabo zależy od szczegółów kształtu pudeła potencjalnego. Bardzo ciekawy jest fakt, że chociaż kształt szkieletu drobin nigdzie nie występuje w rachunkach (występuje jedynie jej obwód, i to przybliżony), to w miejscach, gdzie istnieją wiązania sprzężone, otrzymuje się z rachunków maksyma gęstości elektronów  $\pi$ . Przy tym zgodnie z doświadczeniem i innymi rachunkami dla pewnych kształtów pudeł potencjalnych otrzymuje się wyraźnie izolowane maksima gęstości elektronów  $\pi$  pomiędzy pewnymi węglami C=C, dla innych maksima rozciągnięte są mniej więcej równomiernie wzdłuż łańcucha wiązań, co odpowiada wiązaniom sprzężonym.

Rozkład gęstości elektronów w stanie podstawowym J. R. Platt uwidacznia za pomocą tak zwanych modeli plastrowych. Są to powierzchnie przedstawiające gęstość elektronów  $\pi$  dla stanu podstawowego w zależności od współrzędnych  $x$  i  $y$ .

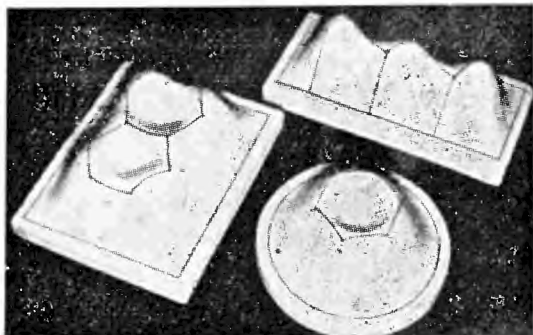
$$q(x, y) = 2 \sum_{j,k=1}^{\frac{N}{2}} \Psi_{jk}^2$$

$j$  i  $k$  są odpowiednimi wskaźnikami funkcji własnych  $\Psi$ . Sumuje się po



Rys. 4. Schemat przyrządu do rozwiązywania problemu dwuwymiarowego M. M. dla różnych drobin. G — głośnik, M — membrana

wartościach  $j$  i  $k$  dla  $\frac{N}{2}$  najniższych orbit, z dwoma elektronami każda. Przykład takiej plastrowej powierzchni widzimy na rys. 5.



Rys. 5. Plastrowe powierzchnie dla naftalenu, benzenu i hexatrienu (wg [16])

### Model jednowymiarowego pudła potencjału

Stosuje się go również jak i poprzedni do układów na przemian pojedynczych i podwójnych wiązań. Dodatkowo naładowany szkielet drobiny tworzy potencjał skończony, w którym poruszają się elektrony  $\pi$ . Poza szkieletem drobiny potencjał  $V = \infty$ . Zwykle przyjmuje się skończony potencjał w cienkich walcach otaczających linie wiązań. Wzajemne oddziaływania elektronów  $\pi$  zaniedbuje się. Można go stosować zarówno do nierozgałęzionych, jak i do rozgałęzionych układów wiązań sprzężonych. Często nazywa się go sieciowym modelem elektronów swobodnych.

### Podstawy teoretyczne modelu sieciowego

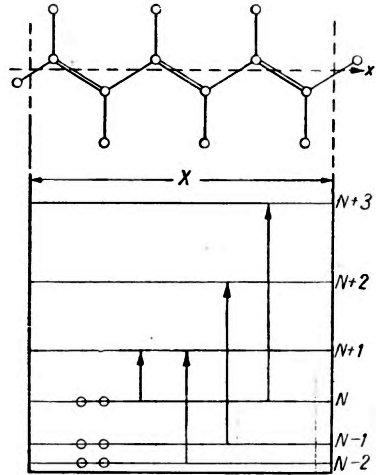
Przed ukazaniem się prac teoretycznych o jednowymiarowym modelu metalicznym drobiny był on uważany za wprawdzie pogładowy, lecz nieściśły i niezupełnie uzasadniony sposób traktowania widm drobin o wiązaniach sprzężonych. K. Ruedenberg i Ch. Scherr [17] udowodnili, że model metaliczny (M.M.) jest po prostu uproszczonym modelem L.C.A.O. (niekiedy modelem L.C.A.O. M.O. nazywamy w odróżnieniu od teorii L.C.A.O. przybliżenie, w którym zaniedbujemy wszystkie oddziaływania pomiędzy nie sąsiednimi orbitami). Teoria L.C.A.O. prowadzi zwykle do dużej ilości trudnych do obliczenia całek, toteż przeważnie stosuje się model L.C.A.O.M.O. Autorzy wykazali ścisłą analogię w metodach matematycznych sieciowego modelu elektronów swobodnych oraz modelu L.C.A.O. M.O. Jak dowodzą prace porównujące wyniki otrzymane z przybliżenia elektronów swobodnych (F.E.M.O.) i przybliżenia L.C.A.O. M.O. z doświadczeniem, oba przybliżenia nadają się równie dobrze do opisu widm. F.E.M.O. ma jednak z teoretycznego punktu widzenia nawet pewną wyższość nad L.C.A.O.M.O., gdyż:

1) po wprowadzeniu przybliżenia F.E. można już problem kwantowo-mechaniczny rozwiązać ściśle;

2) w rozwiązaniu F.E. występuje tylko jeden parametr — odległości sąsiednich atomów w drobinie (w L.C.A.O. — 2 lub 3 parametry);

3) parametr ten jest ściślej zdefiniowaną wielkością obserwowalną niż parametry występujące w L.C.A.O.;

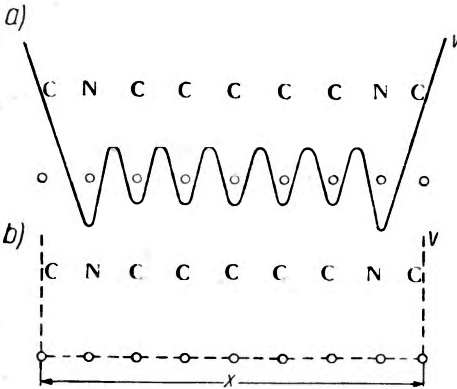
4) funkcja falowa tego modelu łatwa jest do uwidocznienia za pomocą modelu strunowego Platta (model ten omówimy później).



Rys. 6. Drobiną hexatrienu, układ jej poziomów energetycznych i dozwolone przejścia elektronowe

**Model metaliczny dla drobiny o prostoliniowym kształcie układu wiązań**

Najprostszym przypadkiem jednowymiarowego M.M. jest drobiną o prostoliniowym kształcie układu wiązań. Bayliss [9], rozpatrując widma transpolienów, zakłada, że elektrony poruszają się wzdłuż prostej x (rys. 6). Jak widać, kierunek osi x jest prawie zgodny z kierun-



Rys. 7. Dół potencjału, w którym znajdują się elektrony „metaliczne” (drobiną pinacjanolu)

kiem wiązań. Choć elektrony znajdują się w polu o potencjale periodycznym (rys. 7a), Bayliss przyjmuje średni potencjał  $V = 0$  na odcinku  $X$ , a  $V = \infty$  na jego końcach (rys. 7b). Przy tych założeniach obliczenie poziomów energetycznych jest problemem trywialnym. Rozwiązuje się w tym celu równanie Schrödingera:

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \Psi = 0 \quad (2)$$

dla warunków  $V = \infty$  dla  $x < 0$  i  $x > X$ , oraz  $V = 0$  dla  $0 < x < X$ . Otrzymuje się więc, jak wiadomo, dyskretne wartości energii:

$$E_n = \frac{n^2 \hbar^2}{8mX^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

oraz funkcje własne postaci:

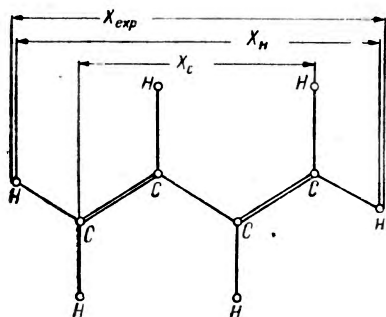
$$\Psi_n = \sqrt{\frac{2}{X}} \sin \frac{n\pi x}{X} \quad 0 < x < X \quad (4)$$

i  $\Psi = 0$  dla  $x < 0$  i  $x > X$ .

W drobinie przedstawionej na rys. 6 liczba wiązań podwójnych  $N$  wynosi 3, a więc jest  $2N = 6$  elektronów  $\pi$ . Elektrony te podlegają statystyce Fermi-Diraca, zajmują więc po dwa — trzy najniższe poziomy. Możliwe są zgodne z regułami wyboru przejścia z poziomów zapełnionych na wolne (reguły wyboru dla M.M. są omówione poniżej).

Długość fali I pasma (przy przeskoku elektronu z najwyższego poziomu zapełnionego na najniższy wolny) jest:

$$\lambda_1 = \frac{8mc}{h} \cdot \frac{X^2}{2n+1} \quad (5)$$



Rys. 8. Drobinia butadienu

obliczył liczby falowe przy założeniu  $X = X_C$  i  $X = X_H$  (między końcowymi węglami i między końcowymi wodorami). Otrzymał on odpowiednio  $\nu_C = 113\,000 \text{ cm}^{-1}$  i  $\nu_H = 49\,900 \text{ cm}^{-1}$ . Doświadczalna wartość  $\nu_{\max}$  najbardziej długofalowego pasma absorpcji w parze butadienu =  $48\,200 \text{ cm}^{-1}$ , co rozstrzygnęło wprawdzie na korzyść  $X = X_H$ , ale nie rozwiązało ogólnie zagadnienia, jak daleko sięga stały potencjał poza ostatni atom. Niektórzy autorzy (Nikitine, Bayliss, Laffitte) dobierają tę wielkość z doświadczenia. Nikitine, który odstępuje od „wyprostowywania“ łańcucha polienów, liczy jego długość jako

$$L = (M - 1 + \epsilon) s, \quad (6)$$

gdzie  $M$  — liczba jonów (atomów C pozbawionych elektronów  $\pi$ ),

$s$  — długość wiązania,

$\epsilon$  zaś oblicza z  $\lambda_{\text{exp}}$  dla jednego pasma. Jest rzeczą przyjemną, że tak dobrany parametr pasuje do wszystkich widm całego szeregu homologicznego. Ruedenberg i Scherr uważają takie postępowanie za nie-

Ogólnie przy przejściu z zajętego poziomu  $k$  na wolny  $q$ :

$$\lambda(k, q) = \frac{2mc}{h} \cdot \frac{X^2}{(q+k)(q-k)} \quad (5')$$

We wzorze (5) występuje parametr  $X$ . Zarówno funkcja własna, jak i długość fali  $\lambda$  zależą od długości odcinka, na którym zakładamy stałość potencjału. Nie jest sprawą oczywistą, jak daleko musi on sięgać. Dla butadienu (rys. 8) Bayliss

uzasadnione. Dowodzą oni teoretycznie, że bardziej uzasadniony jest postulat: punkty końcowe układu sprzężonego znajdują się w odległości

Tablica I

Pasma absorpcyjne barwników fluoryzujących  
(wg E. Laffitte)

Barwnik /w roztworze/	dośw.	Para- metr $\epsilon$	Przej- ście	Obli- czone
Euchryzyna	505	0,15	6 → 7	505
	295		5 → 7	275
	270		6 → 8	235
Trypaflawina	465	- 0,26	6 → 7	465
	265		5 → 7	252
	465		6 → 7	465
Żółcień akrydynowa	465	- 0,26	6 → 7	465
	265		5 → 7	252
Rodamina B	557	0,66	6 → 7	557
	305		5 → 7	302
	261		6 → 8	259
Fluoresceina	485	- 0,8	5 → 6	485
	454		5 → 6	450
	250	- 1,2	4 → 6	268
	230		4 → 6	248

Tablica II

Pasma absorpcyjne niektórych trans-polienuów  
(wg N. S. Baylissa)

Substancja	Ilość wią- zań pod- wój- nych	$\nu$ max abs. — 1 w cm	$\nu$ max obliczo- ne w cm — 1	Długość sprzężonego układu w Å		Moc oscy- latora	
				$X_{\text{dośw.}}$	$X_{\text{obl.}}$	Doś- wiad- czalna	Obli- czona
Butadien	2	48 000	48 000	5,6	3,66	0,53	0,67
Hexatrien	3	38 500	40 500	7,2	6,14	0,62	0,94
Octatetraen	4	33 100	35 000	8,8	8,62	1,55	1,21
Witamina A	5	50 750	52 700	10,1	11,10	1,05	1,47
Karoten	11	22 000	24 000	17,0	25,98	2,69	3,08

1 wiązania od każdego końcowego atomu układu sprzężonego. (Postulat ten dotyczy jedynie „wolnych“, tj. nie związanych z atomami nie należącymi do układu punktów końcowych).



W przybliżeniu Baylissa łatwo można podać reguły wyboru i natężenia pasm.

Moment przejścia:

$$M_x = \int_0^x \psi_n x \psi_m dx. \quad (7)$$

Po podstawieniu do wzoru (7) funkcji własnych (4) oraz  $\theta = \frac{\pi x}{X}$  otrzymujemy

$$M_x = \frac{2X}{\pi^2} \int_0^\pi \sin(n\theta) \cdot \theta \sin(m\theta) d\theta. \quad (8)$$

Całka w (8) znika dla  $(m-n)$  parzystego, zaś dla  $(m-n)$  nieparzystego ma wartość:

$$M_x = \frac{2X}{\pi^2} \left[ \frac{1}{(m+n)^2} - \frac{1}{(m-n)^2} \right]. \quad (9)$$

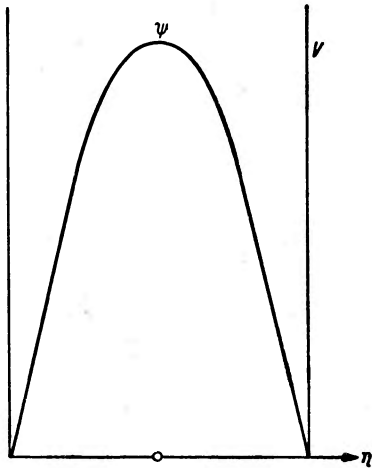
Otrzymujemy więc następującą regułę wyboru:  $\Delta n$  musi być nieparzyste. Model Baylissa jest jeszcze bardzo niedoskonały. Mimo to osiągnął on stosunkowo dobrą zgodność z doświadczeniem. Zgodność tym bardziej zadziwiająca, że stosowanie M. M. do polienów było przedsięwzięciem ryzykownym, gdyż układ na przemian pojedynczych i podwójnych wiązań w łańcuchu polienów jest raczej układem izolowanym niż sprzężonym. W tej prostej postaci M. M. nie nadaje się jeszcze do tłumaczenia widm drobin łańcuchowych postaci cis ani drobin cyklicznych polimerów. Nie nadaje się on również do tłumaczenia efektów związanych z atomami podstawionymi do układu sprzężonego.

Bezpośrednią kontynuacją pracy Baylissa są prace Nikitine'a [18—23]. U Baylissa elektrony wędrowały nie wzdłuż wiązań, lecz po pewnej wysredniowanej prostej. Nikitine rezygnuje z tego uproszczenia, wprowadzając współrzędną krzywoliniową  $\xi$ , mierzącą odległość wzdłuż linii łamanej wiązań od początku łańcucha. Zmienna ta występuje w równaniu (2) zamiast  $x$ . Teraz oczywiście  $V = \infty$  dla  $\xi < 0$  i  $\xi > L$  i  $V = 0$  dla  $0 < \xi < L$ , gdzie  $L$  — całkowita długość łańcucha (6).

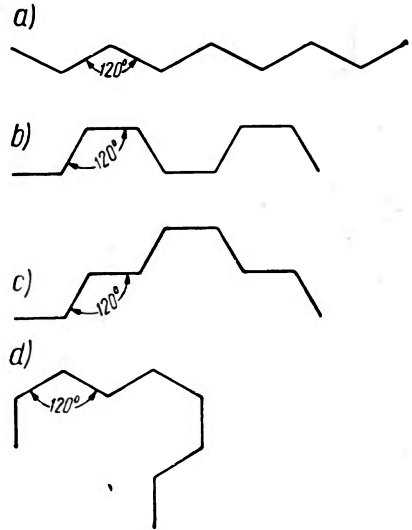
Nikitine przypisuje łańcuchowi pewną „grubość“ (skończoną rozciągłość potencjału  $V = 0$  w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wiązania).  $\xi$  jest współrzędną krzywoliniową mierzoną wzdłuż łańcucha, dwie pozostałe współrzędne ( $\eta$ ,  $\zeta$ ) tworzą z nią kąt prosty. Drobinę rozpatrywane są płaskie,  $\eta$  leży w płaszczyźnie drobin, a  $\zeta$  w płaszczyźnie prostopadłej. Funkcję falową można przedstawić w postaci:

$$\psi_{n,l,l} = \psi_n(\xi) \varphi_l(\eta) \chi_l(\zeta). \quad (10)$$

Nikitine zakłada, że elektrony  $\pi$  są związane z łańcuchem przez potencjał przedstawiony na rys. 9, tak, że nie mogą z niego „ucieć w bok”. Potencjał ten rozciąga się bardzo nieznacznie wzdłuż współrzędnych  $\eta$  i  $\zeta$ . Z rachunków prowadzonych innymi metodami (np. L.C.A.O. M.O.) wynika, że funkcje własne elektronów są równe zero na prostej łączącej jony wiązane i mają maksima po obu stronach płaszczyzny drobiny. Wynik ten, odpowiadający w przybliżeniu rzeczywistemu przestrzennemu rozkładowi elektronów  $\pi$ , można w M. M. otrzymać jedynie przy założe-



Rys. 9. Dół potencjału i kształt funkcji własnej dla współrzędnej prostopadłej do kierunku wiązania



Rys. 10. Postacie izometryczne drobin pinacjanolu (A — trans, B — cis, C — trans-trans, D — trans-cis)

niu  $l = 2$ . Przy żadnym  $n$  nie otrzyma się go dla  $l = 1$ . Elektrony  $\pi$  zajmują więc poziomy  $l = 2$  przy  $n = 1, 2, 3, \dots, k$ . Przy tym założeniu funkcje falowe tych elektronów są antysymetryczne, podobnie jak w zwykłej metodzie M. O. przy założeniu, że dla elektronów  $\pi$  mamy  $\lambda = 1$ .

Można pokazać, że różnice energii odpowiadające zmianom liczb kwantowych  $j$  i  $l$  są o wiele większe niż te, które odpowiadają zmianom  $n$  (kwantowaniu po  $\xi$ ). Toteż poziomy odpowiadające zmianom  $\eta$  i  $\zeta$  nie interweniują w widmach przez nas rozpatrywanych. Możemy więc ustalić te liczby kwantowe. Zamiast (10) otrzymujemy

$$\psi_n = \psi_n(\xi) \varphi_l(\eta) \chi_l(\zeta) \tag{11}$$

stąd moment przejścia

$$M_x = \int \psi_n(\xi) \varphi_l(\eta) \chi_l(\zeta) x(\xi, \eta, \zeta) \psi_m^*(\xi) \varphi_l^*(\eta) \chi_l^*(\zeta) d\xi d\eta d\zeta \tag{12}$$

i analogicznie  $M_y$  i  $M_z$ .

Funkcje  $\eta$  i  $\zeta$  zerują się na granicach dołu potencjału (rys. 9). Można więc w przybliżeniu wziąć zamiast  $x = x(\xi, \eta, \zeta)$  pewną średnią wartość  $x$  dla  $\eta = 0$  i  $\zeta = 0$ . Wtedy

$$M_x = \int \psi_n^*(\xi) \bar{x}(\xi) \psi_m(\xi) d\xi \quad (13)$$

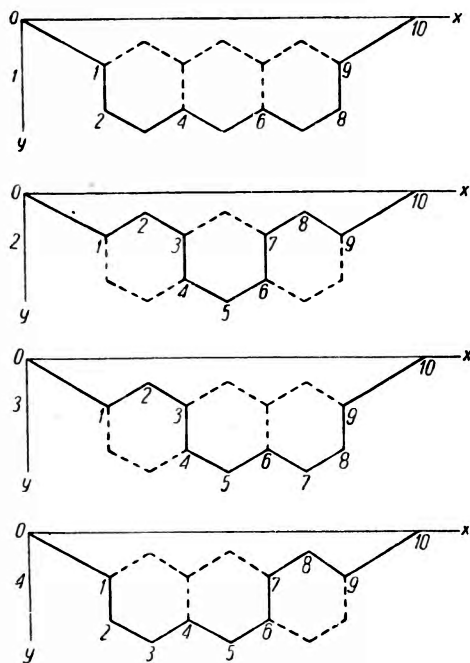
$\xi$  jest teraz zmienną krzywoliniową, brana wzdłuż linii łamanej przedstawiającej różne postacie łańcucha drobiny. W odmianie M. M. wprowadzonej przez Nikitine'a możemy więc nie tylko dokładniej w rachunkach uwzględnić długość łańcucha sprzężonego, ale również możemy tę odmianę stosować do polienów typu cis i mieszanego typu trans-

Rys. 11. Schemat budowy drobiny jednego z barwników

cis. Nikitine obliczył momenty przejść dla różnych, przedstawionych na rys. 10 postaci izomerycznych drobiny pinacjanolu. Otrzymał zgodne z doświadczeniem stosunki natężeń przy założeniu, że wszystkie jego postacie (rys. 10) występują równie często.

M. M. Baylissa — Nikitine'a zasadniczo nadaje się jedynie do nierozgałęzionych układów wiązań sprzężonych. Można by go nazwać dla odróżnienia od sieciowego M. M. Kuhna i Platla modelem metalicznym nierozgałęzionym, gdyby nie to, że dzięki pewnej pomysłowości został on w sposób może zanadto intuicyjny uogólniony na związki cykliczne. Jako przykład tej metody może służyć praca E. Laffitte [25] tłumacząca widma absorpcyjne barwników fluoryzujących. Autorka oparła się na pracach Nikitine'a i Komossasa [21—23]. Wszystkie rozpatrywane barwniki miały budowę przedstawioną schematycznie na rys. 11.

Wiązania sprzężone były „rzędu półtora“, co można schematycznie zaznaczyć rysując dwie graniczne postacie (rys. 11). Jak widać z rys. 12



Rys. 12. Możliwe „drogi“ elektronu metalicznego w drobinie fluoryzującej

elektron  $\pi$  ma „do wyboru“ cztery równouprawnione drogi wzdłuż wiązań sprzężonych, (tworząc te drogi trzeba zawsze omijać punkt  $b$ , w którym sąsiadują dwa wiązania pojedyncze). Wszystkie cztery drogi są jednakowej długości. Opierając się na wzorze (13) autorka oblicza momenty przejść  $M_x$ ,  $M_y$  i  $M_z$  dla każdej z dróg elektronu metalicznego. Pozwala to poznać przestrzenną orientację oscylatorów absorpcji i emisji, co z kolei prowadzi do teoretycznego wytłumaczenia zmiany stopnia polaryzacji podstawowej z długością fali światła wzbudzającego.

### Sieciowy model metaliczny drobin [17, 25]

Sieciowy M. M. jest najbardziej ogólnym jednowymiarowym M. M. Jego słuszność usprawiedliwia stosowanie wszystkich innych jednowymiarowych przybliżeń M. M. do sieci rozgałęzionych. Cały układ wiązań sprzężonych dzielimy na fragmenty nierozgałęzione. Dla każdego z takich odgałęzień bez trudu można by rozwiązać problem metodą podaną poprzednio. Nie to nas jednak interesuje, lecz drobina jako całość. Rozpatrzmy punkt rozgałęzienia, w którym zbiegają się trzy wiązania sprzężone. Jest to w jednowymiarowym M. M. specjalny problem. Niech  $\Phi_B(x_B)$  będzie funkcją falową należącą do gałęzi  $B$  ( $B = 1, 2, 3$ ).

$$\Phi_B = 0 \text{ dla } x \neq x_B$$

$$\Phi_B = \Phi(x) \text{ dla } x = x_B \text{ (leżących na odgałęzieniu B),}$$

to

$$\Phi(x) = \sum_B \Phi_B(x). \quad (14)$$

Jaką wartość ma  $\Phi_B(x)$  w punkcie wspólnym dla trzech odnóg? Poszczególne  $\Phi_B(x)$  spełniają równanie Schrödingera. Funkcja falowa musi być ciągła, a więc

$$\Phi_1(x_{1R}) = \Phi_2(x_{2R}) = \Phi_3(x_{3R}) \quad (15)$$

$x_{BR}$  — współrzędna punktu rozgałęzienia.

Warunek (15) nazywamy warunkiem ciągłości.

Równanie Schrödingera jest równaniem różniczkowym II rzędu, musimy więc jeszcze wprowadzić warunek, który będą spełniać pierwsze pochodne  $\Phi_B(x_B)$  w punkcie rozgałęzienia.

Z rozważania układu wąskich rurek o kształcie szkieletu w pobliżu rozgałęzienia ( $\Phi(xyz)$  będąca rozwiązaniem trójwymiarowego równania Schrödingera wewnątrz rurek znika na ich ściankach) otrzymujemy, że

$$\sum \Phi_B(x_B) \frac{\partial}{\partial x_B} \Phi_B(x_B) = 0 \text{ dla } x_B = x_{BR}, \quad (16)$$

co wobec warunku ciągłości jest równoznaczne z:

$$\left[ \sum \frac{\partial}{\partial x_B} \Phi_B(x_B) \right]_R = 0. \quad (17)$$

Można wykazać, że równanie (17) jest równoważne prawu zachowania gęstości prądu kwantowo-mechanicznego. Nazywa się więc ten warunek warunkiem zachowania.

Oba warunki podał już H. K u h n, nie interpretując jednak drugiego jako prawa zachowania. Interpretacja ta pochodzi od L. R u e d e n b e r g a i Ch. S c h e r r a (17). Ci sami autorzy podali również bardziej ogólne matematyczne sformułowanie zagadnienia M. M.

Przypomnijmy, jakie równania określają sieciowy M. M. Są to:

- 1) równanie Schrödingera dla odgałęzień;
- 2) warunki w punktach rozgałęzień:
  - a) warunek ciągłości, b) warunek zachowania,
- 3) warunek brzegowy  $\Phi(x) = 0$  na „wolnych“ końcach układu sprzężonego (koniec układu — zgodnie z postulatem podanym poprzednio).

Problem polega na znalezieniu wartości własnych w jednowymiarowej wprawdzie, lecz „wieloramiennej“ przestrzeni konfiguracyjnej.

$$f(x) = \sum_B f_B(x_B)$$

jest funkcją spełniającą warunki brzegowe i warunki rozgałęzień.

Autorzy wykazują, że  $\left( \frac{d}{dx} \right)^2$  i hamiltonian są operatorami hermitowskimi w tej przestrzeni konfiguracyjnej. A więc wartości własne równania Schrödingera są rzeczywiste. Można dowieść, że wszystkie funkcje własne są ortogonalne.

Jeśli założymy stały potencjał wzdłuż układu wiązań  $V(x) = \text{const}$ , to możemy przyjąć  $V(x) = 0$  i rozwiązać ściśle równanie Schrödingera.

Funkcja własna odpowiadająca wartości własnej

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} k_n^2$$

ma postać:

$$\Phi_{Bn}(x_B) = a_B \cos(k_n x_B + \delta_{Bn}) \quad (18)$$

Parametry  $k$ ,  $a_B$ ,  $\delta_B$  obliczamy za pomocą warunków ciągłości, zachowania i normalizacji. Jedynym parametrem, który ostatecznie pozostanie w rozwiązaniu, jest  $D$  — odległość między sąsiednimi atomami układu sprzężonego.

Można problem rozwiązać w sposób matematycznie „elegantszy“. Zyskuje się przy tym nie tylko na przejrzystości zapisu, ale również omija się konieczność wypisywania explicite „warunków rozgałęzień“, co stanowi znaczne udogodnienie w wypadku dużych i skomplikowanych drobin. W tym celu autorzy wprowadzają w następujący sposób zdefiniowany wektor własny  $\Phi$ : Niech  $\Phi(1)$ ,  $\Phi(2)$ ,  $\Phi(N)$  oznaczają wartości, które przybiera funkcja własna  $\Phi(x)$  dla  $N$  atomów sprzężonego układu, wtedy wektorem własnym  $\Phi$  odpowiadającym funkcji własnej  $\Phi(x)$  nazywamy:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi(1) \\ \varphi(2) \\ \vdots \\ \varphi(N) \end{pmatrix} \quad \text{gdzie} \quad \begin{cases} \varphi(P) = D^{\frac{1}{2}} \Phi(P) \text{ jeśli } P \text{ nie leży w rozgałęzieniu,} \\ \varphi(Q) = \left(\frac{3}{2} D\right)^{\frac{1}{2}} \Phi(Q) \text{ jeśli } Q \text{ leży w rozgałęzieniu.} \end{cases} \quad (19)$$

Wektor własny jest jednocześnie zdefiniowany przez funkcję własną  $\Phi(x)$  jednak odwrotnie — funkcja własna  $\Phi(x)$  jest jednoznacznie zdefiniowana dopiero przez wektor własny  $\Phi$  i wartości własne.

Dla tak zdefiniowanego wektora własnego spełnione jest równanie:

$$\Phi\Phi^* = \sum_{p=1}^N \varphi_p^2, \quad (20)$$

które zapewnia spełnienie warunków rozgałęzień.

Rozpatrując trzy sąsiednie atomy układu sprzężonego można dowieść, że kombinacja liniowa odpowiadających im funkcji własnych równa jest 0. Pisząc tę kombinację liniową kolejno dla wszystkich trójek sąsiadujących ze sobą atomów układu sprzężonego otrzymujemy układ  $N$  jednorodnych równań liniowych na  $N$  wartości  $\Phi(P_1), \dots, \Phi(P_N)$ . Można to zapisać w skrócie:

$$F\Phi = 0, \quad (21)$$

gdzie  $F$  będzie pewną macierzą, której postać zależy od kształtu sieci wiązań.

Wartości własne otrzymujemy z rozwiązania równania sekularnego:

$$|F| = 0. \quad (22)$$

Następnie, znając wartości własne, obliczamy funkcje własne z rozwiązania układu równań (21). Tak więc można otrzymać zarówno  $\Phi_n(x)$ , jak i wartości własne bez rozpisywania warunków brzegowych i warunków rozgałęzień.

Ostatnio wchodzi w użycie nowa odmiana sieciowego M. M., zaproponowana przez J. S. Dewara (zob. praca K. Ruedenberga [25]).

W odmianie tej droga elektronów  $\pi$  jest przedłużona przez włączenie do „sieci“ części wiązań atomów nie należących do układu sprzężonego. Wielkością, która daje pewne pojęcie o rozkładzie elektronów w drobinie, jest tak zwana populacja wiązania lub atomu. Całkowaną objętość „rurek“, w których wędrują elektrony  $\pi$ , dzielimy na segmenty przynależne do poszczególnych wiązań lub atomów.

Niech  $V(M)$  będzie objętością przyporządkowaną wiązaniu  $M$ , to

$$\text{pop } V(M) = \int_{V(M)} \varrho(x, y, z) dV,$$

gdzie  $\varrho(xyz)$  — gęstość elektronów  $\pi$ . Podobnie populacją atomu  $P$  nazywamy

$$\text{pop } V(P) = \int_{V(P)} \varrho(x, y, z) dV,$$

gdzie  $V(P)$  — objętość przynależna do atomu  $P$ .

Oczywiście

$$\sum_P \text{pop } V(P) = \sum_M \text{pop } V(M) = N$$

$N$  — całkowita ilość elektronów  $\pi$  w drobinie.

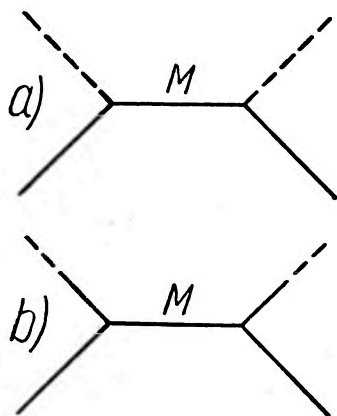
Populacje oczywiście nie zdają sprawy ze szczegółów rozkładu gęstości elektronów  $\pi$ .

Porównując populacje otrzymane z M. M. i z L. C. A. O., okazało się, że najbardziej zbliżone wyniki otrzymuje się przy uzupełnieniu

„sieci“ przedstawionym na rys. 13b. Wiązania zaznaczone na rys. 13a linią ciągłą należą do układu sprzężonego, przerywaną — nie należą. Obliczając populację wiązania  $M$  dodajemy do wyniku otrzymanego wg „konwencjonalnego“ M. M. po  $1/2$  populacji zaznaczonych linią przerywaną.

### Model strunowy Platta

Podobnie jak dla dwuwymiarowego M. M. istnieje analogia makroskopowa — akustyczne drgania membrany, tak i jednowymiarowy M. M. można uwidocznic za pomocą pewnego mechanicznego modelu. Model ten, skonstruowany przez Platta [26], pozwala na wyciąganie pewnych, nawet ilościowych wniosków, a więc jest opartą na analogii mechanicznej maszyną rachunkową do rozwiązywania problemu dla różnych drobin.



Rys. 13. Konwencjonalna (a) i nowa (b) sieć jednowymiarowego M. M.

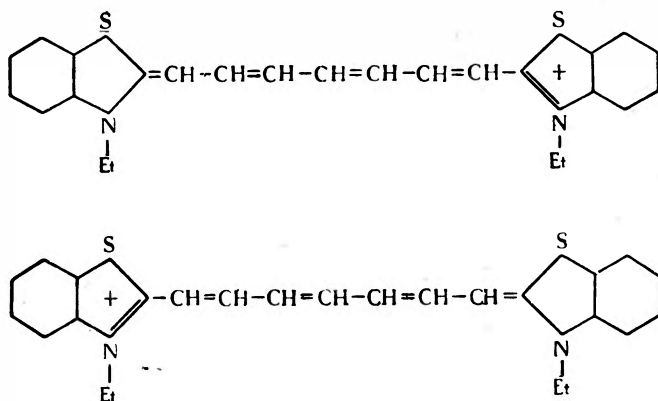
Z pracy Ruedenberga i Scherra [17] wynika, że jeśli gęstość elektronów przypadających na jedno wiązanie w sąsiedztwie węgla nie leżącego w rozgałęzieniu sieci jest jednostkowa, to gęstość koło węgla leżącego w rozgałęzieniu wynosi na wiązanie  $2/3$ . Opierając się na tym wyniku i na tym, że funkcja gęstości elektronów jest funkcją ciągłą wraz z pierwszą pochodną wzdłuż całej sieci wiązań, budujemy strunowy model rozkładu gęstości elektronów  $\pi$  w drobinie. Do pionowych kołeczków przedstawiających szkielet drobiny przymocowana jest rozciągnięta luźno między kołeczkami struna w sposób zachowujący warunki brzegowe i warunki rozgałęzień. Do kołeczków przedstawiających węgle „nierozgałęzione“ drut jest przymocowany na wysokości przyjętej za jednostkę ponad dowolną płaszczyzną odniesienia, do kołeczków przedstawiających węgle „rozgałęzione“ (mające trzech sąsiadów należących do sieci) — na  $2/3$  tej wysokości ponad poziomem odniesienia. Trzy druty przymocowane do tych kołeczków tworzą między sobą kąty  $120^\circ$  i zamocowane są przy kołeczku możliwie płasko. Za każdym kołeczkiem przedstawiającym końcowy węgiel układu drut zamocowany jest stycznie do płaszczyzny odniesienia w odległości jednego wiązania od ostatniego kołeczka układu (a więc w tych punktach zarówno funkcja gęstości elektronów jak i jej pochodna znika). W ten sposób są zrealizowane zarówno warunki rozgałęzień, jak i warunki brzegowe. Wysokość wzniesienia drutu ponad płaszczyznę odniesienia przedstawia wartość funkcji gęstości elektronów w danym punkcie sieci.

Model zdaje sprawę nawet ze szczegółów przebiegu funkcji gęstości elektronów, na przykład w hexatrienie maksima gęstości elektronów  $\pi$  na końcach łańcucha są silniejsze niż środkowe. Zgadza się to zarówno z obliczeniami Scherra, jak i z tradycyjnym poglądem, że końcowe wiązania mają „bardziej podwójny charakter“ niż środkowe.

Model nadaje się również do pomiarów ilościowych. Po wprowadzeniu małej poprawki na stały systematyczny błąd gęstości elektronów były wyznaczone z dokładnością  $\pm 0,028$  jednostki gęstości elektronów  $\pi$ . Model może być również użyty do przewidywania długości wiązań. Co prawda, dokładność długości wiązań znajdowanych z modelu jest dużo mniejsza niż w pomiarach rentgenowskich, ale równie dobra jak znaleziona ze żmudnych rachunków robionych zarówno w przybliżeniu L. C. A. O., jak i M. M. metody orbit molekularnych. Jest rzeczą niezrozumiałą, dlaczego z modelu z większą dokładnością dają się odczytywać gęstości elektronów niż długości wiązań. Wielkością, którą najdokładniej można otrzymać z modelu strunowego jest tak zwana związana wartość (bound valence). Jest to suma gęstości elektronów wszystkich wią-



zań otaczających dany atom drobiny. Im ta suma jest większa, tym „mniej chętnie“ dany atom będzie przyłączał dalsze atomy.



Rys. 14. Drobiną cyjaniny symetrycznej

### Niestaly potencjał wzdłuż linii wiązań

S. B a s u [27] rozważa łańcuch wiązań sprzężonych, w którym oprócz węgla występują inne atomy. Dla takiego łańcucha, który oprócz węgla zawiera na przykład azot, nie można już przyjąć stałości potencjału wzdłuż łańcucha, gdyż azot jest bardziej elektroujemny niż węgiel.

Autor wprowadza funkcję falową kształtu:

$$\psi_N = a' \cos \omega' x + b' \sin \omega' x$$

gdzie

$$\omega' = \frac{2ml^2(E + V)}{\hbar^2}$$

podczas gdy w sąsiedztwie węgla

w  $\psi_0$  występuje  $\omega = \frac{2ml^2E}{\hbar^2}$ .

Uwzględnia on również różne długości wiązań. S. B a s u osiąga w ten sposób lepszą zgodność z doświadczeniem.

W niektórych przypadkach, chociaż w łańcuchu występują obce atomy, można się obyć bez wprowadzania potencjału niestalego. Przypadek taki omawia Nikitine. Drobiną cyjaniny symetrycznej (rys. 14) ma  $\frac{M-1}{2}$  wiązań podwójnych.  $M$  jest liczbą jonów w łańcuchu od azotu do azotu (drobina ta ma więc w sumie  $M-1$  elektronów nienasyconych, z wią-

zań podwójnych i 2 z azotów trójwartościowych). H. K u h n liczył widmo cyjaniny symetrycznej zakładając, że wszystkie te elektrony mają charakter metaliczny. Gdyby tak było, to potencjał wzdłuż łańcucha miałby kształt przedstawiony na rys. 15, wokół jonów azotu wystąpiłyby doły potencjału. Doły te są skompensowane przez dwa elektrony nienasycone, dość mocno związane z jonami azotu, a więc nie mające charakteru metalicznego. Pozostałe elektrony  $\pi$  znajdują się więc w polu o stałym średnim potencjale.

### Skończone potencjały jonizacji

Przyjęcie  $V = \infty$  poza linią wiązania (lub jej bliskim sąsiedztwie) równoznaczne jest z założeniem nieskończonych potencjałów jonizacyjnych. Nikitine zrywa z tym założeniem, przyjmując zgodnie z doświadczeniem skończone potencjały jonizacji. Ulepszenie to prowadzi do nieco innych wartości poziomów energetycznych i tłumaczy pewne nieregularności w budowie widm.

### { Zastosowanie jednowymiarowego M.M. do różnych typów drobin

Drobiny, do których stosowano jednowymiarowy M. M., można podzielić na trzy grupy: 1) polieny, 2) układy pierścieni, w których wszystkie węgle należące do układu sprzężonego znajdują się na obwodzie drobin (*cata-condensed*), 3) takie układy pierścieniowe i pierścieniowo-łańcuchowe, w których nie wszystkie węgle należące do układu sprzężonego znajdują się na obwodzie.

1) Metody rachunkowe stosowane do obliczania widm polienów były omówione powyżej [9, 18]. Zgodność z doświadczeniem osiągnięto na ogół dobrą, szczególnie dla natężeń pasm. Moce oscylatorów (moc oscylatora  $M_2^2$ ) obliczone przez Baylissa dla transpolienów (tabliczka II) nie wymagają wprowadzenia doświadczalnych czynników, podczas gdy Mulliken i Riecke [28, 29], obliczający natężenia za pomocą przybliżenia L. C. A. O., musieli mnożyć swe wyniki przez około 0,3, by osiągnąć zgodność z doświadczeniem. Z niektórymi natmiast długościami fal Bayliss ma kłopoty (np. dla karotenu teoret. = 9700 Å, dośw. = 4540 Å).

H. K u h n [11] tłumaczy tę rażącą niezgodność za pomocą rozważań zapożyczonych z pasmowej teorii metalu. Wg K u h n a polieny dzięki periodycznemu powtarzaniu się pojedynczych i podwójnych wiązań mają zdeformowaną strefę Brillouina. Przy tym pierwszą strefę Brillouina w stanie podstawowym zupełnie zapełniają elektrony  $\pi$ . Pierwszemu pasmu ab-

sorpcyjnemu odpowiada więc przeskok elektronu z najwyższego poziomu I strefy na najniższy drugiej. Wymaga to, oczywiście, większej porcji energii niż przeskok z ostatniego poziomu zapełnionego na pierwszy wolny wewnątrz tej samej strefy. Dla związków o wiązaniach sprzężonych, w których wszystkie wiązania są równouprawnione, deformacja strefy Brillouina nie następuje i wszystkie  $\lambda_{\text{teoret.}}$  zgadzają się z doświadczeniem.

2) Widmami związków pierścieniowych o wszystkich węglach leżących na obwodzie drobiny zajmował się systematycznie Platt [30]. Wprowadzał on upraszczający postulat: elektrony  $\pi$  poruszają się w jednowymiarowej pętli po obwodzie drobiny. Obwód ten w pierwszym przybliżeniu można traktować jako koło (wtedy mamy znów płaski rotator, jak u Hückela). Wszystkie poziomy z wyjątkiem najniższego są podwójnie zdegenerowane, bo przy skończonej prędkości elektron może poruszać się bądź zgodnie z kierunkiem wskazówek zegara, bądź przeciwnie. Liczba kwantowa pierścieniowej orbity  $q$  jest miarą kąтового pędu elektronu w ruchu wokół pierścienia. Odpowiada ona liczbie węzłów funkcji falowej.  $q$  może być przedstawiona przez wektor prostopadły do płaszczyzny drobiny. Gdy wprowadzimy tor „łamany“ i periodyczny potencjał wytworzony przez atomy drobiny,  $q$  traci znaczenie kąтового pędu. Mimo to pozostaje wygodną w dalszym ciągu liczbą kwantową, wyznacza bowiem nadal ilość węzłów funkcji falowej wzdłuż obwodu. W układzie wieloelektronowym wektory  $q$  różnych elektronów  $\pi$  mogą się dodawać lub odejmować dając całkowitą liczbę kwantową  $Q$  pierścieniowej orbity.

Można by w tym ujęciu wprowadzić jakościowy model oddziaływania elektronów, podobnie jak się to robi dla drobiny dwuatomowej. Platt wprowadza specjalnie dogodnie do systematyzacji widm oznaczenia stanów. Dawniejsze znakowania opierały się na właściwościach symetrii drobiny. Miały one poważną wadę: podobne pasma różnych układów pierścieniowych (np. dla poliacenów o różnej liczbie pierścieni) były różnie znakowane.

Platt wychodzi z oczywistego założenia, że elektrony optyczne zajmują zawsze jedną lub dwie ostatnie zapełnione orbity. Dla  $n$  pierścieni mamy  $2(2n + 1)$  węgli, czyli tyleż elektronów  $\pi$ . Najwyższą orbitą zajęta jest orbita, dla której  $q = n$ . (2 elektrony na najniższej, po 4 na następnych).

Elektrony znajdujące się na najwyższej zajętej orbicie oznaczamy jako  $f$  elektrony, na niższej  $e$  itd. I orbita wolna —  $h$ , II wolna —  $k$  itd. Stany odpowiadające różnym liczbom kwantowym oznaczamy następująco:

$Q$	0, 1, 2 ... $2n$ , $2n + 1$ , $2n + 2$ ...
oznaczenie	$A, B, C \dots K, \quad L, \quad M, \dots$

Wszystkie te stany z wyjątkiem  $A$  są podwójnie zdegenerowane. Wprowadzenie poprzecznego potencjału lub też potencjału szkieletu drobiny znosi przeważnie tę degenerację. Po zniesieniu degeneracji stany rozszczerzone oznaczamy wskaźnikami  $a$  i  $b$  (np.  $B_a$ ,  $B_b$  itd).

Elektron drobiny wzbudzonej oddziałuje z pozostałymi. Gdy elektron przejdzie z  $f$  na  $g$ , to nowy układ ma stan scharakteryzowany przez sumę lub różnicę  $f$  i  $g$ , tj.

$$Q = n + 1 \pm n = \begin{matrix} 1 & (\text{stan } B) \\ 2n + 1 & (\text{stan } L). \end{matrix}$$

Spiny elektronu i „dziury“ pozostawionej przez ten elektron mogą być równoległe lub przeciwrównoległe. Mamy więc dwie serie stanów — singuletową i tripletową.

Podaję dla przykładu oznaczenia stanów dla dwóch najniższych konfiguracji:

Konfiguracja	Stany	
	sing.	tripl.
$f^4$	$^1A$	
$f_g^3$	$^1B_a$	$^3B_a$
	$^1B_b$	$^3B_b$
	$^1L_a$	$^3L_a$
	$^1L_b$	$^3L_b$

Reguły wyboru są bardzo podobne do reguł obowiązujących dla drobin dwuatomowych:

- 1) przejście singulet-triplet jest silnie wzbronione;
- 2)  $\Delta Q$  jest nieparzyste dla układów ze środkiem symetrii,  $\Delta Q = 1$  silnie dozwolone, wyższe wartości  $\Delta Q$  wzbronione — wprawdzie dla rotatora mogą czasem występować dzięki oddziaływaniom z oscylacjami nawet w układach ze środkiem symetrii;
- 3) w układach ze środkiem symetrii dozwolone są przejścia ze zmianą parzystości stanu (stan jest parzysty, gdy  $\Sigma q$  jest parzyste; dla  $\Sigma q$  parzystych funkcja falowa jest symetryczna w stosunku do odbicia względem środka symetrii; dla  $\Sigma q$  nieparzystych — antysymetryczna).

Ta reguła również bywa czasem przełamywana wskutek zaburzeń symetrii ze strony oscylacji.

Duże wartości  $\Delta \Sigma q$  odpowiadają dużym zmianom prędkości elektronów, są więc w myśl zasady Francka-Condon'a mało prawdopodobne. Ważność tak sformułowanego M. M. rozciąga się i na niesymetryczne związki (np. na niesymetryczne izomery poliacenów). Dla każdego związ-

ku o tej samej ilości pierścieni obwód jest ten sam, ta sama jest liczba elektronów  $\pi$  i ta sama liczba węzłów funkcji falowej, a więc i podobne rozmieszczenie poziomów energetycznych. Dodatkowo strony znakowania Plattta i dopuszczalność poczynionych przez niego uproszczeń najlepiej można ocenić rozpatrując cechy widm poliacylenów i ich izomerów:

1) poziomy danego typu mają zupełnie określoną charakterystykę (np. natężenia, składowe oscylacyjne); charakterystyka ta nie zmienia się w całym szeregu homologicznym poliacylenów;

2) poziom danego typu przesuwają się systematycznie od związku do związku w szeregu homologicznym;

3) w izomerach obserwuje się zwykle podobny układ poziomów energetycznych;

4) określone typy poziomów występują po kolei i tylko po kolei w szeregu poliacylenów w szeregu ich izomerów.

Z porównania z doświadczeniem i z wynikami L. C. A. O. widać, że w tym stosunkowo bardzo prymitywnym M. M. otrzymuje się co najmniej równie dobre wyniki, jak w przybliżeniu L. C. A. O. (M. M. przewiduje natężenie pasma  $L$  zgodnie z doświadczeniem; w L. C. A. O. dążyłoby się to przypuszczalnie osiągnąć przez uwzględnienie oddziaływania elektronów; w M. M. nie potrzebujemy się w tym celu starać ani o jakieś modelowo-wektorowe rozważania, wprowadzające zwykle wzajemne oddziaływania elektronów, ani uwzględniać periodyczności potencjału szkieletu drobin). Największym jednak chyba osiągnięciem M. M. na polu węglowodórów typu *cata-condensed* było opracowanie z dużo większą niż w innych metodach dokładnością widm drobin niesymetrycznych (L. C. A. O. nie tłumaczy regularności w widmach niesymetrycznych połączeń pierścieni). Model metaliczny można oczywiście stosować i do innych postaci związków pierścieniowych i pierścieniowo-łańcuchowych, sposób klasyfikacji trzeba jednak dobierać do każdego typu związków. Jednakże można przewidywać pewne cechy pasm związków pierścieniowo-łańcuchowych nawet na gruncie klasyfikacji Plattta.

3) Dla związków zawierających węgle nie leżące na obwodzie drobin postępowanie jest nieco inne [16]. Jeśli usunie się węgle „obwodowe” należące do układu sprzężonego, to wszystkie lub niektóre z wewnętrznych węgli znajdują się na obwodzie. Węgłe te nazywamy wtórnymi węglami obwodowymi. Powtarzając tę procedurę ponownie otrzymamy węgle obwodowe trzeciego rzędu itd.

Rozważania obejmują: a) nierozgałęzione obwody (przy których jedynie najbardziej wewnętrzny obwód może być łańcuchem polienowym) i b) obwody rozgałęzione.

W rozważaniach tych uwzględniamy wszystkie obwody wewnętrzne i obwód zewnętrzny. Wprowadzamy w tym celu dwie liczby kwantowe:

$q$  — orbitalna pierścieniowa liczba kwantowa, (jest to teraz liczba węzłowych płaszczyzn funkcji falowej, przechodzących przez oś cylindrycznego pudła) oraz

$t$  — radialna pierścieniowa liczba kwantowa — jest to liczba cylindrycznych powierzchni węzłowych funkcji falowej (ilość „obwodów“, po których krążą elektrony  $\pi$ ).

Sposób ten, aczkolwiek robi wrażenie bardzo nieścislego, dobrze się nadaje do klasyfikacji widm związków typu a (o nierozgałęzionych obwodach), a nawet w pewnej mierze również i do typu b. Zarówno 1), jak i 2) można traktować jako przypadki szczególne tej klasyfikacji: polieny mają  $t = 1$  bez podwójnej degeneracji, a drobinę typu cata-condensed również  $t = 1$ , ale z podwójną degeneracją.

Do obwodów rozgałęzionych najlepiej nadaje się model sieciowy [17].

### *Porównanie z doświadczeniem*

Każda niemal praca dotycząca M. M. podaje pewne dane doświadczalne lub się na nie powołuje. Istnieje wiele prac, których zadaniem jest „rozszyfrowanie“ widma jakiejś drobinę czy grupy drobin lub też nawet jedynie otrzymanie nieco większej zgodności z doświadczeniem przez wprowadzenie dla konkretnego wypadku jakiejś półempirycznej poprawki. Nie podobna omawiać tu tych wszystkich prac. Wymienię jedynie pracę K. Scherra [3], w której posługując się metodą „sieciową“, podaną przez Ruedenberga i Scherra, obliczono numerycznie dla wielkiej ilości drobin aromatycznych i polienowych wszystkie poziomy energii, długości fal dla 4 pierwszych przejść, momenty dipolowe itp., oraz pracę M. W. Wolkensteina i L. A. Borowińskiego [32], w której autorzy metodą M. M. obliczają dla benzenu, naftalenu i antracenu i siły oscylatorów różnych przejść. W obu pracach autorzy otrzymują dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi. Można ogólnie stwierdzić, że M. M. dobrze zgadza się z doświadczeniem. Przypadki, w których zgodności nie otrzymujemy, dają się zwykle łatwo wytłumaczyć bez specjalnie zawyżonych dodatkowych założeń (np. dyskusja Bayliss — Kuhn [9, 11]) lub tzw. „zewnętrzne“ pasma przypisane przez Nikitine'a i Komossa [24, 25] oddziaływaniu łańcucha z grupami podstawionymi.

### *Porównanie M.M. i L.C.A.O.*

Już na pierwszy rzut oka wydaje się zaskakującym fakt, że wszystkie rozpatrywane tu przybliżenia (zarówno L. C. A. O., jak i różne typy M. M.)

dają podobny rozkład gęstości elektronów i podobne długości fal. Wprawdzie:

1) wszystkie te przybliżenia posługują się podobnymi metodami matematycznymi (np. problem wartości własnych polega na rozwiązaniu pewnego wyznacznika sekularnego);

2) jak wykazano [17, 26, 16, 33], istnieje ścisła analogia między modelem L. C. A. O. i M. M. (oba są dalszym przybliżeniem M. O., w obu modelach zaniedbuje się poprzeczne oddziaływania chmur elektronowych, a uwzględnia się jedynie oddziaływania wzdłuż geometrycznej drogi wiązań), jednakże zachodzą między nimi bardzo istotne różnice. Przyjmujemy bowiem w różnych modelach zupełnie różne kształty potencjału dla poszczególnego elektronu (silnie zlokalizowany potencjał kulombowski w L. C. A. O., jedno lub dwuwymiarowy, przeważnie płaskodenny dół potencjału w modelach metalicznych). W rezultacie funkcje falowe

poszczególnych elektronów oraz  $\sum_{j=1}^N \psi_j$  mają w różnych modelach kształty różne, dopiero  $\sum \psi_j^2$ , szczególnie dla dużej liczby orbit, mają przebieg podobny.

Przynajmniej część powodzenia w przewidywaniu  $\lambda$  zawdzięczają wszystkie przybliżenia właściwościom wyznacznika sekularnego. Okazuje się bowiem, że  $\lambda$  jest wielkością stosunkowo słabo „czułą” na obiór rodzaju przybliżenia, nie może więc służyć jako sprawdzian słuszności poczynionych uproszczeń. Natomiast odwrotnie, jeśli się nie otrzyma „jakiej takiej” zgodności  $\lambda$  z doświadczeniem, dyskwalifikuje to zupełnie przybliżenie. Wielkości obserwowane ( $\lambda$ , rozkład gęstości elektronów w drobinie) mało zależą od szczegółów założonego rozkładu potencjałów, tak że rozkład ten może być z powodzeniem zastąpiony przez płaskodenny potencjał (M. M.). Wszystkie przybliżenia zawdzięczają swe sukcesy przede wszystkim rozsądnym wymaganiom stawianym funkcjom falowym (ciągłość, ortogonalność, antysymetryzacja całkowitej funkcji falowej stanu), a nie swym specjalnym założeniami.

W jednych przypadkach M. M., w innych L. C. A. O. daje lepszą zgodność z doświadczeniem. L. C. A. O. opisuje wszystkie elektrony, M. M. — tylko elektrony  $\pi$ , „za to” M. M. stosuje się do drobin niesymetrycznych, z którymi L. C. A. O. nie daje sobie rady. M. M. wyróżnia się poza tym większą poglądownością i prostszą na ogół stroną rachunkową.

## Literatura

1. G. Herzberg, *Molecular Spectra*, N. Y. (1951).
2. C. A. Coulson, N. H. March, S. Altmann, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, **38**, 372 (1952).
3. E. Hückel, *Z. Phys.*, **10**, 673 (1931).
4. L. Pauling, *J. Chem. Phys.*, **4**, 673 (1936).
5. K. Lonsdale, *Proc. Roy. Soc. A*, **159**, 149 (1937).
6. O. Schmidt, *Z. phys. Chem. B*, **39**, 59 (1938).
7. O. Schmidt, *Z. phys. Chem. B*, **42**, 93 (1939) i **44**, 185 (1939).
8. O. Schmidt, *Z. phys. Chem. B*, **47**, 1 (1940).
9. N. S. Bayliss, *J. Chem. Phys.* **16**, 287 (1948).
10. H. Kuhn, *Helv. Chim. Ac.*, **31**, 1441 (1948).
11. H. Kuhn, *J. Chem. Phys.*, **16**, 840 (1948).
12. H. Kuhn, *Helv. Chim. Ac.*, **32**, 2247 (1949).
13. H. Kuhn, *J. Chem. Phys.*, **17**, 1198 (1949).
14. H. Kuhn, *Zt. f. Elektrochem.* **55**, 220 (1951).
15. H. Kuhn, *Experientia*, **9**, 41 (1953).
16. J. R. Platt, *J. Chem. Phys.*, **22**, 1448 (1954).
17. K. Ruedenberg, Ch. Scherr, *J. Chem. Phys.*, **21**, 1567 (1953).
18. S. Nikitine, *J. Chim. Phys.*, **47**, 614 (1950).
19. S. Nikitine, *J. Chim. Phys.*, **48**, 37 (1951).
20. S. Nikitine, *J. Chim. Phys.*, **49**, 175 (1952).
21. S. Nikitine, E. Komoss, *J. Chim. Phys.*, **47**, 798 (1950).
22. S. Nikitine, E. Komoss, *J. Chim. Phys.*, **48**, 44 (1951).
23. S. Nikitine, E. Komoss, *C. R.*, **236**, 279 (1953).
24. E. Laffitte, *Ann. Phys.* **10**, 71 (1955).
25. K. Ruedenberg, *J. Chem. Phys.*, **22**, 1878 (1954).
26. J. R. Platt, *J. Chem. Phys.*, **21**, 1597 (1953).
27. S. Basu, *J. Chem. Phys.*, **22**, 1625 (1954).
28. R. Mulliken, A. Riecke, *Rep. Progr. Phys.*, **8**, 231 (1941).
29. R. Mulliken, A. Riecke, W. J. Brown, *J. Am. Chem. Soc.*, **63**, 41 (1941).
30. J. R. Platt, *J. Chem. Phys.*, **17**, 484 (1949).
31. K. Scherr, *J. Chem. Phys.*, **21**, 1582 (1953).
32. М. В. Волькенштейн, Л. А. Воронинский, *ДАН СССР*, **85**, 737 (1952).
33. C. A. Coulson, *Proc. Phys. Soc., A*, **66**, 652 (1953).



*Apolonia Wrzeńska*

Zakład Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

## Fosfory krystaliczne — wyrób i struktura

Fosfory krystaliczne, zwane również aktywowanymi lub luminoforami, to substancje krystaliczne, których świecenie uwarunkowane jest istnieniem w nich bardzo małych domieszek tak zwanego aktywatora. Istnieją co prawda substancje krystaliczne świecące w stanie czystym, na przykład platynocjanek baru, w artykule tym będzie jednak mowa tylko o takich fosforach, których materiał podstawowy bez domieszek nie wykazuje luminescencji. Aktywatorem jest najczęściej metal ciężki, choć okazuje się, że na przykład siarczek cynku można również aktywować litem, a w niektórych przypadkach rolę aktywatora może odgrywać anion, a nie kation.

Fosfory aktywowane — w zależności od składu chemicznego i sposobu przyrządzania — odznaczają się wielką różnorodnością barwy świecenia, warunków, w których występuje najsilniejsza luminescencja i czasu jej trwania po zakończeniu wzbudzenia. Sposób ich wzbudzania może być także różnorodny. Przede wszystkim można je wzbudzać za pomocą światła i wówczas mamy fotoluminescencję. Termin „światło“ jest tu użyty w znaczeniu szerszym, obejmującym podczerwień i nadfiolet. Luminofory świecą również pod wpływem promieni X, dlatego też pewnego gatunku tych fosforów używa się na ekrany rentgenowskie. Pokrywa się nimi również ekrany w oscylografach, w mikroskopach elektronowych i ekrany telewizyjne, ponieważ świecą one pod wpływem wiązki elektronów. Możemy również z ich pomocą obserwować szybkość reakcji jądrowej, w wyniku której powstają cząstki  $\alpha$ . Każde uderzenie cząstki  $\alpha$  o ekran pokryty odpowiednim luminoforem wywołuje błysk-scyntylację. Na ekrany rentgenowskie i telewizyjne potrzebne są fosfory krótkożyciowe. Na ekrany rentgenowskie używa się siarczku cynku aktywowanego miedzią lub srebrem, na ekrany telewizyjne również tego samego fosforu z dodatkiem innych, również krótkożyciowych, np. z krzemianem cynkowo-berylowym aktywowanym manganem dla uzyskania odpowiedniej barwy świecenia. Od roku 1935 w związku z rozwojem telewizji nastąpiła intensyfikacja wyrobu i badań tych fosforów. Fosfory długożyciowe nie straciły jednak

swego znaczenia. Zmieszane z pewnymi substancjami, chroniącymi je od wpływów atmosferycznych, służą jako farby do robienia znaczków i pokrywania strzałek przyrządów, których wskazania mają być odczytywane w ciemności. Co prawda, jeśli chcemy otrzymać substancję, której świecenie nie zanikałoby w czasie bardzo długim, to należy fosfor zmieszać z substancją promieniotwórczą, która by go stale pobudzała do świecenia. Używa się do tego bromku radu lub mezotoru. Przy użyciu mezotoru jasność świecenia fosforu podwyższa się przez 4—6 lat, bo dopiero potomek mezotoru radiotor emituje promienie  $\alpha$ , najsilniej pobudzające fosfor do świecenia, ale jednocześnie cząstki  $\alpha$  rozbijają centra świecenia. Po 4—6 latach luminescencja zaczyna słabnąć.

Jeszcze jedna dziedzina zgłasza zapotrzebowanie na fosfory — technika oświetleniowa. Obecnie coraz częściej oświetlenie zarówno zastępuje się bardziej ekonomicznym oświetleniem tak zwanymi świetlówkami. Świetlówki stanowią rury napełnione gazem, w którym odbywają się wyładowania elektryczne. Jednak promieniowanie wysyłane przy wyładowaniach w gazach obfituje w nadfiolet i drażni oczy. To szkodliwe dla oczu promieniowanie wzbudza świecenie fosforów krystalicznych. Jeśli więc wnętrze rury do wyładowań pokryje się odpowiednim fosforem, wtedy fosfor będzie pochłaniał nadfiolet, a wysyłał promieniowanie widzialne o barwie charakterystycznej dla siebie w danych warunkach. Ponieważ znamy już wiele fosforów promieniujących w różnych dziedzinach widmowych, więc przez odpowiednią kombinację można otrzymać fosfor mieszany, który wysyła promieniowanie o składzie widmowym zbliżonym do składu widmowego światła dziennego. W ten sposób otrzymuje się świetlówkę.

Mimo tak licznych zastosowań fosforów tych w Polsce nie wyrabia się, przynajmniej na skalę techniczną. Nie znaczy to jednak, aby dziedzina ta była u nas całkiem zaniedbana. W niektórych laboratoriach przeprowadza się próby otrzymania poszczególnych fosforów do specjalnych celów. Próby te dają czasami dobre wyniki, niemniej jednak produkcja fosforów u nas jeszcze się nie rozwinęła. Przyczyną tego stanu rzeczy są trudności techniczne, związane z wielką wrażliwością tych fosforów na zanieczyszczenia.

### Wytwarzanie fosforów krystalicznych

Luminescencja ciał stałych odkryta została najwcześniej, bo już w XVII wieku znaleziono kryształy, które naświetlone świeciły następnie w ciemności. Dopiero potem przekonano się, że analogiczne właściwości mogą mieć ciecze i gazy z tym jednak, że luminescencja cieczy i gazów na

ogół nie jest tak długotrwała. Niedługo po odkryciu świecących minerałów przekonano się, że oprócz materiału podstawowego występują w nich małe domieszki ciał obcych oraz że minerały te wykazują fotoprzewodnictwo pod wpływem promieniowania stosunkowo długofalowego. Sztucznie wytwarzać zaczęto fosfory krystaliczne w wieku XIX, a największe zasługi w tej dziedzinie położył Lenard [1]. Na jego cześć pewna kategoria tych fosforów została nazwana lenardowskimi. Są to fosfory długożyciowe, których materiałem podstawowym są siarczki wapniowców. Świecenie ich można obserwować gołym okiem nawet w kilka godzin po przerwaniu wzbudzenia. Po Lenardzie wielu jeszcze uczonych pracowało nad udoskonaleniem metod ich produkcji i oprócz lenardowskiego sposobu spiekania stosuje się teraz i inne, na przykład wytrącanie z roztworu, lub opracowaną przez Pringsheima [2] metodę ucierania bez prażenia, dającą dobre rezultaty przy otrzymywaniu na przykład fosforów aktywowanych Tl.

Zostanie tu omówiony lenardowski sposób otrzymywania fosforów. Praktyka wykazała, że fosfory te można otrzymać z wielu materiałów nie świecących w stanie czystym, jeżeli do ich siatki krystalicznej wprowadzi się bardzo niewielkie ilości aktywatora. Do pospolitych materiałów podstawowych należą siarczki, tlenki i krzemiany wapniowców, chlorki potasowców i wiele innych. Muszą to być jednak izolatory. Jako aktywatory znane są: Bi, Mn, Cu, Tl, Cr itd. Aby otrzymać fosfor, materiał podstawowy, a więc na przykład CaS, uciera się z niewielką ilością (około  $10^{-2}$  %) aktywatora, np. Bi, dodaje się jeszcze jeden lub kilka topników, wkłada do tygla i umieszcza w piecu ogrzanym już do odpowiednio wysokiej temperatury. Temperatura ta jest jednak niższa od temperatury topnienia składników, a czas spiekania, przy którym otrzymuje się najsilniej świecące fosfory, jest różny dla różnych fosforów. Na przykład w celu otrzymania fosforu CaS-Bi najodpowiedniejszą temperaturą jest  $1000^{\circ}$ — $1100^{\circ}$ C, a czas spiekania 30 minut. Topniki, którymi są najczęściej sole potasowców i wapniowców, pomagają przy tworzeniu się siatki krystalicznej, odgrywają również rolę przy tworzeniu się centrów świecenia. Na ogół jednak po utworzeniu się fosforu mogą być z niego usunięte. Po wyjęciu fosforu z pieca oziębia się go szybko. Czasami stosuje się kilka aktywatorów, przy tym aktywator drugi wprowadza się w jeszcze mniejszej ilości. Nie zmienia on na ogół widma luminescencji fosforu, ale wpływa na czas świecenia fosforu. Pozostaje to w związku z tym, że wprowadzenie nowego aktywatora powoduje powstanie nowych poziomów lokalnych — pułapek elektronowych o większej głębokości (artykuł prof. A. Jabłońskiego, *Postępy Fizyki*, 1, zes. 5—6, 1950). Zasadniczo metody wyrobu fosforów krystalicznych znane są od czasów L e n a r d

d a. Poświęcono im wiele prac, a nawet istnieją przepisy na wyrób poszczególnych fosforów. Recepty takie można znaleźć w pracach L e n a r d a i T o m a s c h k a, w książce Ż i r o w a itd. Jednak sprawa ich wyrobu przedstawia duże trudności, bo są one bardzo wrażliwe na zanieczyszczenie, szczególnie metalami ciężkimi. Z tego względu trudno jest otrzymać dobre, silnie świecące fosfory, a jeszcze trudniej stworzyć takie warunki ich wyrobu, aby wyniki były powtarzalne.

Okazuje się bowiem, że niektóre metale są aktywatorami dla jednych fosforów, zmniejszają natomiast natężenie świecenia innych fosforów, a niekiedy całkowicie je wygaszają, nawet przy małych stężeniach. Są to tak zwane fosforo-trucizny. Do pospolitych trucizn należą: Cu, Ni, Fe. Na przykład dodatek 0,01% Cu do fosforu otrzymanego z krzemianu kadmu aktywowanego Mn zmniejsza natężenie jego luminescencji do połowy, a dodatek 0,1% całkowicie ją gasi. Z drugiej jednak strony Cu jest dobrym aktywatorem dla wielu fosforów, na przykład takich, w których materiałem podstawowym jest ZnS lub BaS. Również żelazo i nikiel są aktywatorami dla niektórych fosforów, choć trzeba ich używać w stężeniach jeszcze mniejszych niż takie aktywatory, jak Bi i Cu. Charakterystyczne jest również, że zwiększanie stężenia aktywatora w fosforze do pewnej wartości optymalnej powoduje zwiększenie natężenia świecenia, przekroczenie jednak tego optimum powoduje zmniejszenie natężenia świecenia — występuje wtedy samogaszenie.

Fosfory krystaliczne dają dwojakiego rodzaju świecenie: krótko i długożyciowe. Stężenie optymalne aktywatora do otrzymania silnego długożyciowego świecenia danego fosforu jest mniejsze niż do otrzymania maksymalnego natężenia świecenia krótkożyciowego. W związku z tym świecenie długożyciowe danego fosforu jest bardziej wrażliwe na zanieczyszczenia niż świecenie krótkożyciowe. Optymalne stężenie aktywatora świecenia długożyciowego jest różne dla różnych materiałów podstawowych oraz aktywatorów i zawiera się na ogół w przedziale  $10^{-2}$  —  $10^{-4}$  %. Na przykład stężenie optymalne Cu jako aktywatora w ZnS jest rzędu  $10^{-2}$  %, natomiast optymalne stężenie Ag wynosi  $10^{-4}$  %.

Chociaż wiele fosforów zostało wytworzonych i zbadanych, nie można wskazać ogólnego prawidła, jakie skojarzenie materiału podstawowego i domieszki da luminofor, a tym bardziej — jakie będą jego właściwości, jeśli chodzi o wydajność, czas i barwę świecenia. Wszystkie materiały używane przy wyrobie fosforów muszą być wielkiej czystości. W niektórych przypadkach musi ona przekraczać czystość spektroskopową, na przykład woda używana przy ich wyrobie musi być kilka razy destylowana w naczyniach platynowych lub kwarcowych. Ważny jest również czas i temperatura wyprężania, a jak się okazało w pracy prowadzonej

w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UMK — także sposób wyprażania. Tygla, w których wypraża się fosfor, muszą być kwarcowe, platynowe lub z niepolewanej porcelany. W braku takich tygli można użyć jakichkolwiek, ale wewnątrz ich trzeba wyłożyć specjalnego rodzaju zaprawą, chroniącą fosfor przed zanieczyszczającym wpływem ścianek tygla. Wreszcie nie wszystkie fosfory można wyprażać w powietrzu. Na przykład fosfor ZnS-Cu lub ZnS-Ag należy wyprażać w atmosferze czystego azotu lub siarkowodoru lub wreszcie w siarkowodorze z chlorowodorem.

Jako przykład zostaną omówione nieco dokładniej metody, które zastosowano w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UMK w Toruniu w celu otrzymania długożyciowych fosforów krystalicznych.

Substancji o wymaganej przy wyrobie fosforów czystości nie ma w handlu, a Zakład Fizyki Doświadczalnej UMK nie rozporządzał również kwarcową i platynową aparaturą do ich oczyszczania. Mimo to postanowiono spróbować wyrobu długoświecących fosforów, najbardziej nadających się do badania krzywych jarzenia. Zasadniczo opierano się na danych z literatury, w szczególności na pracach *Lenarda* i *Tomaszka*, oraz książce *Zirwa* „Luminofory“, w poszukiwaniu metod otrzymywania silnie świecących fosforów zrobiono jednak dodatkowo kilka obserwacji. Obserwacje te dotyczą sposobu wyprażania, wpływu dodatku magnezu na jasność świecenia fosforów, których materiałem podstawowym są CaS, SrB i BaS, oraz użycia różnych topników przy ich wyrobie. Okazało się, że niektóre z topników polecanych w literaturze można zastąpić innymi. Na przykład przy wyrobie fosforu BaS-Cu używano jako topnika  $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$  zamiast polecanego  $\text{Li}_3\text{PO}_4$  uzyskując nawet silniej świecący fosfor niż przy użyciu tego ostatniego. Materiałami wyjściowymi w tej pracy były węglany wapnia, strontu, baru, magnezu, siarka, różne sole metali lekkich jako topniki oraz bizmut, miedź, mangan, ołów, cynk jako aktywatory. Na ogół były to substancje z fabryki w Gliwicach. Początkowo według recepty *Lenarda* otrzymywano siarczki prażąc na wolnym powietrzu węglany wapniowców z siarką w temperaturze czerwonego żaru, potem dopiero dodawano topniki i aktywator w odpowiednich proporcjach, a po staranym utarciu wkładano do tygla i ogrzewano. Okazało się jednak, że takie same wyniki otrzymuje się nie stosując wstępnego wyprażania węglanu z siarką, a ucierając wszystkie wyjściowe składniki razem i raz tylko prażąc w piecu. Tworzenie się siarczku i jego aktywacja następuje wówczas równocześnie. Aktywator wprowadzany był jako roztwór azotanu danego metalu w kwasie azotowym. Przygotowywano go w ten sposób, że określoną ilość miligramów aktywatora (metal) zalewano określoną ilością kropel kwasu azotowego. Znając stężenie w mg na kroplę można było dozować aktywator. Poza tym stosowano jeszcze alkohol w celu

lepszego rozproszczenia aktywatora po mieszaninie przeznaczonej do prażenia. Pierwsze próby nie dały pomyślnych rezultatów. Otrzymane fosfory świeciły słabo. Przypisano to zanieczyszczeniom znajdującym się w materiałach wyjściowych lub wprowadzonym przez zetknięcie z polewą tygla porcelanowego. Do następnych prób użyto już tygli kwarcowych i porcelanowych z warstwą ochronną. Jednak tygle kwarcowe raczej nie nadają się do prażenia siarczków metali alkalicznych, bo substancje te w wysokiej temperaturze wżerają się w kwarc. Tygla takiego nie można już domyć i może on co najwyżej służyć do wyprażania identycznego fosforu. Częściej stosowano więc tygle z polewanej porcelany, układając je wewnątrz aż poza górną krawędź warstwą ochronną, uformowaną z oczyszczonej (przez kilkakrotne przemywanie kwasami) waty azbestowej, zmieszanej z materiałem podstawowym danego fosforu — z węglanem magnezu, odrobiną kaolinu i wody. Warstwa ta była suszona w tyglu przed włożeniem do niego materiału przeznaczonego do prażenia. W przypadku BaS, bardziej wrażliwego na zanieczyszczenia niż CaS, stosowano również ugniatanie mieszanki w kulkę. Potem do badania używano tylko wewnętrznej części kulki.

Mimo tych ostrożności i mimo że badania spektroskopowe nie wykazały istnienia w materiale podstawowym znacznych ilości pierwiastków znanych jako trucizny dla tych fosforów, świeciły one dość słabo. Dalsze badania pozwoliły wykryć główną przyczynę słabego ich świecenia. Było nią to, że mieszaninę przeznaczoną do prażenia wstawiano w zbyt niskiej temperaturze do pieca (około 500°C). W tym przypadku doprowadzenie jej do wymaganej przy prażeniu wysokiej temperatury następuje powoli i fosfor świeci słabo. Okazuje się więc, że chcąc otrzymać dobry, silnie świecący fosfor, należy materiał przeznaczony do prażenia wstawić do pieca ogrzanego już do odpowiednio wysokiej temperatury — na przykład dla siarczków wapniowców ~ 1000°C.

Opierając się na wskazówkach zawartych w książce Żirowa, przed wyprażaniem dodawano również do mieszaniny glukozę. Rola jej polega na redukcji części tworzących się przy prażeniu siarczanów na siarczki. Rzeczywiście zauważono, że ten dodatek zwiększa jasność luminescencji. Również dodatek węglanu lub tlenku magnezu zwiększa na ogół natężenie świecenia fosforów, a jak się okazało przy badaniu krzywych jarzenia, wpływa również na głębokość pułapek. Tylko w przypadku fosforu BaS-Cu nie zauważono wpływu dodatku tlenku magnezu na jasność świecenia fosforu.

Fosfory prażono w tyglach pod przykrywkami. Stosując jednak przykrywkę uszczelnioną (kaolinem) lub nieuszczelnioną, nie zauważono różnic w otrzymanych fosforach. Wyjęty z pieca tygiel z fosforem natychmiast

zanurzano w zimnej wodzie, fosfór szybko wyjmowano i rozdrabniano w celu prędkiego obniżenia temperatury.

Po wielu próbach otrzymano następujące silnie świecące fosfory:

1) CaS-Bi — świecący fioletowo, otrzymany przez prażenie w temperaturze około  $1100^{\circ}\text{C}$  w ciągu 30—40 minut mieszaniny złożonej z 9 g  $\text{CaCO}_3$  + 2,4 g S + 0,3 g glukozy + 0,3 g  $\text{Na}_2\text{SO}_4$  + 0,3 g  $\text{K}_2\text{SO}_4$  + 0,0001 g Bi.

2) CaS-Bi — świecący fioletowo, silniej niż poprzedni, otrzymany przez prażenie w tych samych warunkach, co fosfór poprzedni, mieszaniny, która oprócz wyżej wymienionych składników zawierała dodatkowo około 1 g MgO.

3) CaS-SrS-BaS-Bi — świecący zielono, otrzymany przez prażenie w czasie około 35 minut w temperaturze  $1100^{\circ}\text{C}$  następującej mieszaniny: 1,5 g  $\text{CaCO}_3$  + 1,2 g  $\text{SrCO}_3$  + 0,5 g  $\text{BaCO}_3$  + 0,6 g  $\text{MgCO}_3$ ; + 0,8 g S + 0,1 g glukozy + 0,05 g  $\text{Na}_2\text{SO}_4$  + 0,05 g  $\text{K}_2\text{SO}_4$  + 0,0001 g Bi.

4) CaS-SrS-BaS-Bi — świecący niebiesko, otrzymany przez wyprażanie w tych samych warunkach, co fosfór w punkcie 3), mieszaniny, która od poprzedniej różniła się tylko ilościowym stosunkiem składników. Zawierała ona 1 g  $\text{CaCO}_3$  + 1,2 g  $\text{SrCO}_3$  + 0,55 g  $\text{BaCO}_3$  + 0,8 g  $\text{MgCO}_3$  + 1,1 g S + 0,1 g glukozy + 0,05 g  $\text{Na}_2\text{SO}_4$  + 0,05 g  $\text{K}_2\text{SO}_4$  + 0,0001 g Bi.

5) BaS-Cu świecący pomarańczowo. Otrzymano go przez prażenie w ciągu 40 minut w temperaturze około  $1100^{\circ}\text{C}$  mieszaniny 6 g  $\text{BaCO}_3$  + 0,9 g S + 0,2 g glukozy + 0,15 g  $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$  + 0,0003 g Cu. Ten fosfór, otrzymany bezpośrednio z pieca, nie był jednorodny. W świetle lampy rtęciowej wybierano grudki świecące pomarańczowo.

6) CaS-Tl — świecący zielono, ale słabiej niż poprzednio. Otrzymano go przez prażenie w temperaturze  $1000^{\circ}\text{C}$  przez 45 minut mieszaniny: 2 g  $\text{CaCO}_3$  + 0,6 g S + 0,1 g glukozy + 0,1 g  $\text{Na}_2\text{SO}_4$  + 0,1 g  $\text{K}_2\text{SO}_4$  + 0,0002 g Tl.

Wszystkie fosfory świeciły najsilniej po wzbudzeniu światłem lampy rtęciowej. Ale fosfory od 1) do 3) są wzbudzane dość dobrze światłem dziennym lub światłem zwykłej żarówki.

### Struktura krystaliczna

Jak już było powiedziane, fosfory krystaliczne nazywa się również aktywowanymi, bo aby otrzymać taki fosfór, do materiału podstawowego należy dodać niewielką ilość ciała obcego. Istnieją jednak wyjątki z tej reguły, a mianowicie czysty ZnS również świeci. Można jednak uważać, że i tu istnieje aktywator, a mianowicie ponad stechiometryczne jony Zn. Ponieważ przy wyprażaniu ZnS siarka jako bardziej lotna więcej wypar-

wuje, pozostaje nadmiar jonów Zn, które umieszczają się w przestrzeniach międzywęzłowych. Najbardziej jednak uzasadniona jest nazwa fosfory krystaliczne, bo zawsze mają one strukturę krystaliczną. Można je otrzymać nie tylko przez wyprażenie, ale i przez wytrącanie z odpowiednich roztworów. Jeżeli jednak przy tym substancja wytrącona występuje w stanie bezpostaciowym, to nie świeci ona, a dopiero w miarę starzenia się i postępującej krystalizacji zaczyna świecić coraz lepiej, dając maksimum natężenia świecenia przy całkowitym wykryształizowaniu. Z drugiej jednak strony siatka krystaliczna takiego fosforu nie może być idealna (idealna siatka jest zresztą fikcją nie występującą w przyrodzie). Już samo wprowadzenie aktywatora narusza strukturę krystaliczną materiału podstawowego, a polecane szybkie chłodzenie po wyprażeniu fosforu dowodzi, że w dobrze świecącym fosforze krystalicznym muszą być defekty struktury.

#### Centra świecenia i pułapki elektronowe

Lenard, aby wyjaśnić mechanizm świecenia fosforów krystalicznych, założył, że jeden lub kilka atomów albo jonów aktywatora razem z otaczającymi go jonami materiału podstawowego tworzy centrum świecenia. W centrach takich zachodzić miały wszystkie akty związane z fosforescencją, a więc akt absorpcji, magazynowanie-pułapkowanie energii i akt emisji. Obecnie dla wyjaśnienia świecenia fosforów długożyciowych, w których występuje fotoprzewodnictwo, przyjmuje się, że przy akcji absorpcji elektron zostaje wyrzucony poza centrum — do pasma przewodzenia. Pojęcie centrum używa się więc obecnie w nieco innym znaczeniu niż w teorii Lenarda. Obecnie centrum to zespół atomów, lub jonów, w którym odbywa się akt absorpcji i emisji. Magazynowanie energii odbywa się natomiast w tak zwanych pułapkach elektronowych (artykuł A. Jabłońskiego, *Postępy Fizyki* 1, 249 (1950)).

Choć dla wyjaśnienia fosforescencji fosforów krystalicznych podaje się schematy poziomów, w których występują zarówno poziomy centrów, jak i poziomy pułapek elektronowych, to jednak o strukturze samego centrum wiemy niewiele. Nie jest nawet pewne, w jaki sposób aktywator jest wbudowany w siatkę krystaliczną. Zasadniczo są trzy możliwości: a) aktywator-metal wchodzi jako dodatni jon na miejsce kationu siatki podstawowej, b) wchodzi do siatki jako atom lub jon międzywęzłowy, c) jako jon lub atom w miejscu defektu struktury. Doświadczenie przemawia raczej za tą trzecią możliwością. Te kryształy, gdzie kation aktywatora zamienia kation siatki podstawowej, nie fosforyzują, choć ich luminescencję, która ma charakter długożyciowej fluorescencji, można obserwować za pomocą fosforoskopu. Tak jest na przykład, jeżeli do akty-



wowania korundu  $Al_2O_3$  użyje się izomorficznych z nim związków  $Fe_2O_3$  lub  $Ti_2O_3$ . Istnieje wiele siarczków i krzemianów metali dwuwartościowych izomorficznych z siarczkami i krzemianami cynku, metale te nie są jednak aktywatorami dla tych fosforów. Znane są fosfory ZnS-CdS, przy tym CdS wchodzić może w dowolnym procencie do fosforu, nie jest on tam jednak aktywatorem tylko tak zwanym zastępcielem, bo jon Cd zamienia jon Zn w siatce krystalicznej, a fosfor trzeba aktywować innym metalem, nie dającym soli izomorficznych z Zn. Tylko niektóre metale, jak Mn i Cr, mogą być zastępcielami i aktywatorami, ale są to specjalne aktywatory, o których będzie mowa nieco dalej. O tym, czy dany metal może być aktywatorem dla danego materiału podstawowego, decyduje również jego promień atomowy. Mówi o tym reguła Tieda, według której warunkiem tego, aby dana substancja mogła wchodzić jako aktywator, jest mniejszy promień atomowy tego metalu od promienia atomowego metalu siatki podstawowej.

Badania R h i e l a dowodzą, że Pb i Bi, które są dobrymi aktywatorami dla CaS, nie mogą być wprowadzone do siatki ZnS. Promień atomowy Ca jest 1,94 Å, ale promień atomowy Zn tylko 1,33 Å, natomiast promienie atomowe Pb i Bi odpowiednio 1,74 Å i 1,46 Å. Potwierdza to regułę T i e d a. Doświadczenie wykazuje również, że promienie atomowe aktywatorów nie mogą być dużo mniejsze od promieni atomowych metalu siatki podstawowej. Muszą się więc zawierać w pewnych granicach wielkości.

Za hipotezą, że aktywator wchodzi do siatki materiału podstawowego w miejsca jej zakłóceń, zdaje się przemawiać ten fakt, że można go wprowadzać tylko w bardzo małych ilościach. Występuje to szczególnie jaskrawo, jeśli aktywator wprowadza się nie przez ucieranie i prażenie w wysokiej temperaturze (siarczki wapniowców praży się w temperaturze około  $1000^{\circ}C$ ), ale metodą kontaktu, na przykład ZnS można aktywować miedzią przez ogrzewanie proszku ZnS z Cu tylko do temperatury  $300^{\circ}$ — $400^{\circ}C$ . Miedź wchodzi przy tej metodzie do ZnS w ilości nie przekraczającej  $10^{-2}$  % i zostaje wyparta przez Ag, jeśli fosfor, poprzednio aktywowany miedzią, zmieszać z proszkiem Ag i ogrzewać. Wprowadzenie aktywatora w większej niż optymalna ilości zmniejsza natężenie świecenia. Można to wyjaśnić w następujący sposób: w fosforze istnieje ograniczona ilość miejsc na jony lub atomy aktywatora (defekty struktury). Wprowadzenie większej ilości aktywatora narusza strukturę fosforu w ten sposób, że uniemożliwia świecenie. Nie jest to jedyna możliwość wyjaśnienia gaszenia stężeniowego. W pracy E w l e s i L e e [4] rozwinięta jest myśl podana poprzednio przez J o h n s o n a [5], że aktywator tylko wówczas stanowić może centrum świecenia, jeżeli w jego najbliższym sąsiedztwie

nie znajdują się również jony aktywatora. Wyjątek z tej reguły stanowią mają chlorki alkaliów aktywowane talem.

Oprócz talu istnieje jeszcze kilka innych aktywatorów, do których nie stosują się przepisy co do stężenia optymalnego, izomorficzności itd. Są to takie aktywatory, jak ziemie rzadkie, mangan, chrom, tal. Charakterystyczne jest, że fosfory z tymi aktywatorami nie wykazują znaczniejszego fotoprzewodnictwa oraz, że atomy tych metali mają niecałkowicie wypełnione wewnętrzne powłoki elektronowe. Fosforescencja ich w ciele stałym związana jest ze stanami metatrwałymi, dobrze chronionymi przez zewnętrzne powłoki elektronowe od wpływów zewnętrznych. Według Johnsona i Williamsa [9] w ten sposób można również wytłumaczyć bardzo długożyciową fosforescencję KCl-Tl. Związana jest ona z tym, że elektrony jonu Tl, wzbudzone do stanów  $6^1P_1$  i  $6^3P_1$ , spadają na metatrwałe poziomy  $6^3P_0$  i  $6^3P_2$ , a czas życia izolowanego jonu Tl w stanie metatrwałych jest rzędu kilku dni.

Współczesna teoria świecenia fosforów nawiązując do teorii ciała stałego, zakłada, że w akcie absorpcji elektron zostaje wyrzucony ze swego centrum, wędruje po kryształ, dopóki nie napotka przyciągającego defektu struktury-pułapki elektronowej. W obrębie tego defektu pozostaje elektron czas krótszy lub dłuższy, w zależności od rodzaju tego defektu (głębokości pułapki) i temperatury fosforu. Dopiero energia cieplna lub jakiś inny rodzaj energii, na przykład promienie podczerwone, wyzwalają elektron z pułapki. Wówczas znowu wędruje on w kryształ i albo wpada ponownie w pułapkę, albo rekombinuje z centrum i wtedy zostaje wypromieniowany kwant fosforescencji.

Chodzi teraz o to, czym są te pułapki elektronowe, na czym polegają te defekty struktury kryształu, które wiążą elektron przez czas stosunkowo długi. Z wielu prac wynika, że część pułapek istnieje w samej siatce krystalicznej, niezależnie od aktywatora, część tworzy się przy wprowadzeniu aktywatora lub współaktywatora (B u b e 1950 i 1952 [6]). Jeśli chodzi o defekty-pułapki, związane z samą siatką krystaliczną, to najbardziej znane są dwa rodzaje defektów: defekty Frenkla i Schottky'ego. Defekty Frenkla polegają na tym, że część jonów znajduje się w położeniach międzywęzłowych, a część węzłów jest nieobsadzona. Przy tym jeśli się wypraża w wysokiej temperaturze przy dostępie tlenu na przykład jakiś siarczek, to część siarki uchodzi jako  $SO_2$ , i zostaje szeregiem węzłów pustych po ujemnym jonie siarki. Brak ładunku ujemnego równoważny jest istnieniu ładunku dodatniego. Puste miejsce po jonie S staje się centrum przyciągania dla elektronu, który krąży dokoła niego, dopóki nie zostanie mu dostarczony odpowiedni kwant energii. Defekty Schottky'ego tworzą się najpierw na powierzchni. Proces zaczyna się

od tego, że część jonów przypowierzchniowych wyskakuje na zewnątrz, rozpoczynając tworzenie nowej warstwy, a wewnątrz tworzą się luki. Proces ten postępuje coraz głębiej.

Tego rodzaju pułapki wytwarza się celowo ogrzewając kryształy chlorków alkaliów w atmosferze pary ich metalu. Tworzą się wówczas tak zwane centra barwne — kryształ normalnie bezbarwny zabarwia się. Na kryształach ogrzewanych osiada warstwa jonów metalu, a elektrony dostają się do pasma przewodnictwa. Potrzebne do wytworzenia warstwy krystalicznej jony ujemne Cl wędrują na zewnątrz kryształu. W ten sposób po pewnym czasie w całym kryształach wytwarza się pewne stężenie luk po jonach ujemnych, co daje pewne stężenie pułapek elektronowych. Elektrony wędrujące po kryształach, czyli elektrony z pasma przewodnictwa, są chwymane przez te luki i krążą dokoła ich środka elektrostatycznego. W przypadku chlorków alkaliów dopiero absorpcja światła z dziedziny widzialnej może uwolnić elektron z tej pułapki — stąd zabarwienie kryształu. W innych fosforach charakter pułapek jest mniej znany, choć wiele prac poświęcono temu zagadnieniu. Najwięcej może prac z tej dziedziny dotyczy badań fosforów grupy ZnS, to znaczy samego fosforu ZnS z różnymi aktywatorami oraz pokrewnym mu fosforom CdS i ZnSe. Z prac tych na szczególną uwagę zasługuje praca Klasensa [7] oraz Hoogenstraaten [8]. Klasens bada fosfory grupy ZnS stwierdzając na początku, że różnią się one od innych fosforów choćby tym, iż mogą być aktywowane metalami lekkimi, na przykład Li. Okazuje się, że w fosforze ZnS zarówno widmo emisji, jak i krzywa jarzenia, a więc i pułapki elektronowe, są mało zależne od aktywatora. Niezależnie od tego, czy aktywatorem będzie Cu, czy Au, czy Zn — zawsze widmo luminescencji zawiera się w wąskim przedziale 4300—5200 Å, a krzywa jarzenia (dla fosforu wyprażanego w atmosferze H<sub>2</sub>S z HCl) ma jedno maksimum, którego położenie również mało zależy od aktywatora. Z prac Kroegera wynika, że dla wprowadzenia w siatkę ZnS takich aktywatorów, jak Cu, Au, Zn konieczne jest jednoczesne wprowadzenie współaktywatora, którym może być albo jednowartościowy jon ujemny, albo trójwartościowy jon dodatni. Z tego autor wyciąga wniosek, że aktywator wchodzi do kryształu jako jednowartościowy kation. Dalej uważa za bardzo mało prawdopodobne, że przy absorpcji kwantu wzbudzającego elektron zostaje oderwany od jonu aktywatora, bo na przykład w przypadku, gdy aktywatorem jest jon Li, energia jonizacji wynosi 7,5 eV. Za bardziej natomiast prawdopodobne uważa Klasens, że energia kwantu zaabsorbowanego zużywa się na oderwanie elektronu od jonu siarki, w pobliżu którego umieszczył się jon aktywatora. Za hipotezę, że centrum świecenia stanowi jon siarki, w pobliżu którego umieszczył się jon aktywatora, przemawia ten fakt, że widmo lumi-

nescencji znacznie się zmienia przy zamianie siarki na selen. Pułapki elektronowe byłyby natomiast związane z jonami cynku, w pobliżu których umieścił się jon współaktywatora. Potwierdzeniem tego jest pojawienie się nowych pułapek, gdy Zn zamienia się na Cd. Wpływ współaktywatora objawia się w przesuwaniu się maksimum krzywej jarzenia przy różnych współaktywatorach. Praca Hoogenstraaten potwierdza również przypuszczenia Klasensa, poza tym znajduje się w niej wyjaśnienie występowania większej liczby maksimumów na krzywej jarzenia fosforu ZnS, otrzymanego przy prażeniu w dostępie powietrza. Przypisać je należy tlenowi: pułapki najpłytsze odpowiadałyby miejscom pustym po siarce, która uszła jako  $\text{SO}_2$ , pułapki średniej głębokości — jonom kompleksowym złożonym z tlenu i aktywatora, a pułapki najgłębsze odpowiadałyby samym jonom tlenu.

Z tego krótkiego przeglądu wynika, że sprawa mechanizmu świecenia fosforów krystalicznych nie przedstawia się prosto, że przynajmniej nie we wszystkich fosforach przy akcie absorpcji elektron zostaje oderwany od aktywatora, że charakter pułapek może być różny, a wreszcie i to, że w dziedzinie badań struktury centrów i pułapek jest jeszcze wiele do zrobienia.

#### Literatura

1. Lenard, Tomaschek, Handbuch der Exp. Phys. t. XXIII (1928).
2. P. Pringsheim, Fluorescence and Phosphorescence, New York — London (1949).
3. Н. Ф. Жиров, Люминофоры, Г. И. О. П., 1950.
4. Ewles and Lee, J. Electrochem. Soc. **100**, 392 (1953).
5. Johnson, Williams, J. Chem. Phys. **21**, 125 (1953).
6. Bube, Phys. Rev. **80**, 655, 764 (1950) i **90**, 70 (1953) i J. Chem. Phys. **20**, 703 (1952).
7. H. Klasens, J. Electrochem. Soc. **100**, 72 (1953).
8. Hoogenstraaten, J. Electrochem. Soc. **100**, 356 (1953).
9. Johnson, Williams, J. Chem. Phys. **21**, 125 (1953).

*Jerzy Sawicki*  
Instytut Fizyki PAN

## Nowa interpretacja modeli jądrowych

### Wstęp

W ciągu dwóch ostatnich lat grupa fizyków teoretyków z uniwersytetu w Bloomington w stanie Indiana w USA (K. A. Brueckner, R. J. Eden, K. W. Ford, N. C. Francis, C. A. Levinson, H. M. Mahmoud, K. M. Watson) rozwinęła nową metodę badania problemu wielu ciał i modeli jądrowych [1]—[11]. Fizycy ci, jeśli chodzi o interpretację, stanęli na stanowisku, że modeli nie należy traktować jako przybliżeń dla funkcji falowej rzeczywistego jądra, lecz tylko jako konstrukcje pomocnicze, umożliwiające pokonywanie matematycznych trudności teorii. Jeśli chodzi o metodę matematyczną, autorzy cytowanych prac konsekwentnie i skutecznie stosują metody symboliczne algebry operatorowej, rozwinięte przez Lippmanna i Schwingera [12], Chewa i Goldbergera [13] oraz Watsona [14].

Celem niniejszego artykułu jest naszkicowanie podstawowych założeń i idei nowego sposobu podejścia do problemu modeli jądrowych głównie na podstawie dwóch prac [5] i [6]: Eden i Francis: „Teoria modeli jądrowych“ oraz Brueckner, Eden i Francis „Reakcje wysokich energii a dowód istnienia korelacji w funkcji falowej stanu podstawowego jądra“. W pierwszej z tych prac opisany został program budowy unitarnej teorii struktury jądra, w którym uzyskuje się funkcje falowe dla różnych modeli przez transformację funkcji falowej rzeczywistego jądra. Takie sformułowanie daje podstawę do wyjaśnienia sukcesu modeli o słabym sprzężeniu i pokazuje, że nie są one w sprzeczności z uznaniem faktu, że nukleony mają bardzo silne wzajemne interakcje. Wyjaśnienie, zdaniem autorów, leży w tym, że tylko w pewnych okolicznościach „cząstki“ w modelach jądrowych można interpretować jako nukleony. Autorzy badają własności, które muszą mieć operatory transformujące funkcję falową rzeczywistego jądra do funkcji falowej modelu i rozważają, jak dalece własności te są spełnione w praktyce dla konkretnych modeli.

W drugiej pracy badane są odstępstwa od modelu powłokowego, wyrażające się w wyraźnych efektach korelacji ruchów nukleonów (wielu ciał) w funkcji falowej stanu podstawowego jądra. Efekty te uzewnętrzniają się najwyraźniej w przekrojach czynnych na kilka reakcji jądrowych wysokiej energii. Autorzy poddali dyskusji pięć następujących reakcji: fotofekt jądrowy, absorpcję mezonów przez jądra, proces deuteronowego pickup, rozpraszanie proton-proton w jądrze i produkcję mezonów w zderzeniach proton-jądro. Odpowiednie przekroje czynne zależą od rozkładu pędów nukleonu w jądrze, który może być przedstawiony przy dużych energiach przez funkcję pojedynczą, dającą rozsądną zgodność z doświadczeniem dla wszystkich rozważanych procesów. Wspomniany rozkład pędów różni się istotnie od rozkładu wynikającego z modelu powłokowego i daje tym samym dowód istnienia silnych korelacji w funkcji falowej stanu podstawowego jądra.

Metod transformacyjnych, rozwiniętych głównie w poprzedniej pracy, użyto do budowy unitarnej teorii dyskutowanych procesów.

### Ogólna idea nowej teorii modeli

Ostatnio wiele aspektów struktury jądra zdołano z dużym powodzeniem opisać za pomocą szeregu modeli jądrowych. Najbardziej uderzające sukcesy uzyskano na gruncie modelu powłokowego i modelu optycznego Weisskopfa (*clouded crystal ball model*). Jest zatem rzeczą jasną, że dla niskich energii musi istnieć ścisła korespondencja między tymi modelami a jądrem rzeczywistym. Z drugiej strony modele te oparte są na założeniu słabej interakcji między cząstkami, które opisują, i to założenie wydaje się sprzeczne z silnymi interakcjami nukleonów, które obserwuje się w zderzeniach. Autorzy wskazują, że sprzeczność ta jest pozorna, jeśli się przyjmie, że cząstki w tych modelach nie muszą być zawsze interpretowane jako nukleony.

Pierwszym punktem programu pracy Edena i Francisa jest ustawienie i wyjaśnienie formalizmu, w którym główną rolę odgrywa transformowanie funkcji falowych różnych modeli do rzeczywistych funkcji falowych jądra za pomocą „operatorów modeli“. Dalej rozważa się, jak aktualne modele pasują do ram nowej teorii, i wreszcie rozważa się problem używania „operatorów modeli“ w praktycznych zastosowaniach teorii. Ponieważ teoria ta pokazuje, że cząstki na przykład w modelu powłokowym nie muszą być nukleonami, konieczny jest dowód, że wyniki modelu powłokowego można wyjaśnić na gruncie nowej interpretacji. Autorzy nie wyprowadzają założeń modelu powłokowego, choć ich formalizm prowadzi do samouzgodnionych równań, których rozwiązanie pro-

wadzi do jamowego potencjału tego modelu. Pierwszym zadaniem jest pokazanie konsystencji z nową metodą dla następujących aspektów modelu powłokowego: cząstki w modelu podlegają zasadzie Pauliego, jak gdyby były neutronami i protonami, poziomy energetyczne są przewidziane z dostateczną dokładnością, aby wskazać porządek zapelniania stanów jednocząstkowych, moment pędu i parytet są dokładnie przewidziane, jak również reguły wyboru. Lista ta nie jest oczywiście pełna, ale wskazuje ważne problemy interpretacyjne. W dalszym ciągu należy rozważyć na gruncie nowej teorii takie braki modelu, jak niemożność poprawnego podania elementów przejść dla różnych procesów.

Nowa metoda jest zupełnie ogólna i stosuje się do dowolnego modelu. Autorzy wybrali tylko kilka aspektów teorii dla pokazania siły podanej metody. Rozważają model jednocząstkowy, model powłokowy i pokrewny model optyczny Weiskopfa.

Wychodzi się z przedstawienia, w którym funkcję falową jądra można napisać w postaci  $\Psi(A) = \Psi(x_1, x_2 \dots x_A)$ , gdzie  $x_i$  są współrzędnymi nukleonów. Odpowiednie równanie Schrödingera ma hamiltonian  $H$ , który zawiera energię potencjalną  $V(x_1, x_2 \dots x_A)$ , która może w ogólności obejmować także potencjały wielocząstkowe, opisujące tak zwane „many body forces“ (wydaje się jednak prawdopodobne, że te ostatnie mogą być w pierwszym przybliżeniu zaniebane). Wiadomo z danych dla rozprożeń nukleon-nukleon, że między nukleonami występują bardzo duże siły i wydaje się bardzo mało prawdopodobne, żeby te siły były znacznie różne od sił między nukleonami w jądrze. Dla dużych sił jądrowych potencjał  $V$  jest szybkozmienną funkcją i  $\Psi(A)$  zawiera silne efekty korelacyjne; w szczególności dla odpychania nukleonów na małych odległościach  $\Psi(A)$  powinno być małe, kiedy  $|x_i - x_j|$  jest małe. Jasne jest, że  $\Psi(A)$  będzie bardzo skomplikowaną funkcją i w ogólności nie da się przybliżać przez iloczynowe funkcje falowe, używane w modelach takich, jak model powłokowy.

Gdyby miało się wyjaśnić sukcesy tych modeli na gruncie obecnej teorii kwantów, musi być możliwe dokonywanie transformacji funkcji falowej modelu  $\Phi(A)$  do znacznie bardziej złożonej funkcji  $\Psi(A)$  jądra rzeczywistego. Różnym modelom będą odpowiadały różne transformacje, które będziemy nazywać „operatorami modeli“.

W ogólności obserwabli będą przedstawione w modelu przez operatory różne od odpowiednich operatorów dla rzeczywistego jądra i użyteczność poszczególnych modeli zależy od zachowania się obserwabli przy transformacji z użyciem odpowiedniego modelowego operatora.

Nowa metoda zawiera się w następującym: 1) rozważamy warunki, które ma spełniać przetransformowany hamiltonian  $H^m = M^+ H M$ , które

są istotne w użytym modelu, 2) dedukujemy własności operatora modelu  $M$ , 3) badamy, czy w ogólności warunki te można spełnić jakimś  $M$ , 4) rozważamy, jak dalece warunki te umożliwiają nam traktowanie modelu jako jądra rzeczywistego, 5) rozważamy, czy te warunki są spełnione przez istniejące modele, 6) jeśli warunki są spełnione tylko w sposób przybliżony, rozważamy możliwe poprawki, 7) dyskutujemy o fizycznych przyczynach powodujących, że dane modele spełniają wyżej wymienione warunki, 8) rozwijamy teorię matematyczną dla szczególnych postaci operatora modelowego.

Warunki użyteczności, które nakładamy na  $H^m$ , nie mogą być wszystkie spełnione przez jeden jakiś model. Są one: a)  $H^m$  ma być takie, żeby przetransformowana funkcja  $\Phi(A)$  była prosta dla celów rachunkowych, np. faktoryzowała się jak w modelu powłokowym, b)  $H^m$  powinno być niezmiennicze ze względu na obroty i odbicia w osiach współrzędnych i ze względu na obroty w przestrzeni spinu izotopowego; przy spełnieniu tych warunków możliwe jest zdefiniowanie nowej transformacji, która nie zmienia momentu pędu, parytetu i operatorów ładunkowych — wtedy dla tych operatorów model odpowiada jądro rzeczywistemu, c)  $H^m$  powinno dawać to samo widmo energii, co pierwotny hamiltonian; znaczy to, że  $M$  powinien być operatorem unitarnym, d)  $H^m$  powinien być hamiltonianem dla systemu cząstek spełniających zasadę Pauliego, jak dla neutronów i protonów; ten warunek nakłada pewne warunki symetrii na  $M$ , e) dla niskoenergetycznego rozpraszania elastycznego dla modelu jednocząstkowego  $M$  musi komutować z częścią macierzy zderzeniowej, odpowiadającą zderzeniom elastycznym, f) dla jednocząstkowego modelu jest istotne, żeby  $\Phi(A) = \psi(x_A) \Psi_0(A-1)$ , gdzie  $\Psi_0(A-1)$  jest stanem podstawowym jądra  $A-1$ . Ta lista jest, oczywiście, daleka od pełnej.

Podstawowym punktem programu jest [4], ponieważ w praktyce spełnienie jednocześnie wszystkich powyższych warunków jest niemożliwe. Wynika stąd, że żaden z osobna model jądrowy nie może przedstawiać jądra rzeczywistego, tzn. cząstki w modelu nie mogą być zawsze interpretowane jako nukleony. Tak na przykład dla modelu powłokowego „cząstka“ w modelu nie ma energii wiązania nukleonu. Dla modelu jednocząstkowego możemy wybrać transformację tak, że cząstka ma energię wiązania ostatniego nukleonu dodanego, ale widać, że taki model nie może dać w ogólności poprawnego momentu magnetycznego, jeśli cząstka jest interpretowana jako nukleon w określonym stanie momentu pędu.

Modele jądrowe rozważane w [5] były, oczywiście, zawsze traktowane jako przybliżone. Pewne z tych faktów są dobrze znane; na przykład używanie iloczynowych funkcji falowych w modelu powłokowym wyklucza ruchy kolektywne pewnego typu, ale fakt, że ograniczenia na



model mogą polegać na sprzecznych żądaniach, zauważono — jak się wydaje — dopiero na gruncie nowej interpretacji.

W pozycji [6] rozważamy pewne poprawki, które odnoszą się do momentów magnetycznych i odchyłeń od linii Schmidta.

Interpretacja, którą dajemy w [7], opiera się głównie na działaniu zasady Pauliego przy niskich energiach. Ta sytuacja była rozważana przez Weiszkopfa dla uzasadnienia modelu powłokowego. Jego głównym punktem jest fakt, że przy niskich energiach zajęte są wszystkie stany nukleonowe tak, że z powodu zasady Pauliego każdy nukleon może zmieniać swój stan tylko przez przejście, w którym uczestniczą stany wysokoenergetyczne; te przejścia mają małe prawdopodobieństwo i zatem nukleon w niskoenergetycznym stanie będzie się poruszał z długą średnią drogą swobodną.

Trudność leży w przypisaniu znaczenia „stanowi nukleonu“, kiedy współrzędne nukleonu występują tylko w silnie skorelowanej funkcji falowej. W celu zdefiniowania stanu nukleonu konieczne jest użycie pewnej wielkości podobnej do jednostkowej funkcji falowej, a to wydaje się niemożliwe dla nukleonu w jądrze. Rozważmy problem z punktu widzenia transformacji funkcji falowej modelu powłokowego do funkcji rzeczywistego jądra. Zasada Pauliego ważna jest w modelu, ponieważ jest ważna w jądrze. Argumenty Weiszkopfa mogą teraz być zastosowane do rozważania zmian w obserwablach przy transformacji. Wzbudzone stany modelu występują teraz jako stany pośrednie i okazuje się, że dla pewnych operatorów duże różnice energii w przejściu mają główny upraszczający efekt i w pewnych wypadkach czynią operator przemiennym (w przybliżeniu) z transformacją. Jednak nie wynika stąd, że zawsze istnieje ścisła analogia między aktualną funkcją falową jądra a funkcją modelu. W tym sensie wydaje się, że argumenty Weiszkopfa dają pewne uzasadnienie istnienia transformacji, która łączy rzeczywiste jądro z modelem składającym się z cząstek poruszających się przy słabej interakcji i spełniających inne warunki modelu powłokowego.

Tym ideom fizycznym można nadać formę matematyczną.

### Formalne wyprowadzenie modelu jednostkowego

Wychodzimy z równania Schrödingera dla  $A$  nukleonów w reprezentacji, w której energia kinetyczna jest sumą energii kinetycznych  $A$  nukleonów, a energia potencjalna jest funkcją współrzędnych  $A$  nukleonów:

$$(E - H_A) \Psi(x_1, x_2, \dots, x_A) = 0 \quad (1)$$

$$H_A = \sum_{i=1}^A T_i + V_A \quad (2)$$

$V_A$  zależy od wzajemnych odległości  $|x_i - x_j|$  oraz zawiera potencjały wielu ciał. Części dwunukleonowe  $V$ , jak wynika z rozproszeń, są szybko zmiennymi funkcjami  $|x_i - x_j|$  i jest mało prawdopodobne, żeby duże siły były skompensowane (wygładzone) przez interakcje wielu ciał.  $\Psi(A)$  zawiera silne korelacje, tak że jest małe, kiedy dwa nukleony są w obszarze silnego odpychania. Dlatego nie można przybliżać  $\Psi(A)$  przez iloczyny, bo w ogólności funkcje będące czynnikami w iloczynach wyraźnie zachodzą na siebie w obszarze między położeniami nukleonów. Rozważmy najpierw transformację, która spełnia bardziej proste warunki niż te, które są konieczne w praktyce. Przyjmiemy, że nukleony można rozróżniać i że istnieje taki operator unitarny  $M$ , że:

$$\Psi(A) = M\Phi(A) \quad (3)$$

$$\Phi(A) = \psi(x_A)\Psi_0(A-1) \quad (4)$$

$$(E - H_A^m)\Phi(A) = 0, \quad H_A^m = M^{-1}H_A M. \quad (5)$$

W praktyce często wygodnie jest używać transformacji nieunitarnych. Wybraliśmy tu  $M$  unitarne w celu uzyskania modelu, który ma takie same widmo energii, jak jądro rzeczywiste.  $\Psi_0(A-1)$  jest funkcją falową stanu podstawowego rdzenia  $A-1$ , spełniającą równanie:

$$(E_{A-1}^0 - H_{A-1})\Psi_0(A-1) = 0 \quad (6)$$

Z (4), (5) i (6):

$$(E - E_{A-1}^0 - H_A^m + H_{A-1})\Psi_0(A-1)\psi(x_A) = 0. \quad (7)$$

Biorąc iloczyn skalarny z lewej strony z  $\Psi_0(A-1)$  mamy:

$$(E' - T'_A - W_c)\psi(x_A) = 0, \quad (8)$$

gdzie  $E' = E - E_{A-1}^0$  i

$$W_c = \langle \Psi_0(A-1) | H_A^m - H_{A-1} - T'_A | \Psi_0(A-1) \rangle \quad (9)$$

$W_c$  jest operatorem zależnym od współrzędnych cząstki  $A$ -tej, a niezależnym od współrzędnych pozostałych  $A-1$  cząstek,  $T'_A$  jest operatorem energii kinetycznej cząstki  $A$ -tej. Równanie (8) jest więc równaniem jednocząstkowym, które ma wartości własne energii, równe różnicom między energiami różnych stanów jądra  $A$  a stanem podstawowym jądra  $A-1$ .

W praktyce jako rezultat bardzo złożonego, widma jądra potencjał  $W_c$  w (8) byłby bardzo złożony. Można go uprościć, jeśli zrezygnujemy z unitarności. W miejsce  $M$  możemy dać  $MP$ , gdzie  $P$  jest operatorem rzutowym, który wybiera tylko stany odpowiadające pewnym wartościom własnym jądra  $A$ . Jeśli ten wybór jest zrobiony tak, że nowe  $W_c$  jest proste, dostaniemy model, w którym równanie jednocząstkowe daje pewne stany

wzbudzone jądra. Z postaci transformacji  $M$  wynika, że cząstka w tym modelu nie musi być identyfikowana z nukleonem. Taka identyfikacja implikowałaby, że inne obserwabla, których jeszcze nie rozważaliśmy, transformowałyby się w bardzo specjalny sposób przez  $M$ .

Warto wspomnieć o jednej możliwości uproszczenia  $W_c$ .  $T'_A$  w (8) nie musi odnosić się do masy równej masie nukleonu, zatem jeśli istnieje część  $W_c$  proporcjonalna do  $(k_A)^2$  może być ona włączona do  $T'_A$ , które dane jest przez  $k_A^2/2m$  przez wprowadzenie zmodyfikowanej masy  $m^*$  dla cząstki.

Inne operatory nie przyjmą prostej postaci w tak prostym modelu. Może być też użyteczna ogólniejsza transformacja, gdzie otrzymuje się  $\Phi$  w postaci rozwinięcia na iloczyny funkcji własnych równań (6) i (10):

$$(E_r - T'_A - W_M)\psi_r(x_A) = 0, \quad (10)$$

a mianowicie:

$$\Phi(A) = \sum_{r,s} a_{rs} \Psi_r(A-1) \psi_s(x_A) \quad (11)$$

(stany  $\Psi_r(A-1)$  jądra rzeczywistego tworzą układ zupełny).

W równaniu (10)  $W_M$  jest pewną energią potencjalną dla pojedynczej cząstki; będzie ona w przybliżeniu równa  $W_c$ , jeśli głównym wyrazem w (11) będzie  $\Phi(A) \cong \psi(x_A) \Psi_0(A-1)$ .

Inną postać użyteczną jednocząstkowego równania otrzymuje się, gdy  $M$  jest takie, że operator  $W = H_A^m - H_{A-1} - T'_A$  ma elementy macierzowe:

$$W_{rs} = \langle \Psi_r(A-1) | W | \Psi_s(A-1) \rangle. \quad (12)$$

Wtedy jednocząstkowe równanie daje układ równań:

$$(E_r - T'_A - W_{rr}) \psi_r(x_A) = \sum_{i,s \neq r} W_{rs} a_{is} \psi_i(x_A). \quad (13)$$

Jeśli niediagonalne wyrazy  $W$  są małe, to układ ten można rozwiązać w rzędzie zerowym:

$$(E_r - T'_A - W_{rr}) \psi_r(x_A) = 0, \quad (14)$$

zaś współczynniki  $a$  wyznaczyć rachunkiem zaburzeń. W przybliżeniu stan cząstki  $A$  zależy od stanu  $A-1$  cząstek. Wychodząc z rozwinięcia typu (11) i korzystając z (10), podamy tu jeszcze inne przybliżenie, gdzie cząstka  $A$  spełnia (10), gdy  $\Psi'_i(A-1)$  spełnia:

$$(E - H_{A-1}) a_{rr} \Psi'_r(A-1) = \sum_{i \neq st} W'_{rs} a_{is} \Psi'_i(A-1) \quad (15)$$

$$W'_{rs} = \langle \Psi_r | H^m - H_{A-1} - T'_A - W_M | \Psi_s \rangle. \quad (16)$$

Znów w przypadku  $W_{rs}$  małych dla  $r \neq s$  stosuje się metody zaburzeń. W najniższym przybliżeniu stan  $A-1$  cząstek zależy od stanu cząstki  $A$ -tej.

Rozważyliśmy tu formalne transformacje do typów modeli jednocząstkowych, które mogą być użyteczne. Jeśli odpowiednio uporządkujemy funkcje falowe dla jądra rzeczywistego i dla modelu, operator  $M$  formalnie można napisać:

$$M = \sum_r \Psi_r(A) \Phi_r^*(A). \quad (17)$$

Ponieważ  $\Psi(A)$  zawiera silne korelacje, korelacje te będą tkwiły w  $M$ . Z tego względu w rozważaniu *explicite* relacji między modelami a jądrem rzeczywistym wygodniej jest zwykle badać wartości oczekiwane przez transformowaniem operatorów  $\langle O^m \rangle$ . Okazuje się, że zwykle operatory dane są przez szybkozbieżne szeregi, choć  $M$  może zbiegać bardzo wolno.

### Rozpraszanie elastyczne

Przedstawimy na wstępie parę podstawowych pojęć i wzorów z teorii zderzeń w formalizmie Lippmanna - Schwingera [12]. Niech będą dane dwie oddziałujące ze sobą części jakiegoś układu (np. nukleon + + jądro), dla których energia interakcji dąży do zera, gdy części są rozdzielone przestrzennie. Niech hamiltonian niezaburzony będzie  $H_0$ , zaś energia interakcji  $H_1$ . Wtedy równanie na wektor stanu układu można zapisać w reprezentacji interakcji:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t) = H_1(t) \Psi(t), \quad (18)$$

gdzie:

$$H_1(t) = e^{iH_0 t/\hbar} H_1 e^{-iH_0 t/\hbar}. \quad (19)$$

Początkowo nie oddziałujące ze sobą części układu charakteryzuje wektor stanu  $\Psi(-\infty)$ , końcowy stan opisuje  $\Psi(+\infty)$ . Wprowadźmy transformację unitarną:

$$\Psi(t) = U_+(t) \Psi(-\infty) \quad , \quad U_+^\dagger(t) U_+(t) = 1. \quad (20)$$

Wtedy

$$\Psi(+\infty) = S \Psi(-\infty) \quad , \quad S = U_+(-\infty), \quad (21)$$

gdzie  $S$  jest macierzą rozproszeniową. Ponieważ

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} U_+(t) = H_1(t) U_+(t) \quad , \quad U_+(-\infty) = 1 \quad (22)$$

mamy równanie całkowe:

$$U_+(t) = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \Theta^+(t-t') H_1(t') U_+(t') dt', \quad (23)$$

gdzie

$$\Theta^+(\xi) = \begin{cases} 1 & \text{dla } \xi \geq 0 \\ 0 & \text{dla } \xi < 0 \end{cases}.$$

Stąd

$$S = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} H_1(t) U_+(t) dt. \quad (24)$$

Niech  $\Phi_a$  i  $\Phi_b$  opisują stany początkowy i końcowy rozdzielonego systemu. Wtedy prawdopodobieństwo przejścia  $a \rightarrow b$  będzie:

$$W_{ba} = |\langle \Phi_b | S | \Phi_a \rangle|^2 = |S_{ba}|^2. \quad (25)$$

Wygodniej jest posługiwać się operatorem  $T = S - 1$ . Wtedy:

$$W_{aa} = |T_{aa}|^2, \quad b \neq a. \quad (26)$$

Zgodnie z (24) mamy:

$$T_{ba} = - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \Phi_b | H_1(t) U_+(t) | \Phi_a \rangle \quad (27)$$

$\Phi_b$  nie jest ściśle funkcją własną  $H_0$ , bo jest stanem rozdzielonego przestrzennie systemu, zaś przestrzenną lokalizowalność w sensie określonej odległości części systemu może dać dopiero pakiet falowy. Można jednak uzyskać równoważny opis biorąc na  $\Phi_b$  dokładnie funkcje własne  $H_0$  ( $H_0 \Phi_b = E_b \Phi_b$ ) oraz wprowadzając adiabatyczne obcinanie interakcji, odpowiadające rozdzielaniu części systemu przez czynnik  $e^{\eta|t|/\hbar}$ , gdzie  $\eta$  jest dowolnie małe (zachowuje on automatycznie we wzorze (29) tylko fale rozchodzące się). Wtedy korzystając z (19) możemy napisać:

$$T_{ba} = - \frac{i}{\hbar} \langle \Phi_b | H_1 | \Psi_a^{(+)}(E_b) \rangle, \quad (28)$$

gdzie

$$\Psi^{(+)}(E) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i(E - H_0)t/\hbar} e^{-\eta|t|/\hbar} U_+(t) \Phi_a. \quad (29)$$

Korzystając z równania całkowego na  $U_+(t)$  mamy równanie całkowe na  $\Psi_a^{(+)}(E)$ :

$$\begin{aligned} \Psi_a^{(+)}(E) = & \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i(E-E_a)t/\hbar} e^{-\eta|t|/\hbar} \Phi_a - \\ & - \frac{i}{\hbar} \int_0^{\infty} d\tau e^{i(E-H_0)\tau/\hbar} e^{\eta\tau/\hbar} H_1 \Psi_a^{(+)}(E). \end{aligned} \quad (30)$$

Równanie to można symbolicznie zapisać:

$$\Psi_a^{(+)}(E) = 2\pi\hbar \delta(E - E_a)\Phi_a + (E - H_0 + i\eta)^{-1} H_1 \Psi_a^{(+)}(E). \quad (31)$$

Jeśli wprowadzimy  $\Psi_a^{(+)}$ :

$$\Psi_a^{(+)}(E) = 2\pi\hbar \delta(E - E_a) \Psi_a^{(+)} \quad (32)$$

wtedy:

$$\Psi_a^{(+)} = \Phi_a + (E_a - H_0 + i\eta)^{-1} H_1 \Psi_a^{(+)} \quad (33)$$

Wprowadźmy wg Chewa i Goldbergera [13] operator  $\Omega$ , taki, że  $\Psi_a^{(+)} = \Omega \Phi_a$ ; wtedy  $\Omega$  spełnia równanie całkowe:

$$\Omega = 1 + (E_a - H_0 + i\eta)^{-1} H_1 \Omega. \quad (34)$$

Możemy teraz przejść do naszego zagadnienia. Pokazaliśmy poprzednio, że można wybrać transformację dającą dobre poziomy energetyczne za pomocą modelu jednocząstkowego, jeśli nie ma ograniczeń co do złożoności jednocząstkowego potencjału. Obecnie zbadamy, czy można w ogólności wybrać transformację, która daje model jednocząstkowy, mający dobre elementy macierzowe dla elastycznego rozpraszania neutronów na jądrze. Równanie Schrödingera (5) można zapisać:

$$(E - T_A - H_{A-1}) \Psi_0(A-1) \psi(x_A) = W \Psi_0(A-1) \psi(x_A). \quad (35)$$

gdzie

$$W = H_A^m - H_{A-1} - T_A. \quad (36)$$

Pokażemy, że macierz elastycznego rozpraszania, dana przez potencjał  $W$ , ma wartość oczekiwaną dla stanu  $\Psi_0(A-1)$ , równą macierzy elastycznego rozpraszania, daną przez  $W$  (równanie (9)) dla jednocząstkowego problemu. Równanie (35) ma rozwiązanie odpowiadające płaskiej fali płaskiej  $\lambda_A$  dla cząstki  $A$ :

$$\Psi_0(A-1) \psi(x_A) = \Omega \Psi_0(A-1) \lambda_A, \quad (37)$$

gdzie

$$\Omega = 1 + (E - H_{A-1} - T_A + i\eta)^{-1} W\Omega. \quad (38)$$

Dla macierzy  $T = W\Omega$  mamy:

$$\begin{aligned} \langle \lambda'_A \Psi_0(A-1) | T | \Psi_0(A-1) \lambda_A \rangle &= \langle \lambda'_A \Psi_0(A-1) | W\Omega | \Psi_0(A-1) \lambda_A \rangle = \\ &= \langle \lambda'_A \Psi_0(A-1) | W | \Psi_0(A-1) \psi(x_A) \rangle = \langle \lambda'_A | W_c | \psi(x_A) \rangle \end{aligned} \quad (39)$$

$\psi(x_A)$  spełnia równanie:

$$(E - T_A) \psi(x_A) = W_c \psi(x_A), \quad (40)$$

które ma rozwiązanie rozproszeniowe dla początkowej fali płaskiej:

$$\psi(x_A) = \Omega_c \lambda_A \quad (41)$$

$$\Omega_c = 1 + (E_A - T_A + i\eta)^{-1} W_c \Omega_c. \quad (42)$$

Pisząc:

$$T_c = \langle \Psi_0(A-1) | T | \Psi_0(A-1) \rangle \quad (43)$$

otrzymujemy z (39) i (41), że:

$$T_c = W_c \Omega_c. \quad (44)$$

Mamy więc fakt, że model jednocząstkowy daje to samo elastyczne rozpraszanie, co model wielocząstkowy. Następnie rozważymy, czy w ogólności można modelowy operator  $M$  wybrać tak, aby to jednocząstkowe rozpraszanie było takie samo, jak elastyczne rozpraszanie neutronów na jądrze. Najpierw widzimy, że  $M$  nie jest zupełnie określone przez żądanie, aby  $\Phi(A) = \Psi_0(A-1) \psi(x_A)$ . Można zmieniać  $\Phi(A)$  przez dalsze transformacje działające tylko na  $\psi(x_A)$ . To daje możliwość wyboru  $M$  tak, żeby było ono przemienne z częścią elastycznego rozpraszania macierzy rozproszeniowej. Ponieważ w granicy dla rozproszenia nukleon „A” nie ma korelacji z jądrem A-1, można wybrać  $M$  tak, aby w granicy działało jako macierz jednostkowa. Dla takiego  $M$  transformacja nie zmienia warunków brzegowych problemu i model daje poprawne elastyczne rozpraszanie.

Z postaci  $\Phi(A)$  w (4) jest jasne, że model ma tylko stany końcowe, dobre dla elastycznego rozpraszania. Potencjał  $W$  nie daje dobrych wzbudzonych stanów jądra A-1. Znaczy to, że  $M$  nie jest unitarne i  $W$  stanowi zespolony potencjał. Jednak można nałożyć słabszy warunek na  $M$ , że mają być zachowane poziomy energetyczne jednocząstkowych stanów wzbudzonych jądra A. Ten warunek spełnia model optyczny i  $M$  może być w praktyce wybrane tak, aby  $W_c = V_c$  — gdzie  $V_c$  jest potencjałem modelu optycznego.

Jeśli nie interesują nas rezonanse w rozpraszaniu jednocząstkowym, wystarczy wybrać  $M$  tak, aby zachować najniższe jednocząstkowe pozio-

my energetyczne nie leżące w widmie ciągłym. Okazuje się, że te warunki na  $M$  spełnia model Weisskopfa. Przybliżona równość głębokości jam potencjału tego modelu i modelu powłokowego Mayer wskazuje, że jednocząstkowe poziomy są zachowane przynajmniej w przybliżeniu.

### Model powłokowy

Rozważmy najpierw „idealny” model powłokowy i następnie zobaczymy, jak dalece odpowiada on modelowi Mayer-Jensen. Dalej zobaczymy, dlaczego pewne warunki na  $M$  spełnione są w praktyce. Żądamy, aby:

$$\Psi(A) = M \Omega(A) \quad (45)$$

$$\Phi(A) = \prod_{i=1}^A \psi_i(x_i), \quad (46)$$

gdzie każda jednocząstkowa funkcja spełnia równanie:

$$(E_i - T_i - W_s) \psi_i(x_i) = 0 \quad (47)$$

$$H^m = M^+ H M = \sum_{i=1}^A (T_i + W_s(x_i)). \quad (48)$$

jeśli  $M$  jest unitarne, wtedy:

$$E = \sum_{i=1}^A E_i, \quad (49)$$

gdzie  $E$  jest wartością własną dla równania:

$$\left( E - \sum_{i=1}^A T_i - V \right) \Psi(A) = 0. \quad (50)$$

Wtedy

$$\left( E - \sum_{i=1}^A T_i - \sum_{i=1}^A W_s(x_i) \right) \Phi(A) = 0. \quad (50a)$$

Jeśli tylko  $\Psi(A)$  i  $\Phi(A)$  spełniają odpowiednie warunki brzegowe, wtedy z powodu (50a) i (50)  $M$  spełnia równanie:

$$\left[ E - \sum_{i=1}^A T_i - \sum_{i=1}^A W_s(x_i) \right] M = \left[ V - \sum_{i=1}^A W_s(x_i) \right] M. \quad (51)$$

Uzyskany układ równań na  $W_s$ ,  $\Phi(A)$  i  $M$  należy rozwiązać metodą samouzdognioną startując z próbnego potencjału  $W_s$  w równaniu (50). Sukces modelu Mayer-Jensen (choć nie dla energii wiązania) wskazuje, że w rzeczywistości można wybrać prostszą postać  $W_s$  i uzyskać dobre wyniki.



$M$  można wybrać symetryczne we współrzędnych protonów i współrzędnych neutronów, aby cząstki opisane przez (47) spełniały zasadę Pauliego. Wtedy funkcja falowa dla modelu będzie antysymetryczną sumą iloczynów funkcji własnych (58). Jeśli nie założymy niezależności sił jądrowych od ładunku, będziemy mieli różne potencjały dla dodatnich i neutralnych cząstek modelu. Stąd stan podstawowy modelu otrzymuje się przez zapełnienie najniższych jednocząstkowych poziomów tak, jakby cząstki były protonami i neutronami.

Jama  $W_s$  będzie zależeć od liczby nukleonów i powinno się pisać  $W_s(A)$ . Dla  $W_s(A + 1)$  wszystkie wartości energii ulegają małej zmianie (funkcje falowe też). Stąd otrzymujemy dla różnicy całkowitych energii:

$$\left[ E(A + 1) - E(A) \right] = E_{A+1} + \sum_{i=1}^A \Delta E_i,$$

gdzie  $\Delta E_i$  są małymi zmianami energii (dla idealnego jednocząstkowego modelu było:

$$E_{A+1} = E(A + 1) - E(A). \quad ).$$

Zakładamy, że nowy hamiltonian jest niezmienniczy względem obrotów i odbić osi współrzędnych. Wtedy  $M$  można wybrać tak, że parytet i moment pędu dadzą się wyliczyć dokładnie za pomocą modelu. Dla stanu podstawowego modelu sukcesywne zapełnienie poziomów prowadzi do zajęcia wszystkich stanów momentu pędu przy danej energii i otrzymujemy efekty zamkniętych powłok.

Rozważmy obecnie, do jakiego stopnia model Mayer-Jensen odpowiada omówionemu wyżej modelowi idealnemu. Potencjały  $W_s$  zawierają sprzężenie spin-orbita. Nasze rozważania ogólne nie dają żadnej konkretnej postaci  $W_s$ , choć w zasadzie  $W_s$  można wyprowadzić z samouzgodnionych równań. Całkowite energie w modelu Mayer nie spełniają relacji (49), choć różne  $E_i$  są uporządkowane tak, że powłoki zapełniają się właściwie. Nie wszystkie poziomy energetyczne (np. rotacyjne) są uwzględnione. Wnioskujemy, że  $M$  nie jest unitarne, ale że dla „niekolektywnych“ poziomów  $M$  tylko wyskalowuje energie bez zmiany porządku poziomów. Nowy hamiltonian niezmienniczy względem obrotów i odbić daje poprawne zwyrodnienie poziomów, co znaczy, że parytet i moment pędu komutują z  $M$ . Stąd model daje dobre liczby parytetu i momentu pędu. Podobnie reguły wyboru ważne będą w tym modelu.

Okazuje się, że model powłokowy odpowiada przybliżeniu danemu przez (10), (15), (16). Jama, w której porusza się  $A-1$  cząstek, zależy od obecności cząstki  $A$ -tej, a nawet ściślej — od jej stanu. Zapełnienie jednocząstkowych stanów w modelu jest nieczułe na tę pośrednią zależność

i dlatego w  $W_s(A)$  można zaniedbać zależność od  $A$ . Inne obserwable zależą bardziej od jamy, na przykład moment magnetyczny. Jeśli wiadomo, że jądro  $A-1$  ma moment magnetyczny równy zeru, nie wiemy, czy  $A-1$  cząstek w jądrze  $A$  ma też moment magnetyczny równy zeru. Dlatego cząstki  $A$ -tej w modelu powłokowym nie można uważać za poruszającą się w polu bezwładnego rdzenia  $A-1$ . Można albo próbować wytłumaczyć to przez ruchy kolektywne (model Bohra-Mottelсона), albo dokonywać transformacji do jednocząstkowego modelu (8). W tym ostatnim jednak przypadku nie można wnioskować, że  $W_c$  jest niezmiennicze wobec obrotów, ponieważ  $W_c$  różni się od  $W_s$ .

W praktyce  $M$  odpowiadające modelowi jednocząstkowemu z potencjałem  $W_0$  komutuje z momentem pędu (tylko dla pewnych jąder jest przemiennie z  $\vec{J}$ ). Wynika to z faktu, że momenty magnetyczne jąder nie leżą w ogólności na liniach Schmidta. Matematycznie znaczy to, że jednocząstkowe funkcje  $\psi_r(x_A)$  nie odpowiadają liczbom kwantowym momentu pędu. Oczywiście można rozłożyć:  $\psi_r(x_A) = \sum_s b_{rs} \psi'_s(x_A)$ , gdzie  $\psi'_s(x_A)$

są stanami własnymi, na przykład hamiltonianu modelu Mayer. Jak widzieliśmy, dla modelu Mayer przy liczeniu momentów magnetycznych (lub kwadrupolowych) wynikają dwa błędy. Pierwszy zachodzi, gdy odpowiednie operatory nie komutują z operatorem modelu, drugi wynika z traktowania potencjału modelu powłokowego jako niezależnego od liczby indywidualnych cząstek.

Zastanówmy się teraz, dlaczego istnieje  $M$  transformujące silnie oddziaływujące jądro do słabo oddziaływującego modelu. Na wstępie powiedzieliśmy, że nie można wiele wagi dawać określeniu „stan nukleonu w jądrze“. Dzięki silnej interakcji nukleonów  $\Psi(A)$  nie można wyrazić jako iloczynu, a tylko dla „stanów iloczynowych“ pojęcie jednonukleonowych stanów ma jasne znaczenie. Dlatego nie można używać jakościowych argumentów opartych na pojęciu stanu nukleonów i na zasadzie Pauliego. Nawet gdyby takie argumenty były ważne i prowadziły do oczekiwania długich dróg nukleonów swobodnych, byłoby niesłuszne wnioskować stąd, że interakcja między nukleonami jest słaba. Model składa się z cząstek spełniających zasadę Pauliego i zajmujących najniższe z układów poziomów energetycznych. Przy liczeniu operatorów w modelu okazuje się, że są one proste rzeczywiście dzięki zasadzie Pauliego i zapełnieniu wszystkich sąsiednich stanów. To sugeruje, że ważność modelu Mayer wynika z działania zasady Pauliego w modelu. Jest to oczywiście w związku z zasadą Pauliego w rzeczywistym jądrze, ale nie takim prostym, jaki proponował We i s s k o p f.

## Reakcje wysokiej energii

W ciągu ostatnich paru lat zebrano duży materiał dowodowy o stanie podstawowym jąder. Materiał ten, zebrany z różnych typów doświadczeń, zawiera pozornie sprzeczne informacje o stanie podstawowym. Jeden ich typ pochodzi z niskoenergetycznego badania stanu podstawowego i niskich wzbudzonych stanów jąder, drugi zaś z eksperymentów wysokich energii. W pracy [6] autorzy dyskutują związki faktów wpływających z obu typów na podstawie analizy następujących reakcji wysokich energii: fotoefektu jądrowego, absorpcji mezonów przez jądra, procesu pickup, rozpraszania proton-proton w jądrze, produkcji mezonów w zderzeniach proton-jądro. Wszystkie te reakcje podobne są do siebie tym, że dają metodę obserwacji z dużą dokładnością, bo badają strukturę jądrową cząstkami o długości fali mniejszej niż typowe odległości w jądrze. Dlatego można przez te reakcje badać takie detale struktury, które nie są dostępne, jeśli się ograniczyć do małych energii. Okazuje się, że informacje, które dostajemy dzięki wysokim energiom, sprzeczne są z modelem powłokowym sformułowanym w zwykły sposób i wymagają zmiany jego interpretacji w sensie opisanym w poprzednich paragrafach niniejszego artykułu.

Przekroje czynne na badane procesy zależą od funkcji rozkładu pędów nukleonów w jądrze w ten sam sposób, jeśli tylko energie są dostatecznie wielkie. W nowej teorii tych procesów funkcja rozkładu pędów różni się nieco od funkcji Chewa i Goldbergera [15] z powodu użycia tu innego typu „przybliżenia pędowego“ (Heidmanna [16]). Ten typ przybliżenia ważny jest bardziej ogólnie. Ograniczymy się do dokładniejszej analizy tylko dwóch procesów: procesu pickup i fotoefektu jądrowego.

### Materiał doświadczalny

#### *A. Proces deuteronowego pickup*

Proces ten polega na wyrzuceniu z jąder szybkich deuteronów przez szybkie neutrony (patrz art. J. Dąbrowskiego [17]). Klasyczną teorię tego procesu podali Chew i Goldberger [15], a rozwinął Heidmann [16]. Przebieg zjawiska jest następujący: szybki neutron (np. 90 MeV), przechodząc przez jądro, spotyka proton, którego pęd jest taki, że względny pęd neutronu i protonu pozwala na utworzenie się deuteronu. W takiej sytuacji neutron może „wyłowić“ proton z jądra i uciec jako deutron. Oczywiście jest, że prawdopodobieństwo tego procesu jest czułą funkcją rozkładu pędu protonu w funkcji falowej stanu podstawowego; można zatem empirycznie wydedukować szereg własności funkcji

falowej. W wyniku uzyskanym przez Chewa i Goldberga przekrój czynny zależy najsilniej od czynnika:

$$N(\vec{k}) = \left| \int \Psi_I(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{r} \right|^2, \quad (52)$$

gdzie  $\Psi(\vec{r})$  jest początkową funkcją falową wyrwanego protonu. Analiza tych autorów dała dla najlepszej zgodności z doświadczeniem:

$$N(\vec{k}) = \frac{a}{\pi^2} \frac{1}{(a^2 + k^2)^2}, \quad (53)$$

gdzie  $a^2/2m = 18 \text{ MeV}$ . Rozkład ten różni się wyraźnie od rozkładu dla gazu Fermiego lub modelu powłokowego tym, że występują tu znacznie silniejsze domieszki składowych wyższych pędów, tzn. że transformaty fourierowskie funkcji falowych tamtych modeli znacznie szybciej zanikają ze wzrostem  $k$ . Tym samym proces pickup świadczy o silnych korelacjach funkcji falowej.

### B. Fotoefekt jądrowy

Przekrój czynny na fotoefekt wielkiej energii (50—200 MeV) okazał się znacznie większy, niż to wynikało z modelu powłokowego. Obecność składowej wysokich energii dla szybkich fotonukleonów wskazuje na istnienie wysokopędowych składowych w funkcji falowej stanu podstawowego. Proces ten badali Levinthal i Silverman [18] oraz Levinger [19], wszyscy w przybliżeniu dipolowym. Pierwsi autorzy uzyskują zgodność z doświadczeniem dla funkcji falowej stanu podstawowego, dającej rozkład pędów Chewa i Goldberga. Levinger, stosując inny rachunek, dostaje również w wyniku dla wysokopędowych składowych wyraźne odstępstwo od nieskorelowanej funkcji falowej.

## Teoria ogólna

### A. Ogólny opis metody

Wspólną cechą rozważanych poprzednio procesów jest wyraźny wpływ wysokich składowych pędowych w funkcji falowej jądra początkowego na przekroje czynne. Zakładamy, że te duże pędy są wynikiem silnych interakcji pomiędzy parami nukleonów. Dlatego też wraz z wyrzuceniem szybkiego nukleonu przez fotoprocess lub jako towarzysza w deuteronie przy procesie pickup zwykle następuje wyrzucenie drugiego szybkiego nukleonu, który był pierwotnie związany z bezpośrednio wyrzuconą cząstką. Fakt ten został już dla fotoefektu ostatnio stwierdzony (patrz prace [20], [21], [22]) z dokładnością nie pozostawiającą wątpliwości. Tak więc proces odpowiada wyrzuceniu szybkiej pary nukleonów ze stanu podstawowego, przy czym jądro końcowe jest tylko nieznacznie wzbudzone.

Gdyby funkcja stanu podstawowego była słabo skorelowana jak dla gazu Fermiego lub modelu powłokowego, elementy macierzowe zniknęłyby (w pierwszym przypadku) lub byłyby bardzo małe (w drugim przypadku). Ponieważ przeważające niskopędowe składowe funkcji falowej nie dają albo dają bardzo małe przyczynki do elementów macierzowych, znaczenie składowych o dużych pędach jest dla tych procesów zasadnicze. Zwykle uważano, że sukces modelu powłokowego wskazuje na fakt, że między nukleonowe oddziaływania w jądrze są znacznie słabsze i bardziej długozasięgowe, niżby to wynikało ze zderzeń nukleon-nukleon, co jest powodem, że ruch nukleonów daje się z dobrym przybliżeniem opisać uśrednionym polem Hartree. Przyczyną takiej sytuacji może być na przykład silnie nieliniowe zachowanie się pól mezonowych, tak że bardzo duży efekt tłumienia wygładza siły w materii jądrowej. Ten efekt może pochodzić albo od oddziaływań wielu ciał („many-body forces”) albo od nieliniowości równań mezodynamiki. W każdym razie efektywny potencjał działający na nukleon nie miałby szybko zmiennej zależności przestrzennej. Bezpośrednią konsekwencją byłoby słabe skorelowanie funkcji falowej jądra, sprzeczne z rozważanymi przez nas doświadczeniami wysokich energii. Warto też nadmienić, że teoretyczne rozważania interakcji dwóch ciał i wielu ciał wyraźnie sugerują, że duże siły dwunukleonowe działają wybitnie również w ośrodku o gęstości jądrowej.

Z powyższych względów należy przyjąć duże siły dwunukleonowe i zmodyfikować interpretację modelu powłokowego w sensie opisanym w poprzednich paragrafach niniejszego artykułu. Transformacja modelowa  $M$  wprowadza do funkcji falowej korelacje, a zarazem składowe o dużych pędach. Odstępstwa od modelu powłokowego nie są wyraźne jedynie dla doświadczeń odpowiadających wielkościom średniowanym po przedziałach przestrzennych lub czasowych, które są duże w porównaniu z charakterystycznymi odległościami korelacji lub częstościami fluktuacji stanów. W przypadkach przeciwnych — dla doświadczeń z krótkimi długościami fal — obserwujemy duże odstępstwa stanu podstawowego od systemu nieskorelowanego.

## B. Korelacje funkcji falowej a konkretne procesy

### 1. Fotoefekt jądrowy

Przekrój czynny na fotoprodukcję protonów wielkich energii w przybliżeniu dipolowym wyznaczony jest przez element macierzowy:

$$H_{of'} = \langle \Psi_{f'}(A) \left| \sum_{i=1}^z e r_i \vec{A} \right| \Psi_0(A) \rangle, \quad (54)$$

gdzie  $\vec{e}r_i$  jest momentem ładunkowym  $i$ -tego protonu. Funkcję falową stanu końcowego będziemy przybliżać korzystając z założenia, że dwa nukleony mają duże pędy, tak że funkcja jest w przybliżeniu separowalna:

$$\Psi_{f'}(A) = \Psi_{f'}(1,2) \Psi_{f'}(A-2). \quad (55)$$

Założmy, że nukleon „1” jest protonem; stowarzyszony nukleon „2” musi więc być neutronem, gdyż dwa protony nie dają przyczynku w przybliżeniu dipolowym. Założenie iloczynowej funkcji falowej jest równoważne zaniedbaniu poprawek od antysymetryzacji cząstek o dużych pędach i małych pędach, ale  $\psi_{f'}(1,2)$  i  $\Psi_{f'}(A-2)$  są zantysymetryzowane osobno. Przy takiej funkcji falowej końcowej możemy zaniedbać przyczynki do  $H_0$  od wyrazów nie zawierających położenia związanego z protonem 1.

Jeśli tylko oprócz  $\Psi_{f'}(A-2)$  pozostałe czynniki w elemencie macierzowym zależą słabo od energii pobudzenia jądra końcowego  $E_{f'}$  możemy podobnie jak w pracy [15] użyć metody „częściowego zamknięcia” dla eliminacji funkcji falowej  $\Psi_{f'}(A-2)$  z przekroju czynnego. Zdarza się to wtedy, jeśli energie wyrzuconych cząstek są wysokie; w tym przybliżeniu mamy (patrz np. [15]):

$$\sum_{f'} \left| H_{of'} \right|^2 = ZN \int \vec{d}r_3 \dots \vec{d}r_A \left| \int \int \psi_f^*(1,2) \vec{e}r_1 \vec{A} \Psi_0(1,2 \dots A) \vec{d}r_1 \vec{d}r_2 \right|^2 \dots, \quad (56)$$

gdzie  $\psi_f^*(1,2)$  odpowiada średniej energii  $E_f$ , od której słabo zależy. Czynniki  $ZN$  odpowiada liczbie sposobów wyboru protonów (1) i neutronów (2). Ten wynik również zaniedbuje wyrazy interferencyjne, co jest konsyistentne z naszymi założeniami o separowalności funkcji falowej stanu końcowego. Funkcja falowa w tym elemencie macierzowym może być wyznaczona ze znaczną dokładnością, ponieważ można przyjąć, że jest ona dana przez rozwiązanie problemu dwóch ciał dla dużych energii przy zaniedbaniu wpływu ośrodka jądrowego. W ten sposób tylko początkowa funkcja falowa jest nieznana i jej specyfikacja głównie określa element macierzowy i przekrój czynny.

Napiszmy nieskorelowaną funkcję falową początkową w postaci:

$$\frac{1}{\sqrt{ZN}} \sum_{lm} \left( \Phi_l(1) \Phi_m(2) \right) \Phi_0^{lm}(3, \dots A), \quad (57)$$

gdzie  $\Phi_0^{lm}(3, \dots A)$  jest znormalizowana do jedności. Jeśli operator modelowy  $M_{12}$  daje skorelowaną funkcję nukleonów 1 i 2, stan początkowy można przedstawić jako:

$$X'_{lm}(1,2) = M_{12} \Phi_l(1) \Phi_m(2) \quad (58)$$

przy czym funkcja  $X'_{lm}(1,2)$  daje już składowe o dużych pędach dla nukleonów 1 i 2 w jądrze. W tym przybliżeniu otrzymujemy:

$$\sum_{f'} \left| H_{of'} \right|^2 = \sum_{lm} \left| \int \int \psi_f^*(1,2) \vec{e}r_1 \vec{A} X'_{lm}(1,2) \vec{d}r_1 \vec{d}r_2 \right|^2. \quad (59)$$

Wyrażenie to można porównać (patrz Levinger [19]) z deuteronomym fotoefektem, dla którego:

$$\left| H_{of}^D \right|^2 = \left| \int \int \psi_f^*(1, 2) e^{\vec{r}_1 \vec{A}} \psi_D(1, 2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \right|^2, \quad (60)$$

gdzie  $\psi_D(1, 2)$  oznacza funkcję falową deuteronu.

## 2. Proces deuteronowego pickup

Element macierzowy dla tego procesu w przybliżeniu Borna jest:

$$H_{c,f} = \langle \Psi_{f'}(0, 1, 2) \Psi_{f'}(A-2) | V(\vec{r}_0 - \vec{r}_1) | e^{i\vec{k}_0 \vec{r}_0} \Psi_0(A) \rangle. \quad (61)$$

Podobnie jak poprzednio możemy otrzymać:

$$\begin{aligned} \sum_{f'} \left| H_{of'} \right|^2 &= \quad (62) \\ &= \int d\vec{r}_3 \dots d\vec{r}_A \left| \int \psi_f^*(0, 1, 2) V(\vec{r}_0 - \vec{r}_1) e^{i\vec{k}_0 \vec{r}_0} M_{12} \Phi_0(1, \dots, A) d\vec{r}_0 d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \right|^2 \dots \end{aligned}$$

Jeśli przyjmiemy:

$$\psi_f(0, 1, 2) = e^{i\vec{k}(\vec{r}_0 + \vec{r}_1)/2} \Phi(\vec{r}_0 - \vec{r}_1) e^{i\vec{k}_2 \vec{r}_2}, \quad (63)$$

gdzie

$$\psi_0(0, 1) = e^{i\vec{k}(\vec{r}_0 + \vec{r}_1)/2} \Phi(\vec{r}_0 - \vec{r}_1) \quad (64)$$

jest funkcją falową deuteronu, otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \sum_{f'} \left| H_{of'} \right|^2 &= \frac{2}{A^2} \sum_{lm} \left| \int e^{-i\vec{k}_1 \vec{r}_1} e^{-i\vec{k}_2 \vec{r}_2} X_{lm}(1, 2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \right|^2 \times \\ &\times \left| \int \Phi^*(\vec{r}) V(\vec{r}) e^{i(\vec{k}_0 - \vec{k}/2) \vec{r}} d\vec{r} \right|^2. \quad (65) \end{aligned}$$

Pierwszy czynnik odpowiada rozkładowi pędów nukleonów 1 i 2 w jądrze. W naszym zapisie nukleon 1 jest wyrwany i wychodzi jako część deuteronu  $\psi_0(0, 1)$  a nukleon 2 jest nukleonem odrzutu opisanym tu przez falę płaską. Drugi czynnik wylicza się *explicite* dla konkretnej funkcji deuteronomowej  $\Phi(\vec{r})$  i potencjału  $V(\vec{r})$ .

Zależność teoretycznych przekrojów czynnych od rozkładu pędu w jądrze

Pokazaliśmy, że elementy macierzowe zależą głównie od funkcji falowej stanu podstawowego poprzez wyraz:

$$f(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \frac{2}{A^2} \sum_{lm} \left| \int (2\pi)^{-3} e^{-i\vec{k}_1 \vec{r}_1} e^{-i\vec{k}_2 \vec{r}_2} X_{lm}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \right|^2, \quad (66)$$

gdzie  $k_1$  i  $k_2$  są końcowymi pędami dwóch szybkich wyrzuconych nukleonów, a  $X_{lm}$  jest przybliżoną funkcją falową początkową tych dwóch nukleonów dla dużych pędów. Można uprościć ten wynik przez wprowadzenie współrzędnych względnych i środka masy oraz założenie:

$$X_{lm}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = v^{-\frac{1}{2}} x_{lm}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) e^{i(k_1 + k_m)(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2}. \quad (67)$$

To ostatnie równoważne jest założeniu, że odstępstwa od gazu Fermiego dotyczą tylko współrzędnych względnych. W tym przybliżeniu:

$$f(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \frac{2}{A^2} \sum_{lm} \left| \int (2\pi)^{-3} e^{-i(k_1 - k_2)r/2} X_{lm}(\vec{r}) d\vec{r} \right|^2 \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_l - \vec{k}_m), \quad (68)$$

gdzie zastąpiliśmy deltę Kroneckera, dającą zachowanie całkowitego pędu, przez deltę Diraca wg relacji:

$$(\delta_{\vec{k}_1 + \vec{k}_2, \vec{k}_l + \vec{k}_m})^2 = \delta_{\vec{k}_1 + \vec{k}_2, \vec{k}_l + \vec{k}_m} = [(2\pi)^{3/2} v^{-\frac{1}{2}}]^2 \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_l - \vec{k}_m). \quad (69)$$

Jeśli przyjąć, że  $k_1, k_2 \gg k_l, k_m$  i że zachowanie pędu daje w przybliżeniu  $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$ , możemy napisać, opuszczając funkcję delty, końcowy wynik:

$$g(\vec{k}_1) = f(\vec{k}_1, -\vec{k}_1) \cong \frac{2}{A^2} \sum_{lm} \left| \int \frac{e^{-i k_1 r}}{(2\pi)^{3/2}} x_{lm}(\vec{r}) d\vec{r} \right|^2 \dots \quad (70)$$

Sumowanie po  $A^{2/2}$  parach stanów  $l, m$  jest równoważne (z czynnikiem  $2/A^2$ ) średniowaniu po gazie Fermiego. Ostatni wynik jest ściśle analogiczny do wyników Chewa i Goldberga oraz Levinthala i Silvermana i jest bardzo wygodny dla celu porównywania z doświadczeniem. W pracach ich występuje czynnik, który nazywają oni transformatą fourierowską funkcji falowej pojedynczej cząstki:

$$N(k) = \left| \int \frac{e^{-i k r}}{(2\pi)^{3/2}} \Phi(\vec{r}) d\vec{r} \right|^2. \quad (71)$$

Nasz wynik różni się tym, że  $X_{lm}(r)$  jest funkcją współrzędnych względnych pary nukleonów i że średniowanie trzeba wykonać po stanach początkowych obu nukleonów.

Porównanie z doświadczeniem wyników tej unitarnej teorii kilku zbitych procesów wysokich energii wykazało, że siły działające pomiędzy nukleonami w gęstej materii jądrowej są zaledwie nieznacznie zmienione w stosunku do odpowiednich sił działających pomiędzy swobodnymi nukleonami i stąd są duże i krótkozasięgowe. Doświadczalnie stwierdzone silne efekty korelacyjne wskazują, że duże siły dwunukleonowe nie są ani wygaszone przez efekty nieliniowe, ani wygładzone przez oddziaływanie wielu ciał.



## Literatura

1. Brueckner, Levinson i Mahmoud, Phys. Rev. 95, 219 (1954).
2. Brueckner, Phys. Rev. 96, 908 (1954).
3. Brueckner, Phys. Rev. 97, 1353 (1955).
4. Brueckner, Levinson, Phys. Rev. 97, 1344 (1955).
5. Eden, Francis, Phys. Rev. 97, 1366 (1955).
6. Brueckner, Eden, Francis, Phys. Rev. 98, 1445 (1955).
7. Brueckner, Eden, Francis, Phys. Rev. 99, 76 (1955).
8. Levinson, Ford, Phys. Rev. 99, 792 (1955).
9. Eden, Phys. Rev. 99, 1418 (1955).
10. Ford, Levinson, Phys. Rev. 100, 1 (1955).
11. Brueckner, Phys. Rev. 100, 36 (1955).
- 11a. Brueckner, Eden, Francis, Phys. Rev., 100, 891, (1955).
12. Lippmann, Schwinger, Phys. Rev. 79, 669 (1950).
13. Chew, Goldberger, Phys. Rev. 87, 778 (1952).
14. Watson, Phys. Rev. 89, 575 (1955).
15. Chew, Goldberger, Phys. Rev. 77, 470 (1950).
16. Heidmann, Phys. Rev. 80, 171 (1950).
17. Dąbrowski, Postępy Fizyki 6, 374 (1955).
18. Levinthal, Silverman, Phys. Rev. 82, 822 (1951).
19. Lvinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951).
20. Feld, Nuovo Cim., Supplemento I, 145 (1955).
21. Wattenberg et al., Phys. Rev. 95, 576 (1954).
22. Barton, Smith, Phys. Rev. 95, 573 (1954).

*Roman Mierzecki*

Zakład Optyki Molekularnej  
Instytutu Fizyki PAN

## Postępy techniki ramanowskiej

### Wstęp

Niekiedy słysząc o aparaturze do badań ramanowskich wyobrażamy sobie lampę rtęciową (często połączoną z pompą próżniową), oświetlającą naczynko ramanowskie w postaci rurki Rayleigha z zaczernionym rogiem. Światło rozproszone pod kątem prostym do kierunku padania światła pobudzającego oświetla bądź bezpośrednio, bądź za pomocą soczewki szczelinę spektrografu, a jego widmo fotografuje się na kliszy. Tego rodzaju układ stosowany prawie od początku badań ramanowskich i dziś jeszcze jest w powszechnym użyciu.

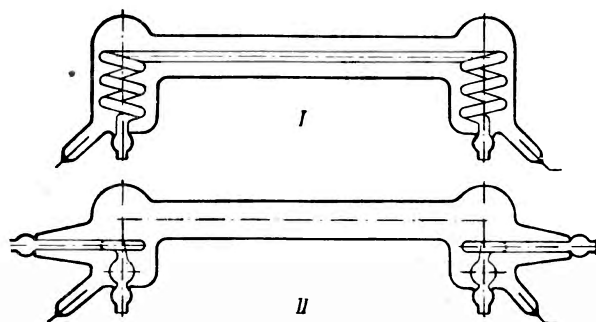
W miarę jednak rozwoju techniki elektronicznej coraz częściej zastępuje się fotograficzną rejestrację widma rejestracją fotoelektryczną za pomocą fotomnożników. Dzięki temu czas otrzymywania widma znacznie się skraca, a ponadto unikamy w ramanowskiej analizie ilościowej poważnych błędów związanych z wyznaczaniem krzywych charakterystycznych emulsji, ponieważ impuls wychodzący z fotomnożnika jest dla danej długości fali w szerokim zakresie proporcjonalny do natężenia światła padającego na fotokatodę. Natężenia te muszą być jednak dość duże, by impulsy można było odróżnić od poziomu szumów. Zatem dla słabych linii trzeba stosować szerokie szczeliny przyrządu dyspersyjnego, którym może być bądź monochromator, bądź spektrograf ze specjalną przystawką fotomnożnikową zamiast kasety.

Szeroka szczelina nie zawsze jednak prowadzi do celu, zmniejsza bowiem zdolność rozdzielczą układu i zwiększa tło. W opisanych wyżej warunkach w przypadku wąskich i słabych linii, z jakimi nieraz w praktyce mamy do czynienia, fotomnożnik nie zastąpi kliszy fotograficznej, która całkuje padające na nią światło w ciągu całego czasu naświetlania. Aby jednak i do obserwacji takich słabych linii można było stosować detekcję fotomnożnikową, aby można było stosować wąskie szczeliny przyrządu rozszczepiającego, trzeba skonstruować nowe typy lamp rtęciowych, dających duże natężenie linii widmowych o małej szerokości i niewielkie tło, oraz lepiej wykorzystywać światło rozpraszane przez badane substan-

cje. Jak wykazują bowiem rozważania teoretyczne [6, 11] strumień energii świetlnej, padający na powierzchnię fotokatody, jest m. in. proporcjonalny do natężenia światła emitowanego przez źródło oraz zależy od geometrycznych właściwości układu. Tymi właśnie zagadnieniami zajmujemy się w niniejszym artykule, pomijając problemy elektroniczne.

### Niskociśnieniowe lampy rtęciowe

Konstruowane w ostatnich latach lampy rtęciowe niskociśnieniowe wykonane są ze szkła pyreksowego i odznaczają się dużą gęstością przepuszczanego przez nie prądu, dużą jasnością i małym tłem. Lampy takie po dokładnym odpowietrzeniu zostają odtopione od układu pomp próżniowych i zapalane są bądź za pomocą cewki indukcyjnej, bądź przez chwilowe przyłożenie dostatecznie wysokiego napięcia. Niskie ciśnienie par rtęci zapewnione jest przez dokładne chłodzenie zarówno elektrod, jak i samej lampy.

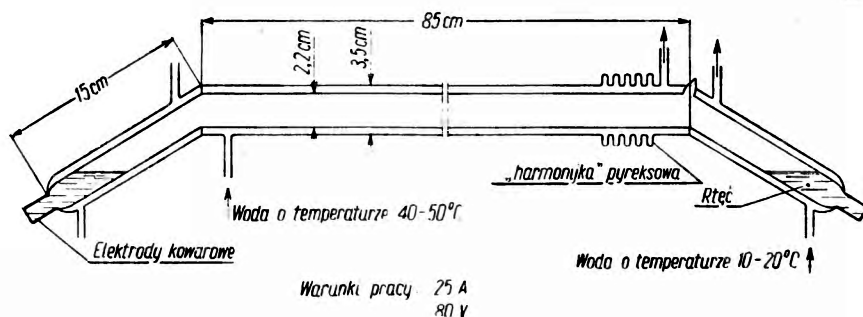


Rys. 1. Lampy rtęciowe pyreksowe Sosińskiego

W Związku Radzieckim S o s i ń s k i [4] skonstruował lampy ze szkła pyreksowego dosyć łatwe do wykonania i w naszych warunkach. Konstrukcja tych lamp jest dostatecznie zrozumiała z rysunku 1. Lampy zasilane są prądem o natężeniu 5—15 A. Dają one bardzo wąskie linie. Natężenie linii rtęciowej 4358 Å jest 10—20 razy silniejsze niż w powszechnie w Związku Radzieckim stosowanej lampie PRK 2, pracującej przy natężeniu prądu obniżonym do 1,0 A dla uzyskania równie wąskich linii. Chociaż całkowita jasność lampy Sosińskiego jest trzy razy mniejsza niż lampy PRK 2 pracującej przy normalnym natężeniu 3,3 A, daje ona jednak tak małe tło, że można stosować ją bez filtrów osłabiających przeszło dwukrotnie również i właściwą linię rtęciową. Szerokość linii lampy z chłodzeniem całego obszaru wyładowania jest — zwłaszcza przy zmniejszo-

nych natężeniach prądu — mniejsza niż lampy, w której chłodzone są tylko elektrody i części przyelektrodowe.

Stoicheff [5] skonstruował do badania widma ramanowskiego gazów lampę, która daje specjalnie wąskie linie rtęciowe (rys. 2). Lampa zaopatrzona jest w płaszcz chłodzący, przy czym elektrody i obszary przyelektrodowe są oddzielnie i silniej chłodzone. Dzięki temu zapewnione jest

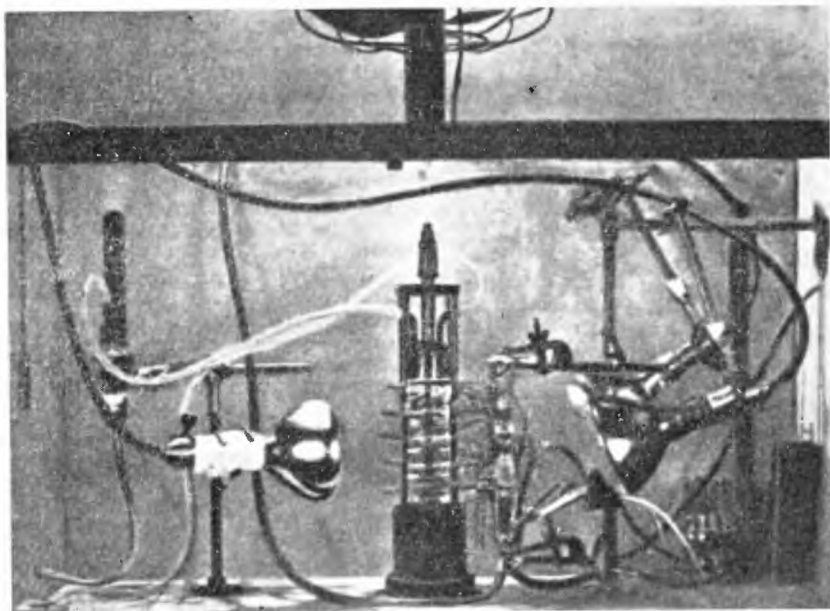


Rys. 2. Lampa rtęciowa pyreksowa Stoicheffa z oddzielnym chłodzeniem elektrod

w lampie specjalnie niskie ciśnienie par rtęci, które w oddzielnie chłodzonej części skraplają się, a skroplona rtęć spływa do elektrod. Temperatura środkowej części lampy wynosi w czasie jej pracy 40—50°, natężenie prądu 10—25 A, a nawet w miedługich okresach może osiągać 35 A przy napięciu 100—200 V.

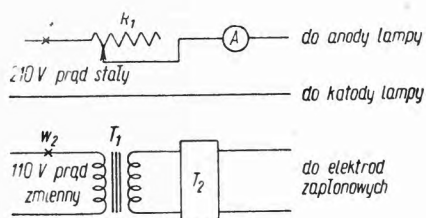
Specjalny typ lampy niskiego ciśnienia opracowany kilka lat temu w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu w Toronto nosi w literaturze nazwę lampy typu Toronto. Palnik tej lampy ma kształt śrubowy, a naczynie ramanowskie umieszcza się wzdłuż osi śruby ustawionej pionowo. Sam palnik z rurki pyreksowej o zewnętrznej średnicy 25 mm miał w pierwotnym wykonaniu 4 zwoje o średnicy 8,9 cm [2]. W połowie długości rurki umieszczono trzecią elektrodę, służącą do zapłonu. Zapłon następuje przez przyłożenie wysokiego napięcia z transformatora Tesli pomiędzy jedną z elektrod lampy i elektrodę pomocniczą po nagraniu elektrod do temperatury 60—80° wodą krążącą przez elektrody oraz grzejnikami. Wygląd lampy oraz umieszczenie grzejników i wiatraczka chłodzącego pokazuje rys. 3. Lampa zasilana jest prądem stałym o napięciu 220 V, a w czasie pracy różnica potencjałów pomiędzy elektrodami wynosi 85 V. Natężenie prądu wynosi 15 A. Dosyć prosty układ zasilający przedstawiony jest na rys. 4.

Rysunek 5 przedstawia lampę typu Toronto o 3,5 zwojach z chłodzącą rurką wewnętrzną o średnicy 10 mm [11]. Dzięki temu chłodzeniu



Rys. 3. Pierwotne wykonanie lampy rtęciowej „Toronto“. Na fotografii widoczne grzejniki ogrzewające palnik lampy przed zapłonem oraz wiatraczek

można zwiększyć natężenie przepływającego prądu do 30 A. Woda chłodząca po przejściu przez cały układ w czasie pracy lampy ma temperaturę  $60^{\circ}$ . Elektryczny układ zasilający lampę przedstawiony jest schematycznie na rys. 6. Jest on w zasadzie podobny do poprzedniego, lecz bardziej zautomatyzowany. Po włączeniu głównego wyłącznika i wyłącznika zapłonu dzięki działaniu

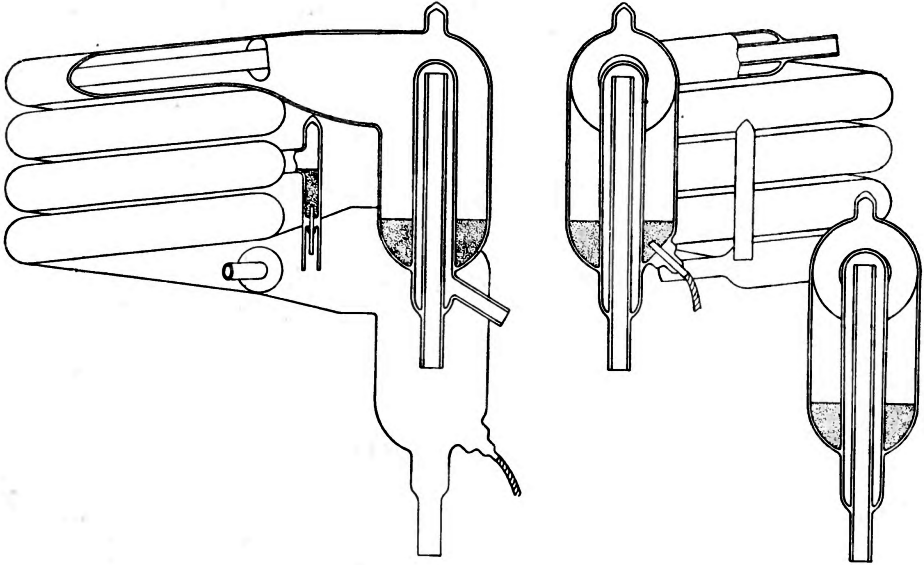


Rys. 4. Prosty układ elektryczny do lampy „Toronto“.  $R_1$  opornica suwakowa  $20 \Omega$ , chłodzona wodą ogrzewającą elektrody w czasie zapłonu.  $W_1$  wyłącznik,  $W_2$  klucz telegraficzny włączający napięcie zapalające,  $T_1$  transformator 115/6,3 V,  $T_2$  transformator iskry

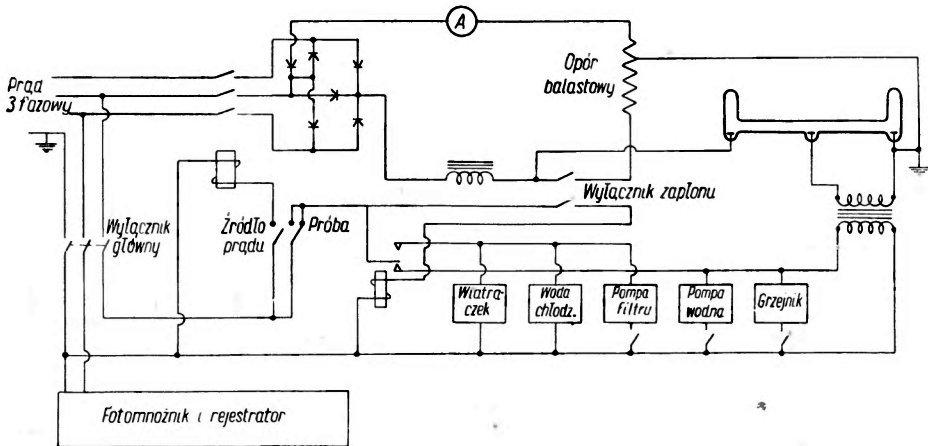
przełącznika zamykają się obwody grzejników, pomp przepychających przez elektrody wodę ogrzaną w opozycji balastowym oraz obwód transformatora dającego napięcie 7500 V przykładane do elektrod zapalających. W ciągu 6 minut lampa zostaje ogrzana do temperatury, w której może zapalić się łuk. Wtedy przez

otwarcie wyłącznika zapłonu przerywane są zamknięte uprzednio obwody, zaczynają zaś działać pompy obsługujące chłodnicę i filtr (roztwór azotynu sodowego) oraz wiatraczek. Równocześnie prąd przestaje płynąć

przez cały opór balastowy, który przy normalnej pracy lampy działa jak opornica suwakowa.



Rys. 5. Lampa „Toronto“ z chłodzeniem wewnętrznym



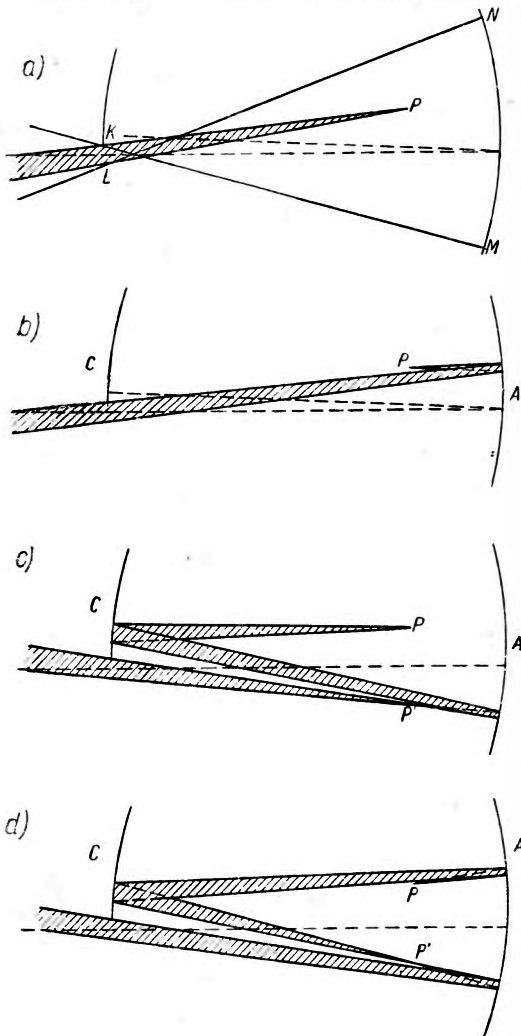
Rys. 6. Schemat automatycznego układu zasilającego do lampy „Toronto“

Lampy typu Toronto umieszczane są w obudowie z podwójnych ścianek, by nie ogrzewały sąsiadujących z nimi przedmiotów. Wewnętrzna powierzchnia wewnętrznej ścianki jest lustrem lub pokryta jest warstwą tlenku magnezu. Zwiększa to trzykrotnie oświetlenie naczynka [3].

Lampy śrubowe montowane są obecnie również w Związku Radzieckim [4].

## Lustrzane naczynia ramanowskie

Jednym ze sposobów poprawienia geometrycznych właściwości układu jest lepsze wykorzystanie światła rozpraszanego przez drobinę badanej substancji.



Rys. 7. Wykorzystanie światła rozpraszanego przez drobinę znajdującą się w punkcie  $P$  w naczyniu dwulustrzanym. Punkt  $P'$  jest obrazem punktu  $P$  wytworzonym przez zwierciadła, linia przerywana łączy środki krzywizny zwierciadeł  $A$  i  $C$ .

Gdy z tyłu naczynka umieścimy zwierciadło płaskie, wtedy dla uzyskania prawie dwukrotnego wzrostu natężenia linii należy dwukrotnie zwiększyć średnicę naczynka

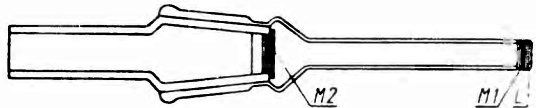
Rozważmy zwykle naczynko ramanowskie. Przypuśćmy, że układ kondensujący, umieszczony między szczeliną przyrzędu dyspersyjnego a naczynkiem ramanowskim, daje obrazy obiektu kolimatora i szczeliny w miejscach zaznaczonych na rys. 7a odpowiednio przez  $KL$  i  $MN$ . Kolimator „widzi” zatem wszystkie punkty naczynka znajdujące się w kącie bryłowym ograniczonym prostymi  $KM$  i  $LN$ . Punkt świecący  $P$  wysyła promieniowanie ramanowskie izotropowo w pełnym kącie bryłowym, do odbiornika dotrze jednak przez kolimator tylko niewielka jego część, wysyłana w kącie bryłowym ograniczonym przez obrazy szczeliny i soczewki kolimatora. Część ta jest na rys. 7a zakreskowana.

Jeśli poza punktem  $P$  umieścimy zwierciadło, możemy wykorzystać oprócz omawianego powyżej kąta przedniego również światło wysyłane w tylnym kącie bryłowym (rys. 7b). Natężenie zbieranego z takiego naczynka światła rośnie wtedy dwukrotnie, a ściślej mówiąc

$(1 + R)$  razy, gdzie  $R$  ozna-

[12]. Stosunek natężenia określonej linii ramanowskiej otrzymywanej przy zastosowaniu naczynek o tych samych wymiarach bez zwierciadła ze zwierciadłem płaskim i ze zwierciadłem wklęsłym, którego środek krzywizny znajduje się obok obrazu szczeliny, wynosi odpowiednio 1 : 1,6 : 2,0 [8].

Dalsze polepszenie geometrycznych właściwości układu uzyskamy, gdy obok szczeliny umieścimy drugie zwierciadło wklęsłe *C*, którego środek krzywizny znajduje się na powierzchni zwierciadła *A* (rys. 7c i d). Oba te zwierciadła powodują powstanie w punkcie *P'* obrazu punktu *P* i pozwalają dodatkowo wykorzystać światło rozproszone, przechodzące przez przedni i tylny kąt bryłowy punktu *P*, jak to pokazują wspomniane rysunki.

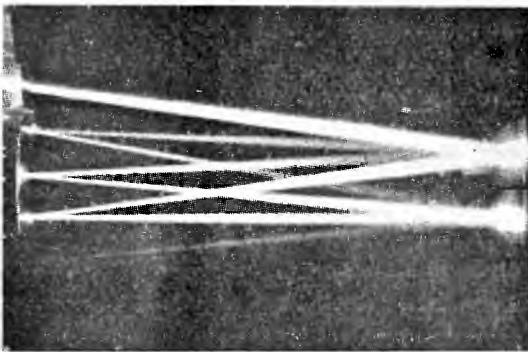


Rys. 8. Naczynie dwulustrzane dla cieczy

Takie dwuzwierciadlane naczynie (zwane też przez niektórych autorów czteroprześciowym (*four-traversal*) [11]), zwiększa czterokrotnie wykorzystywaną część pełnego kąta bryłowego, a natężenie otrzymywanych linii rośnie  $(1 + R + R^2 + R^3)$  razy [12].

Wygląd tego rodzaju naczynia przedstawia rys. 8. Zwierciadło *M1* zasłania tylko połowę okienka, soczewka *L* daje obraz zwierciadła *M2* w nieskończoności. Objętość takiego naczynka wynosi 5 ml, a jego długość 4,5 cm. Jest ono umieszczane na osi lampy typu Toronto [11] i stosowane do badań widm ramanowskich cieczy.

Zastąpienie zwierciadła *A* przez dwa zwierciadła wklęsłe *A* i *B*, których środki krzywizny leżą blisko siebie na powierzchni zwierciadła *C* znacznie zwiększa liczbę odbić. Wygląd i działanie takiego naczynka staje się zbliżone do lustrzanego naczynia absorpcyjnego, opisanego przez White'a jeszcze w 1942 roku [9].



Rys. 9. Bieg promieni w naczyniu wieloodbiciowym. W czasie fotografowania pomiędzy zwierciadłami znajdował się dym

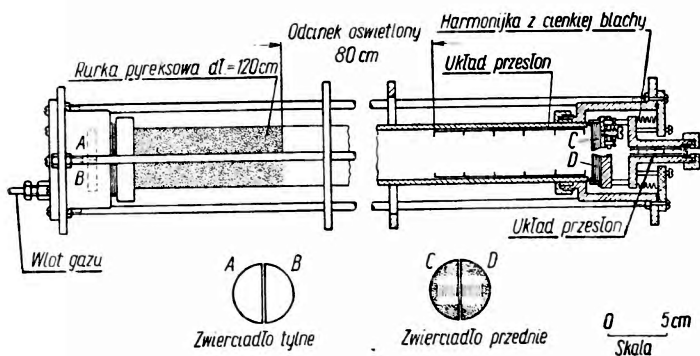
Rysunek 9 pokazuje, jak w takim naczyniu bieżą promienie świetlne wpuszczone z zewnątrz. W czasie fotografowania pomiędzy zwierciadłami znajdował się dym, dzięki czemu łatwo

można prześledzić bieg coraz bardziej słabnącego promienia. W e l s h i jego współpracownicy [12] rozszerzają to zwierciadło na całe okienko, a ści-



ślej mówiąc — umieszczają na tym okienku po drugiej stronie szczeliny zwierciadło  $D$ , które ma wspólny środek krzywizny ze zwierciadłem  $C$  (rys. 10). Na zwierciadłach  $C$  i  $D$  powstaje wtedy szereg wtórnych obrazów szczeliny zaznaczonych na rysunku. Liczba odbić w takim czterozwierciadlanym naczynku jest praktycznie nieskończenie wielka. Stosunkowy wzrost natężenia otrzymywanej linii wyrazi się więc jako suma nieskończonego postępu geometrycznego  $1 + R + R^2 + R^3 + R^4 + \dots = 1/(1-R)$ . Dla  $R = 0,95$  wzrost natężenia linii będzie dwudziestokrotny [12].

Naczynia tego rodzaju stosowane są szczególnie do badań widm ramanowskich gazów. Rys. 10 pokazuje naczynie skonstruowane na powyższej zasadzie przez *Stoicheffa* [5], który za jego pomocą badał rotacyjne



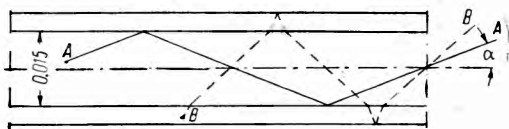
Rys. 10. Naczynie wieloodbiciowe dla gazów

widmo ramanowskie gazów. Umieszczony wewnątrz naczynia grzebień nie dopuszcza do zwierciadeł bezpośredniego światła lamp rtęciowych. *Stoicheff* oświetlał swe naczynie umieszczonymi z dwóch jego stron lampami rtęciowymi własnej konstrukcji, które były opisane powyżej.

### Naczynko o całkowitym odbiciu

*White* i jego współpracownicy opracowali ostatnio [11] nowy typ naczynka ramanowskiego. Oparli się przy tym na wyzyskaniu zjawiska całkowitego odbicia. Naczynko takie przeznaczone jest do badań widm ramanowskich bardzo niewielkich ilości cieczy. Składa się ono z dwóch płytek płaskorównoległych, przeważnie z topionego kwarcu, umocowanych w odległości 0,015 mm od siebie. Z przodu umieszczone jest okienko. Naczynko ustawia się w pozycji pionowej, okienkiem do dołu. Można je umieścić bezpośrednio przed szczeliną. Światło pobudzające pada prosto-

padle do ścianek, a kierunek obserwacji jest zgodny z osią naczynka. Jeśli naczynko wypełnione jest cieczą, która ma wyższy współczynnik załamania niż ścianki naczynka, uzyskujemy znaczne zwiększenie natężenia światła rozproszonego dzięki całkowitemu odbiciu. Wtedy światło rozproszone przez drobiny cieczy, a padające na ściankę pod kątem większym od granicznego, będzie ulegać kolejnym całkowitym odbiciom od ścianek (promień A na rys. 11) i po przejściu zygzakowatej drogi padnie na szczelinę kolimatora. Światło rozproszone w ściankach wchodzi natomiast do cieczy tylko pod kątami mniejszymi od kąta granicznego i może ulegać częściowym odbiciom na powierzchni ciecz-ścianka oraz całkowitym odbiciom na powierzchni ścianka-powietrze (promień B na rys. 11). W obu jednak przypadkach wyjdzie ono z naczynka pod kątem większym niż światło, które uległo całkowitemu odbiciu na granicy ciecz-ścianka. Dzięki temu można tak dobrać aperturę kolimatora, by na jego soczewkę padło tylko światło rozproszone w cieczy, zostało zaś „zatrzymane” światło rozproszone w ściankach.



Rys. 11. Bieg promieni w naczyniu o całkowitym odbiciu. Na soczewkę kolimatora przyrządu rozszczepiającego padną tylko te promienie wychodzące z naczynka, które tworzą z osią kąt mniejszy niż promień A.

Gdy do naczynka o ściankach kwarcowych ( $n_n = 1,458$ ) nalejemy benzenu ( $n_c = 1,501$ ), promienie, które uległy całkowitemu odbiciu na granicy ciecz-ścianka, wyjdą z naczynka nachylone do osi naczynka pod kątem  $\alpha = 4,8^\circ$ . W ogólności kąt ten wyraża się wzorem

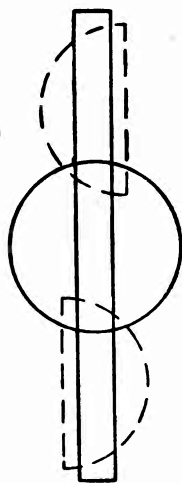
$$\alpha = n_c [90^\circ - \sin^{-1} (n_n/n_c)^2] \cong n_c [1 - (n_n/n_c)^2].$$

Jeśli chcemy badać ciecze o niższym współczynniku załamania, musimy też użyć naczynek ze ściankami wykonanymi z odpowiednich materiałów. Stosować więc można płytki z fluorytu, fluorków litu lub magnezu. Wszystkie te ciała mają jednak współczynnik załamania około 1,4. Naczynek takich nie można zatem stosować do dowolnych cieczy.

Naczynka o całkowitym odbiciu mają niespotykane małą w badaniach ramanowskich objętość 0,14 ml, a część oświetlona ma długość 9 cm. Światło rozpraszane przez ciecze znajdujące się w takich naczynkach może oświetlić szczelinę o wysokości 8 mm. Jak wykazały próby, natężenie linii otrzymywane przy zastosowaniu tego naczynka jest prawie takie same, jak przy użyciu naczynka dwulustrzanego w tych samych warunkach. Dla naczyń lustrzanych stosując rejestrację fotomnożnikową można jednak te warunki jeszcze poprawić.

## Transformator obrazu

Za pomocą soczewki uzyskujemy w płaszczyźnie szczeliny przyrządu rozszczepiającego obraz któregoś z przekrojów naczyńka ramanowskiego. Jego położenie względem szczeliny jest takie, jak pokazuje na rys. 12 koło zakreślone linią ciągłą (oczywiście przy użyciu naczyń o przekrojach kołowych). Ponieważ szczelina jest na ogół wąska i wysoka, tylko niewielka część promieni tworzących obraz dociera do soczewki kolimatora, a znaczna część szczeliny pozostaje nie oświetlona. Ten drugi problem nie



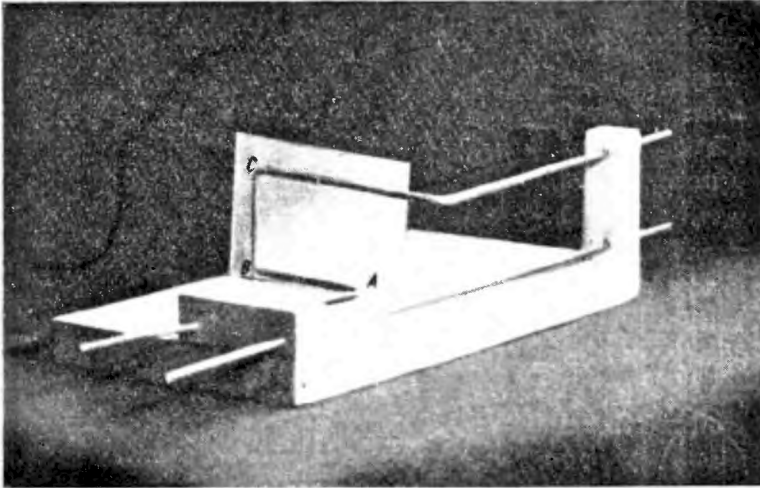
Rys. 12.  
Działanie transformatora obrazu. Liniami przerywanymi zaznaczone są przesunięte przez transformator części obrazu.

ma znaczenia przy fotograficznej rejestracji widma, ponieważ zaczernienie kliszy fotograficznej zależy od oświetlenia jej powierzchni, a nie od całkowitego strumienia padającego na nią światła. Gdy jednak stosujemy rejestrację fotoelektryczną, ważną rolę odgrywa całkowity strumień światła padającego na fotokatodę. Dlatego też zaczęto stosować przyrządy, które pozwalają oświetlić szczelinę na całej długości przez okrągły obraz o średnicy mniejszej niż długość szczeliny. Przyrządy takie stosowano już poprzednio do celów astrofizycznych [1, 7]. Przesuwają one części obrazu znajdujące się po lewej stronie szczeliny na górną, zaś prawe części obrazu na dolną, nie oświetloną część szczeliny, jak to wskazują półkola zakreślone linią przerywaną na rys. 12. Przyrząd taki nazwano transformatorem obrazu (ang.: *image transformer* [1, 7], lub *image slicer* [10, 11]).

Działanie takiego transformatora przedstawia model na rys. 13, w którym bieg promieni zilustrowany jest za pomocą prętów. W punktach, w których promień skręca (punkty A, B, C i nie zaznaczony górny punkt), należy wyobrazić sobie odpowiednio umieszczone zwierciadła lub pryzmaty całkowicie odbijające. Na modelu odległości promieni na początku i na końcu są takie same. Oczywiście można tak dobrać położenie elementów odbijających, by odległość końcowa (wydłużenie obrazu w kierunku pionowym) była wielokrotnie większa niż odległość początkowa promieni w kierunku poziomym.

White [10] najdokładniej opracował transformator obrazu. Bieg promieni w skonstruowanym przez niego przyrządzie pokazuje rys. 14, na którym widzimy tylko połowę przyrządu odchylającą promień lewy. White stosuje pryzmaty całkowicie odbijające, przy czym pierwszy i ostatni mają kąty wierzchołkowe  $30^\circ$ . Dzięki temu droga geometryczna pro-

mienia odchylanego, który w całym przyrządzie przebiega w szklanych pryzmatach, jest równa odległości pierwszej i ostatniej ścianki transformatora, pomnożonej przez współczynnik załamania szkła. Skonstruowany



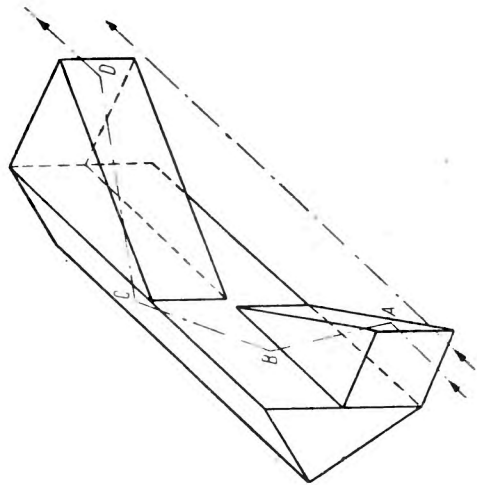
Rys. 13. Model przedstawiający bieg promieni w lewej części transformatora obrazu

przez niego transformator przesuwają promień odsunięty od promienia osiowego o 0,5 mm w lewo do położenia odległego o 10 mm nad promień osiowy. Transformator ma wymiary  $28,5 \times 32 \times 20$  mm.

Tego rodzaju transformator trzykrotnie zwiększa natężenie światła padającego na fotokatodę i podobnie jak naczynia lustrzane poprawia warunki geometryczne układu.

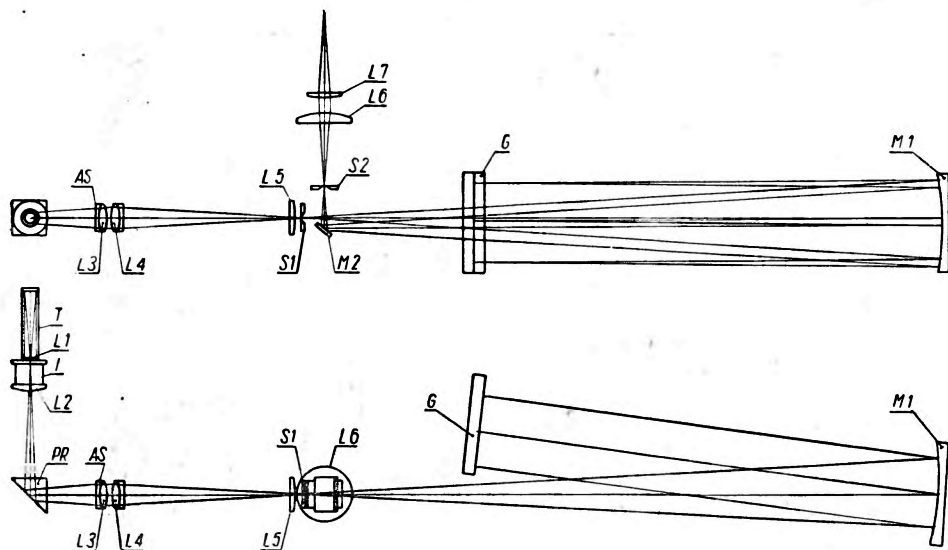
#### Nowoczesne urządzenia ramanowskie

Wszystkie omówione tu nowości zastosowane zostały przez White'a [11] w opracowanym przez niego układzie (rys. 15). Źródłem światła wzbudzającego jest lampa typu Toronto z chłodzeniem wewnętrznym. Oświetla ona naczynie dwulustrzane *T*. Światło rozproszone przechodzi przez soczewkę *L1* o ogniskowej równej długości naczyń-



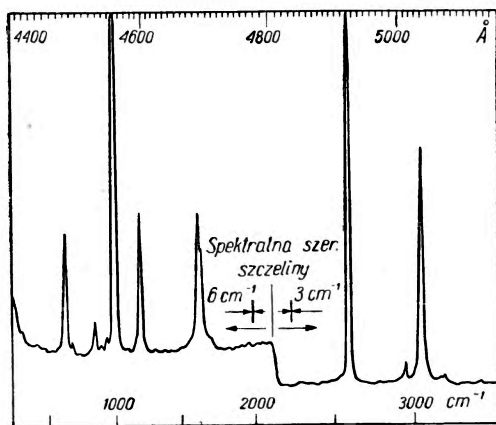
Rys. 14. Schemat biegu promieni w lewej części transformatora obrazu, w którym pierwszy i ostatni pryzmat całkowitego odbicia posiada kąty przy podstawie  $30^\circ$  i  $60^\circ$

ka, następnie przez transformator I. Soczewka L2 wytwarza obraz okienka naczynka na przesłonie AS, która pozwala odciąć światło rozproszone od



Rys. 15. Układ optyczny do badań ramanowskich. Zastosowano naczynie dwulustrzane T, transformator obrazu I, oraz monochromator z siatką dyfrakcyjną G

ścianek. Układ soczewek L3 i L4 jest tak dobrany, że tworzy on obraz okienka naczynka na szczelinie S1 monochromatora, a obraz tylnej ścianki na parabolicznym zwierciadle M1. Soczewka L5 skupia wszystkie promienie, które przechodzą przez szczelinę o wysokości 30 mm, i wytwarza obraz przesłony AS pomiędzy zwierciadłem i siatką dyfrakcyjną. Zwierciadło paraboliczne ustawione jest tak, że odbita przezeń równoległa wiązka nachylona jest pod kątem  $7^\circ$  do osi kolimatora. Wiązka ta pada na profilowaną siatkę dyfrakcyjną G, dzięki której uzyskujemy dyspersję 40 do  $60 \text{ cm}^{-1}/\text{mm}$  (spektrograf dwuprzyrmatyczny ramanowski Huet ma dyspersję około



Rys. 16. Widmo ramanowskie benzenu uzyskane w ciągu 6 minut za pomocą układu przedstawionego na rys. 15 z lampą „Toronto”. Zaznaczone są na rysunku szerokości szczelin monochromatora

$100 \text{ cm}^{-1}/\text{mm}$ ). Po rozszczepieniu światło pada powtórnie na zwierciadło paraboliczne pod nieco innym kątem, a następnie zostaje przez zwier-

ciadło  $M2$  odbite w kierunku fotomnożnika. Soczewki  $L6$  i  $L7$  zbierają je na fotokatodzie. Siatka obraca się z określoną regulowaną prędkością.

Rys. 16 pokazuje widmo benzenu uzyskane za pomocą tego urządzenia w ciągu sześciu minut. Na rysunku zaznaczone są szerokości szczelin monochromatora (szczelina wejściowa i wyjściowa tej samej szerokości).

Widzimy zatem, jak ogromny postęp dokonany został w ciągu ostatnich kilku lat w technice badań ramanowskich. Stało się to dzięki coraz szerszym zastosowaniom analizy ramanowskiej w technice przemysłowej, w której trzeba uzyskać wynik w ciągu krótkiego czasu w sposób możliwie zautomatyzowany. Dalsze ulepszenia nie dadzą zapewne długo na siebie czekać.

#### Literatura

1. I. Bowen, *Astrophys. J.*, **88**, 113 (1938).
2. J. Heigl, R. Dudenbastel, J. Black, S. Wiesen, *Anal. Chem.* **22**, 154 (1950).
3. J. Kemp, J. Jones, R. Durkee, *J. O. S. A.* **42**, 811 (1952).
4. М. Сосинский, *Изв. АН СССР сер. Физ.*, **17**, 621 (1953); **18**, 709 (1954).
5. B. Stoicheff, *Can. Journ. Phys.* **32**, 330 (1954).
6. J. Strong, *J. O. S. A.* **39**, 320 (1949).
7. J. Strong, W. Benesh, *J. O. S. A.* **41**, 252 (1951).
8. J. Strong, F. Salzman, *J. O. S. A.* **43**, 126 (1953).
9. J. White, *J. O. S. A.*, **32**, 285 (1942).
10. J. White, *J. O. S. A.*, **41**, 632 (1951).
11. J. White, N. Alpert, A. De Bell, *J. O. S. A.* **45**, 154 (1955).
12. H. Welsh, C. Cummings, E. Stansbury, *J. O. S. A.* **41**, 712 (1951).

O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand i T. Ypsilantis

Uniwersytet Kalifornijski, Berkeley

## Antyprotony\*)

Od czasu stworzenia przez Diraca teorii elektronu i wspianiałego potwierdzenia jednego z najbardziej zadziwiających jej przewidywań — odkrycia pozytonu przypuszczano, że najprawdopodobniej proton też ma swoją odmianę ładunkową — antyproton. Antyproton powinien charakteryzować się następującymi własnościami: 1) nabój równy naboju elektronu; 2) masa równa masie protonu; 3) trwałość ze względu na spontaniczny rozkład; 4) możliwość anihilacji przez oddziaływanie z protonem lub neutronem z prawdopodobną jednoczesną generacją mezonów  $\pi$  i wyzwoleniem w pewien sposób energii  $2 mc^2$ ; 5) powstawanie w parach ze zwykłymi nukleonami; 6) moment magnetyczny równy protonowemu, lecz przeciwnie skierowany; 7) spin  $1/2$ . Nie wszystkie te własności są niezależne, lecz wszystkie można zbadać doświadczalnie.

W promieniach kosmicznych, w których antyprotony mogłyby się pojawić zaobserwowano kilka przypadków, które mogły być przez nie spowodowane, jednakże interpretacja ich nie jest pewna.

Najmniejsza energia, potrzebna do wytworzenia antyprotonu w laboratorium wynosi  $2 mc^2 = 1,88$  BeV; jednakże mechanizm zderzenia i zachowanie pędu wpływają na wielkość tej dolnej granicy; osiąga ona wartość 5,6 BeV, jeżeli proces jest zderzeniem nukleon-nukleon; i 4,4 BeV, jeżeli proces jest dwustopniowy: najpierw powstanie mezonu  $\pi$  w zderzeniu nukleon-nukleon, a następnie zderzenie mezonu  $\pi$  z nukleonem podczas którego następuje generacja pary nukleon-antynukleon. Te progowe wartości energii mogą być znacznie obniżone dzięki wewnętrznemu ruchowi nukleonów w jądrze. (Energia liczona jest w układzie laboratorium).

Gdy projektowano bevatron w Berkeley, postawiono sobie za cel uzyskanie energii 6 BeV w nadziei, że wystarczy ona do kreacji antyprotonów.

Metody detekcji antyprotonów opierają się na wykorzystaniu wszystkich siedmiu wymienionych wyżej własności. Wydawało się, że (1), (2), (3) są najłatwiejsze do ustalenia, pożądane byłoby sprawdzenie własności (4), natomiast (5)—(7) są obecnie bardzo trudne do obserwacji.

\* Wstępne informacje na temat odkrycia antyprotonu zostały podane w poprzednim zeszycie (E. Skrzypczakowa, *Postępy Fizyki*, 7, 201, (1956). Ze względu na przełomowe znaczenie tego odkrycia zamieszczamy przekład komunikatu, który ukazał się w *Nature*, 177, 11, (1956).

Istnieją klasyczne metody pomiaru naboju i masy cząstki sięgające swoim początkiem J. J. Thomsona. Wymagają one równoczesnego pomiaru dla jednej cząstki dwóch spośród następujących wielkości: pędu prędkości i energii, które z kolei można wyznaczyć na drodze obserwacji odchylenia w polu elektrycznym lub magnetycznym, czasu lotu, zasięgu,



(l → p) Segré, Wiegand i Chamberlain oglądają film, na którym zarejestrowane są obrazy ekranu oscyloskopu

rozproszenia w emulsji fotograficznej itp. Co do naboju, wystarczy wyznaczyć jego znak i wartość bezwzględną tylko z grubsza, ponieważ przyjmuje się, że jest ona całkowitą wielokrotnością naboju elektronu.

Po szczegółowej dyskusji zdecydowano, że pęd  $p$  i prędkość  $v$  stanowią najlepszą parę wielkości potrzebnych do wyznaczenia masy. Pierwsze, uwieńczone sukcesem doświadczenie przeprowadzone zostało w końcu września 1955 r. w następujący sposób: cząstki generowane były podczas bombardowania tarczy miedzianej protonami o energii 6,2 BeV, następnie przechodziły przez dwa odchylające pola magnetyczne i dwie soczewki magnetyczne. Pozwalało to na wyznaczenie ich pędu. Urządzenie przepuszczało tylko cząstki, dla których  $p = 1,19$  BeV/c, jeżeli nabój ich rów-



ny był elektronowemu co do wielkości i znaku. Prędkość wyznaczana była przez pomiar czasu lotu pomiędzy dwoma licznikami scyntylicyjnymi ustawionymi w odległości 40 stóp od siebie. Wielkość impulsu na oscyloskopie wskazywała, że cząstki były pojedynczo naładowane.

Zasadnicza trudność przy przeprowadzeniu eksperymentu polegała na tym, że antyprotonom towarzyszy wiele mezonów  $\pi$  — w najbardziej korzystnych warunkach 44.000 mezonów  $\pi$  na jeden antyproton. Z tego względu należało przedsięwziąć wszelkie środki ostrożności w celu wyeliminowania pozornego tła. Jedną z najważniejszych części doświadczenia polega na wstawieniu w wiązkę dwóch liczników Czerenkowa — jednego, który jest pobudzony przez cząstki o  $v/c = \beta > 0,79$  i drugiego, specjalnego typu, pobudzanego przez cząstki o  $0,75 < \beta < 0,78$ . Mezony  $\pi$  o  $p = 1,19$  BeV/c mają  $\beta = 0,99$ . Podczas gdy antyprotony o tej samej wartości  $p$  mają  $\beta = 0,78$  i odpowiednio ich czasy lotu na odcinku 40 stóp wynoszą:  $40 \cdot 10^{-9}$  sec i  $51 \cdot 10^{-9}$  sec. Cząstki o  $\beta$  w przedziale od 0,75 do 0,78 wyzwalają podstawę czasu oscyloskopu, na którym przedstawiony zostaje czas lotu pomiędzy dwoma licznikami scyntylicyjnymi. Na podstawie czasu lotu wyznacza się masę każdej cząstki z dokładnością do 10%. Dotąd obserwowano około 250 cząstek, ich średnia masa jest znana z dokładnością do około 5%, wynosi ona  $1840 \pm 90$  mas elektronowych.

Funkcjonowanie całej aparatury sprawdza się wysyłając przez nią dodatnie protony w oddzielnym okresie. Protony te otrzymuje się dzięki pomocniczej tarczy, a orbity ich wybrane są w taki sposób, żeby miały ten sam pęd co antyprotony.

Cząstki obserwowane są po czasie lotu wynoszący  $10^{-7}$  sec. Dzięki temu wyeliminowane zostają cząstki o czasie życia krótszym, niż  $10^{-8}$  sec, w szczególności znane hyperony. Pomiary te są więc zgodne z wyżej wspomnianymi punktami (1), (2), (3) i zidentyfikowanie nowych cząstek jako anyprotony jest naturalne, chociaż nie całkiem pewne.

Istnieją także pewne wskazania co do czwartego wyżej wspomnianego punktu, a mianowicie co do końcowych procesów jakim podlegają cząstki. Cząstki wybrane przez aparaturę opisaną w poprzedniej pracy [1] jako antyprotony zostały wysłane do bloku ciężkiego szkła, gdzie mierzono wytwarzane promieniowanie Czerenkowa. Promieniowanie to nie jest oczywiście odpowiedzialne za całkowitą wyzwoloną energię, lecz stanowi jedynie małą jej część. Przeprowadzono jednak kalibrację i z wielkości impulsu oceniono widzialną energię. Uzyskano wartości dochodzące do 800 MeV, które są zgodne z przewidywanym sposobem anihilacji antyprotonu, oraz z energią, którą może on utracić na promieniowanie Czerenkowa w wykrywalnej formie. Dane te nie wystarczają jednak do stanowczego stwierdzenia istnienia tego procesu.

Inny typ obserwacji końcowych zjawisk towarzyszących absorpcji antyprotonu został przeprowadzony metodą emulsji fotograficznych. Częstki o określonym pędzie otrzymane za pomocą urządzenia podobnego do opisanego w publikacji [1] przechodziły przez absorbent miedziany, a następnie zatrzymywały się w stosie emulsji fotograficznych. Pośród tła składającego się z dużej ilości mezonów  $\pi$  znaleziono jedną cząstkę o masie protonowej, zatrzymującą się w emulsji i tworzącą gwiazdkę składającą się z sześciu torów czarnych, jednego szarego protonowego, jednego mezonu  $\pi$  o energii 58 MeV i jednego toru minimum. Wyzwolona energia widzialna jest większa niż 830 MeV. Całkowitej wyzwolonej energii nie można wyznaczyć, ponieważ wyemitowane zostały cząstki neutralne. Otrzymana ilość wyzwolonej energii jest jednak zgodna z anihilacją antyprotonu.

Oczywiście powstaje wiele zagadnień związanych z nową cząstką. Jej istnienie powinno być w dalszym ciągu potwierdzone. Ważne jest dokładne zbadanie własności anihilacyjnych antyprotonu dla złożonych jąder, a jeszcze bardziej interesująca jest jego anihilacja z wodorem i deuterem. Poza tym należy oczywiście zbadać przekrój czynny na oddziaływanie jądrowe i mechanizm produkcji.

Istnienie antyprotonu wymaga z całą pewnością istnienia antyneutronu. Najciekawszy jest problem wyodrębnienia go eksperymentalnie. Prawdopodobnie wiązka neutronów z bevatronu w Berkeley zawiera znaczną ilość antyneutronów, lecz ich nierozróżnialność od zwykłych neutronów powoduje, że wyodrębnienie ich będzie bardzo trudne do osiągnięcia. Prawdopodobnie nastąpi ono na drodze (1) transformacji antyprotonu w antyneutron przez zderzenie z protonem, albo na drodze (2) konwersji antyneutronu w antyproton przez zderzenie ze zwykłym neutronem i detekcja albo końcowego antyneutronu w przypadku (1), albo końcowego antyprotonu w przypadku (2).

#### Literatura

1. Chamberlain, Segré, Wiegand, Ypsilantis, Phys. Rev., **100**, 947 (1955).
2. Brabant, Cork, Horwitz, Meyer, Murray, Wallace, Wenzel, Phys. Rev. (w druku).
3. Chamberlain, Chupp, Goldhaber, Segré, Wiegand, Amaldi, Baroni, Castagnoli, Franzinetti, Manfredini (w druku).

Tłumaczyła T. Saniewska

ARMIN TESKE — MARIAN SMOLUCHOWSKI, ŻYCIE I TWÓRCZOŚĆ,  
PWN, Warszawa 1955, str. 276.

Książka prof. A. Teske nie jest zwykłą monografią naukową, przeznaczoną jedynie dla specjalistów. Jest ona szczęśliwym połączeniem wykładu naukowych osiągnięć największego fizyka polskiego i oryginalnie ujętej biografii niezwykle bogatej indywidualności, jaką był Smoluchowski.

W rozdziałach IV („Teoria kinetyczna gazów“), IX („Nominalizm w atomistyce“), X („Ruchy Browna“), XI („Porównanie metod Einsteina i Smoluchowskiego“), XII („Ruchy Browna i reguły indukcyjne“), XIII („Druga zasada termodynamiki“), XIV („Fluktuacje“), XV („Opalescencja. Błękit nieba. Perpetuum mobile drugiego rodzaju“), autor przedstawia osiągnięcia naukowe Smoluchowskiego. Rozdziały te są zredagowane w sposób tak przystępny, że mogą je czytać bez trudu nawet niefachowcy. Położenie dużego nacisku na pogładowość wcale jednak nie odtkiło się ujemnie na ścisłości przedstawienia trudnych niejednokrotnie zagadnień. W ścisłości i jasności przedstawianych problemów autor nie ustępuje Smoluchowskiemu, któremu zresztą często oddaje głos w odpowiednio dobranych cytatach z rozpraw, pism, listów, bądź już publikowanych, bądź wydobytych po raz pierwszy z archiwów. Warto zwrócić uwagę na to, że zawarty w tych rozdziałach wykład osiągnięć Smoluchowskiego został opracowany bardzo oryginalnie. Przedstawione tam zagadnienia potraktowano w szerokiej perspektywie historycznej i tak wyczerpująco uwypuklono ich aspekt metodologiczno-filozoficzny, że zrozumienie roli, jaką dzięki swoim badaniom odegrał Smoluchowski w nauce światowej, nie narzęcza żadnych trudności.

Monografia, jak już wspomniano, nie ogranicza się do problematyki naukowej. W dziewięciu pozostałych rozdziałach, napisanych z nieprzeciętną swadą literacką, poznajemy Smoluchowskiego-człowieka. Dzięki licznym, wyzyskanym dopiero po raz pierwszy materiałom biograficznym dziś już historyczna postać Smoluchowskiego nabiera rumieńców życia. Gładki, potoczny, zręczny w odpowiednim miejscu przerwany anegdotą nurt opowiadania wprowadza nas w pierwszych rozdziałach książki w atmosferę kulturalno-obyczajową Austrii na schyłku zeszłego stulecia, w której upłynęło dzieciństwo i lata młodzieńcze Smoluchowskiego. Rozumiemy wpływ, jaki na niego wywarło stykanie się w tym okresie życia z dwoma tak różnymi środowiskami kulturalnymi, jak środowisko rodzinne o starych polskich tradycjach kulturalnych i środowisko jego niemieckich kolegów i przyjaciół. Poznajemy dalej bogatą skalę zainteresowań młodego Smoluchowskiego, wśród których muzyka i turystyka górską wybijają się na pierwsze miejsce. Wczuwamy się przy tym w psychikę Smoluchowskiego, któremu urok działalności odkrywczej podczas wycieczek górskich dawał przedsmak intelektualnych rozkoszy, jakich miał doznawać później, gdy wysiłki jego uwieńczone były sukcesami. Z opisów wycieczek Smoluchowskiego do zagranicznych ośrodków naukowych poznajemy atmosferę i warunki pracy w największych ówczesnych ośrodkach fizycznych Europy. Poznajemy sylwetki wielu głośnych podówczas fizyków, wśród których urzeka nas postać Lorda Kelvina — tak jak, zdaje się, urzekła Smoluchowskiego — swoim bujnym temperamentem.

Książka prof. Teske jest nie tylko należnym hołdem złożonym pięknej postaci jednego z najwybitniejszych fizyków przełomu XIX i XX wieku, ale stanowi także cenny wkład do historii nauki polskiej.

*T. Piech*

W. RUBINOWICZ i W. KRÓLIKOWSKI — MECHANIKA TEORETYCZNA,  
PWN, Warszawa 1955, str. 422, cena zł 26.—

Jestem głęboko przekonany, że wszyscy polscy fizycy — młodzi i starzy — z radością powitali ukazanie się na półkach księgarskich „Mechaniki teoretycznej“ W. Rubinowicza i W. Królikowskiego. Dowodzić tego może choćby ten fakt, że książkę rozchwytano natychmiast po ukazaniu się i obecnie nie można już jej kupić (przynajmniej we Wrocławiu, a przypuszczam, że także i w innych miastach).

„Mechanika teoretyczna“ zapelnia nareszcie poważną i od dawna boleśnie odczuwaną lukę w naszym piśmiennictwie podręcznikowym w zakresie fizyki. Poza przestarzałym i nie nadającym się dla potrzeb fizyki współczesnej podręcznikiem Banacha nie mieliśmy do tej chwili żadnego podręcznika mechaniki teoretycznej. Odbijało się to fatalnie na wykształceniu studentów w tym podstawowym dziale fizyki.

Podręcznik W. Rubinowicza i W. Królikowskiego jest wykładem mechaniki teoretycznej, który zakresem wiadomości odpowiada potrzebom studentów fizyki i matematyki. Zaczyna się od krótkiego wprowadzenia do kinematyki (15 str.) i zawiera następnie kolejno: dynamikę punktu materialnego (62 str.), dynamikę układu punktów materialnych wraz z równaniami Lagrange'a pierwszego i drugiego rodzaju oraz zasadami wariacyjnymi (118 str.), teorię Hamiltona i Hamiltona-Jacobiego (55 str.) i wreszcie teorię ciała sztywnego (79 str.).

Wielu fizyków traktuje mechanikę teoretyczną jako zamknięty już dział fizyki, który nie ma żadnego wpływu na rozwój teorii współczesnych. Kto jednak dokładnie przyjrzy się najnowszym, podstawowym pracom z mechaniki kwantowej i kwantowej teorii pola, ten zauważy, że bardzo często korzystają one z metod rozwiniętych przez mechanikę klasyczną. Mam tu na myśli nie tylko znany przykład uogólnienia formalizmu kanonicznego przez mechanikę kwantową oraz zastosowanie metod rachunku perturbacji, ale także nowsze zastosowanie pewnych klasycznych metod wariacyjnych do teorii pola (przez Schwingera i Feynmana). Wpływ pewnych zaawansowanych działów mechaniki klasycznej na fizykę współczesną jest wyraźny. Ich dokładne studium miało twórczy wpływ na wielu wybitnych współczesnych fizyków.

Toteż przed autorami nowoczesnego podręcznika mechaniki teoretycznej stoi poważne i trudne zadanie odpowiedniego doboru materiału. Podręcznik taki musi zawierać przegląd podstawowych pojęć mechaniki teoretycznej ze szczególnym uwzględnieniem i rozwinięciem tych jej działów, które znajdują zastosowanie w bardziej zaawansowanych działach fizyki. Książka W. Rubinowicza i W. Królikowskiego zadanie to spełnia. Znajdujemy w niej szczegółowy wykład teorii równań Lagrange'a i zasad wariacyjnych, ważnych z uwagi na uogólnienia w teorii pól, oraz wykład teorii Hamiltona i Hamiltona-Jacobiego, ważny dla uogólnień kwantowo-teoretycznych. Dokładnie również omówiono teorię drgań, która znajduje zastosowanie we wszystkich chyba działach fizyki.

Może zbyt ogólnikowo są potraktowane i dlatego warto by trochę rozwinąć zasady wariacyjne z punktu widzenia związku pomiędzy prawami zachowania pewnych

wielkości fizycznych a niezmienniczością funkcji działania wobec pewnych grup transformacji. Związki tego typu mają w chwili obecnej wielkie znaczenie. Dobrze by też było, gdyby autorzy uwzględnili w wykładzie teorię drgań normalnych, która ostatnio znajduje zastosowanie między innymi w kwantowej teorii ciała stałego. Te dwie uwagi dotyczą oczywiście następnych wydań książki, które z uwagi na kolosalne zapotrzebowanie\* i podstawowe znaczenie podręcznika powinny jak najszybciej nastąpić.

Podręcznik napisany jest zwięźle, krótko i jasno. Te cechy niewątpliwie znajdują uznanie u początkujących fizyków. Rozumowania przeprowadzone są prosto i ładnie. Jest to z punktu widzenia dydaktycznego bardzo ważne. Student fizyki po raz pierwszy styka się z fizyką teoretyczną właśnie poprzez mechanikę teoretyczną i jest rzeczą pożądaną, aby mógł od razu w całej pełni objąć piękno jej konstrukcji myślowych. Wartość dydaktyczna dzieła podnoszą liczne uwagi historyczne oraz portrety najwybitniejszych twórców mechaniki klasycznej. Na uwagę zasługuje zbiór zadań na końcu książki oraz przykłady rozwiązane w tekście. Wiele spośród nich zawiera prostsze problemy z fizyki atomowej.

Ogólnie biorąc „Mechanika teoretyczna“ W. Rubinowicza i W. Królikowskiego jest dziełem cennym zarówno pod względem naukowym, jak i dydaktycznym. Pozostanie ono niewątpliwie przez długi czas podstawą nauczania mechaniki teoretycznej w Polsce.

*J. Rzewuski*

A. SOBÓTKA — „UCHO I DŹWIĘK“, Wiedza Powszechna, Warszawa 1955,

Autor w przystępny sposób omawia w tej książce wiele zagadnień akustyki, dotyczących zarówno zjawisk życia codziennego, jak i nowoczesnych zastosowań teorii drgań. Po krótkim wstępie historycznym wyjaśnia w ciekawy sposób powstanie fali dźwiękowej, mówi o źródłach dźwięku, jakie dźwięki można zmierzyć i w jaki sposób dźwięk za pośrednictwem ucha dostaje się do naszej świadomości. Zwraca przy tym uwagę, że ucho trzeba przed szkodliwymi dźwiękami chronić i podaje, jak to czynić. W ostatnich rozdziałach mówi o zastosowaniu dźwięków, omawiając między innymi takie zagadnienie, jak telefon, gramofon, radio, instrumenty muzyczne, film dźwiękowy, mierzenie odległości. Książka kończy się rozdziałem omawiającym ultradźwięki i ich zastosowanie. Autor zwraca przy tym uwagę na zagadnienia, które jeszcze nie są rozwiązane, a które mogłyby się przyczynić do znacznego ułatwienia życia codziennego.

Należy podkreślić, że autor umiał w prosty sposób wyjaśnić zagadnienia nawet dosyć złożone. Czyta się tę książkę od początku do końca z wielkim zainteresowaniem, przy czym moment ciekawości wzrasta tym bardziej, im więcej stron się przeczyta. Książka zyskuje na wartości dzięki temu, że omawia wiele zagadnień z życia codziennego i wyjaśnia je dokładnie w łączności z popularnie ujętą teorią.

Autor zwraca uwagę, że nasze zdobycze naukowe nie są wzbogaceniem przyrody, lecz tylko umiejętnym wykorzystaniem poznanych praw przyrody, które istnieją niezależnie od nas.

Ze względu na wartość dydaktyczną tej książki, jasny i prosty sposób przedstawienia zagadnień oraz szeroki zakres omawianego w niej materiału, książka powinna się znaleźć w każdej bibliotece szkolnej, a każdy starszy interesujący się nauką przeczyta ją z zadowoleniem.

*M. Kwiek*

## Międzynarodowa konferencja w Meksyku poświęcona promieniowaniu kosmicznemu

Komisja Promieniowania Kosmicznego Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej zorganizowała od czasu zakończenia wojny kilka konferencji poświęconych promieniom kosmicznym. Konferencje te odbywały się co dwa lata. Pierwsza z nich miała miejsce w Krakowie, w 1947 r., druga w Como w 1949 r., trzecia w Bombaju w 1951 r. i czwarta w Bagnères de Bigorre w 1953 r. Ostatnia z nich prawie wyłącznie zajmowała się zagadnieniem cząstek elementarnych w fizyce promieni kosmicznych, chociaż odbyło się jednocześnie krótkie posiedzenie poświęcone zmianom czasowym natężenia promieniowania.

W przeciwieństwie do spraw omawianych w Bagnères de Bigorre, tematem konferencji w 1955 r. było zagadnienie składu i widma energetycznego pierwotnego promieniowania kosmicznego, efektów geomagnetycznych, zmian natężenia z czasem i wreszcie problem pochodzenia promieniowania.

Konferencja odbyła się w czasie od 5—13 września w Guanajuato, pięknym, starym mieście, odległym od Meksyku o około 300 mil. Zorganizowanie jej umożliwiły dary rządu meksykańskiego i UNESCO. Posiedzenia odbywały się w miejscowym uniwersytecie; rektor Licencjat Antonio Torres Gomez poczynił wszelkie możliwe udogodnienia uczestnikom konferencji. Zorganizowanie konferencji było zasługą prof. M.S. Valarta i przewodniczącego Komisji Promieniowania Kosmicznego prof. P.M.S. Blacketta. Oprócz sześćdziesięciu kilku fizyków, specjalistów w dziedzinie zagadnień omawianych na konferencji, brało w niej udział kilku astronomów — Brown, Chandrasekhar, Gold, Kiepenheuer, Oort, Schluter, Unsöld i Van de Hulst. Umożliwiło to omówienie problemów wzbudzających wspólne zainteresowanie. Pierwszy dzień konferencji poświęcony był referatom i dyskusji nad składem i wielkością strumienia pierwotnego promieniowania, oraz nad wpływem ziemskiego pola magnetycznego. Zreferowano kilka ostatnich prac grupy Iowa, które potwierdzają obecność miękkiego promieniowania w strefie zorzy polarnej, na wysokościach większych od 50 km. Przypuszcza się, że promieniowanie to składa się z elektronów o raczej niskiej energii, które mogą należeć do ogona wysokoenergetycznego widma cząstek tej strefy. Dyskutowano również nad zagadnieniem obfitości i względnej zawartości litu, berylu i boru w strumieniu pierwotnym. Problem ten nie budzi obec-

nie żadnych wątpliwości. Referowano także wyniki ostatnich pomiarów szerokości geomagnetycznej uzyskane przez grupę oxfordzką i chicagowską przy pomocy umieszczonego na statku monitora neutronowego i teleskopu mezonowego. Okazało się, że położenie równika geomagnetycznego wyliczone z tych pomiarów jest nieco inne, aniżeli wyprowadzone z pomiarów magnetycznych. Prowadzi to do rozbieżności wynoszących około 7 stopni dla szerokości geomagnetycznych pewnych punktów.

Drugiego dnia omawiano zagadnienie widma energetycznego promieniowania pierwotnego. Przedstawione zostały dane dotyczące jego niskoenergetycznego końca. W szczególności dyskutowano nad położeniem punktu załamania krzywej zależności natężenia promieniowania od szerokości (geomagnetycznej); pewne dane wskazują, że położenie to zmienia się z czasem i punkt załamania właściwie nie istnieje w czasie minimum plam słonecznych tak, że intensywność natężenia niskoenergetycznego promieniowania kosmicznego znacznie wzrasta w tym czasie. Zbadanie widma dla wysokich energii umożliwiły pomiary wielkich pęków. Opisano kilka urządzeń stosowanych do tych pomiarów. Radialny rozkład gęstości cząstek w ulewach o energii rzędu 10 eV badany był w Harwell oraz w Związku Radzieckim metodami licznikowymi. Dane uzyskane w Harwell wskazują, że istnieją ulewy o energii  $10^{19}$  eV. Pewne wstępne wyniki przedstawione zostały przez badaczy z MIT, którzy skonstruowali ostatnio detektor ulew składający się z dwudziestu dużych scyntylatorów. Przeprowadzono również dyskusję nad oceną energii cząstki pierwotnej, odpowiedzialnej za daną wielkość ulewy. Wydaje się, że uczeni zgadzają się co do tego, że energia ta określona jest przez całkowitą ilość cząstek pomnożoną przez czynnik wynoszący około  $10^{10}$  eV.

Trzeci i czwarty dzień konferencji poświęcone były omawianiu zmian natężenia promieniowania kosmicznego. Posiedzenie rozpoczęło się dyskusją nad wpływami meteorologicznymi na natężenie na poziomie morza, w szczególności nad zależnością pomiędzy natężeniem a temperaturą atmosfery, oraz aktywnością słoneczną i geomagnetyczną. Zreferowano także prace dotyczące wytwarzania promieni kosmicznych towarzyszących rozbłyskom słonecznym. Omawiano również zmiany natężenia promieniowania kosmicznego w czasie zaburzeń magnetycznych i ogólnoswiatowej jej zmiany w czasie trwania cyklu słonecznego, które zaobserwowane zostały przez szereg placówek należących do Carnegie Institution, które zajmowały się badaniami od 1936 r. Dane otrzymane przez te placówki wskazują na zmianę natężenia wynoszącą około 4% w ciągu cyklu słonecznego; jej maksimum przypada w czasie istnienia minimum plam słonecznych. Dyskusja nad przyczynami tych zmian natężenia toczyła się głównie wokół możliwości efektu wyrzucania materii słonecznej wypro-

wadzącej pole magnetyczne do przestrzeni międzygwiazdowej. Nie używano jednak zgodności poglądów co do sposobu w jaki te pola wytwarzają obserwowane zmiany. Czwarty dzień poświęcony był referatom i dyskusji dotyczącym dziennych zmian słonecznych i ich zachowania się w związku z aktywnością słoneczną i geomagnetyczną, dziennych zmian gwiazdowych oraz pomiarów izotropii wysoko energetycznych cząstek tworzących wielkie pęki. Istnienie dziennych zmian słonecznych dowodzi anizotropii promieniowania pierwotnego w stosunku do słońca. Nie wszyscy jednak są zgodni co do istnienia dziennych zmian gwiazdowych. Nowy postęp w dziedzinie badania izotropii promieniowania pierwotnego wielkiej energii polega na tym, że można obecnie wyznaczyć kierunek, z którego przybywa wielki pęk z dokładnością dochodzącą do 5 stopni. Wstępne wyniki tego rodzaju pomiarów zostały przedstawione przez grupy z MIT oraz z Imperial College od Science and Technology w Londynie. Dotychczas nie ma jednak pewności co do istnienia określonej anizotropii.

Pozostałe dni konferencji przeznaczone były na omawianie teorii pochodzenia promieniowania pierwotnego. Posiedzenie rozpoczęło się wstępnym referatem o własnościach galaktyki, gazu międzygwiazdowego i atmosfery słonecznej. Prof. J. H. Oort omówił ostatnią pracę wykonaną w Leyden, potwierdzającą wcześniejsze rezultaty uzyskane przez uczonych radzieckich i dotyczące polaryzacji światła mgławicy Krab. Średnia polaryzacja w centralnym obszarze mgławicy wynosi około 17%; lecz istnieją pewne wskazania, że tam, gdzie może być odizolowana ograniczona objętość mgławicy polaryzacja może być całkowita. Oort wskazał, że polaryzację przy długościach fal optycznych i radiowych można wytłumaczyć jeżeli założy się, że emisja spowodowana jest promieniowaniem hamowania elektronów o energii  $10^{11}$  eV poruszających się ruchem spiralnym w polu magnetycznym  $10^{-3}$  gaussa. Jeżeli interpretacja ta jest poprawna to istniałaby wówczas możliwość, że mgławica Krab mogłaby być źródłem promieniowania kosmicznego. Referaty i dyskusja nad pochodzeniem promieniowania pierwotnego wykazały jednak, że problem jest daleki od rozwiązania, a proponowane wyjaśnienia budzą szereg wątpliwości. Będzie on prawdopodobnie tematem niejednej jeszcze konferencji poświęconej promieniom kosmicznym.

Omawiana konferencja trwała sześć dni. W tak krótkiej notatce można było jedynie wspomnieć o najważniejszych omawianych na niej zagadnieniach, aby dać wyobrażenie o kierunkach badań w dziedzinie promieni kosmicznych.



### Stulecie śmierci Avogadro

W roku bieżącym upływa sto lat od śmierci Amadeo Avogadro, który sformułował zasadę, że w danej objętości, ciśnieniu i temperaturze liczba cząsteczek gazu jest określona i dla wszystkich gazów jednakowa.

Amadeo Avogadro urodził się w Turynie w r. 1776. Po odbyciu studiów prawniczych uzyskał w wieku lat dwudziestu stopień Doktora Praw, jednakże zainteresowanie naukami ścisłymi sprawiło, że począł się kształcić w tym kierunku i w trzydziestym roku życia wykładał fizykę i matematykę. Klasyczna jego praca o teorii cząsteczkowej ukazała się w *Journal de Physique* w r. 1811, ale wiele lat upłynęło zanim poglądy Avogadro uzyskały powszechne uznanie.

W r. 1911, jako w setną rocznicę ogłoszenia tej pracy, w obecności uczonych z całego świata, król włoski Wiktor Emanuel III odsłonił pomnik Avogadro w Turynie.

### Stulecie śmierci Łobaczewskiego

W roku bieżącym przypada również setna rocznica śmierci genialnego matematyka rosyjskiego Mikołaja Łobaczewskiego, który pierwszy zbudował geometrię opartą na układzie aksjomatów różnych od układu aksjomatów Euklidesa. Koncepcje Łobaczewskiego miały przełomowe znaczenie. Nieeuklidesowa geometria Riemanna jest fundamentem ogólnej teorii względności.

Mikołaj Łobaczewski urodził się w Niżnym Nowgorodzie w r. 1793. Studiował na uniwersytecie w Kazaniu. Później został profesorem, a następnie rektorem tego Uniwersytetu. W r. 1846 został usunięty ze stanowiska rektora i pozbawiony katedry przez władze rzą-

dowe. Zmarł w r. 1856 jako ociemniały inwalida.

### Uroczystość ku czci A. F. Joffego

Dnia 30 października r. ub. odbyło się w Sali Konferencyjnej Akademii Nauk w Leningradzie uroczyste zebranie dla uczczenia siedemdziesiątej piątej rocznicy urodzin i pięćdziesięciolecia pracy naukowej wybitnego uczonego radzieckiego, członka rzeczywistego Akademii Nauk ZSRR Abrama Fedorowicza Joffego. W zebraniu wzięli udział liczni uczeni z Leningradu, Moskwy, Kijowa, Mińska i innych ośrodków naukowych ZSRR oraz przedstawiciele władz, przemysłu itp.

Obrady otworzył akademik G. W. Kurdiumow krótkim przemówieniem, w którym nakreślił obraz najważniejszych zasług Joffego dla rozwoju fizyki radzieckiej i odczytał dekret Prezydium Najwyższej Rady ZSRR o nadaniu Joffemu tytułu Bohatera Pracy Socjalistycznej.

Wykład o życiu i działalności naukowej jubilata wygłosił akademik I. K. Kikoin. Po omówieniu fundamentalnych prac Joffego dotyczących kwantowego charakteru promieniowania mówca przedstawił jego osiągnięcia w dziedzinie fizyki półprzewodników, w szczególności wyniki jego badań zjawiska termoelektrycznego. Za prace te został Joffe odznaczony w r. 1942 nagrodą Stalinowską. Dały one podstawę dla badań wielu innych uczonych i okazały się bardzo ważne z punktu widzenia zastosowań technicznych dla gospodarki i obrony. Zasługi Joffego nie ograniczają się do działalności badawczej. Jest on również wybitnym organizatorem pracy naukowej. W zasięgu jego kierownictwa czynnych jest szereg instytutów w Leningradzie, Charkowie, Swierdłowsku i Tomsku.

Instytuty te są prowadzone przez jego uczniów. Należy specjalnie podkreślić rolę Instytutu Fizyko-Technicznego Akademii Nauk, który w latach trzydziestych był głównym ośrodkiem badań jądra atomowego. Założony przez niego w r. 1932 Instytut Agrofizyczny oddał cenne usługi rolnictwu. Jest to pierwsza placówka tego typu na świecie. Akademię Kikoin wspomnieli również o działalności Joffego jako wychowawcy licznej kadry fizyków. Wielu jego uczniów stało się wybitnymi pracownikami naukowymi, członkami Akademii Nauk i kierownikami instytucji badawczych. Nazwisko Joffego znane jest nie tylko we własnym kraju, ale i w całym świecie naukowym. Jest on członkiem Chińskiego Towarzystwa Fizycznego, Brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego, Amerykańskiej Akademii Nauk i Sztuk, doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Kalifornijskiego i Uniwersytetu w Bukareszcie, członkiem-korespondentem Niemieckiej Akademii i Nauk w Berlinie i Akademii Nauk w Getyndze.

Akademię A. A. Lebediew odczytał pismo Prezydium Akademii Nauk wyrażające uznanie zasług jubilatowi dla nauki radzieckiej, przy czym szczególny nacisk położono na jego zdolność wiązania w swojej działalności osiągnięć w nauce czystej z postępami w zakresie zastosowań praktycznych.

Po przemówieniach przedstawicieli szeregu instytucji naukowych zabrał głos akademik A. F. Joffe dziękując zebranym za udział w uczczeniu jego jubileuszu i oświadczając, że pragnie nadal oddawać wszystkie swoje siły dla dobra rozwoju nauki radzieckiej.

**Prof. J. Heyrovsky doktorem  
*honoris causa***

**Uniwersytetu Warszawskiego**

Dnia 6 lutego w Sali Złotej Pałacu Kazimierzowskiego odbyła się uroczystość nadania J. Heyrovskiemu,

profesorowi Uniwersytetu Karola w Pradze stopnia Doktora *honoris causa* Uniwersytetu Warszawskiego. Wręczenie dyplomu dokonał Prof. W. Świątosławski w obecności Rektora, Senatu Akademickiego oraz przedstawicieli Polskiej Akademii Nauk, Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego etc.

Prof. J. Heyrovsky jest twórcą polarografii, metody fizyko-chemicznej, która znalazła szeroki zakres zastosowań.

#### **Odnaczenie Kathleen Lonsdale**

Znana ze swoich badań w dziedzinie analizy strukturalnej kryształów przy pomocy promieni X uczona angielska Kathleen Lonsdale, profesor University College w Londynie, otrzymała wysokie odznaczenie za swoją działalność naukową. Kathleen Lonsdale została kreowana Damą Orderu Imperium Brytyjskiego.

#### **Nagrody Klementa Gottwalda**

Dekretem Prezydenta Republiki Czechosłowackiej zostały przyznane nagrody Klementa Gottwalda za prace naukowe z fizyki.

Nagrodę I stopnia otrzymał dr Jan Tauc z Instytutu Fizyki Technicznej Czechosłowackiej Akademii Nauk za badania w dziedzinie fizyki półprzewodników. Wspólnie z laureatem Nagrody Państwowej dr Trouisilem odkrył dr Tauc nowe zjawisko termoelektryczne w komórce germanowej o przewodnictwie typu  $n$  w styku z gorącym ostrzem metalowym. W oparciu o uzyskane wyniki dr Tauc opracował w r. 1953 ogólną teorię termicznych sił elektromotorycznych w półprzewodnikach. Prócz tego dr Tauc uogólnił i rozszerzył teorię Shockleya styków  $p-n$ , a również zajmował się zjawiskami fotoelektrycznymi w półprzewodnikach. Niezależnie od pracy naukowej wiele uwagi poświęcił dr Tauc praktycznemu zastosowaniu od-

krytych zjawisk w technice przemysłowej.

Nagrodę II stopnia otrzymał dr Zdenek Matyas z Uniwersytetu Karola w Pradze za opracowanie nowej teorii stapiania kryształów jonowych. Teoria dr Matyasa oparta jest na rozważaniach termodynamicznych i wyjaśnia zmiany przewodnictwa elektrycznego w punkcie topnienia. Wyniki tej teorii mają duże znaczenie w związku z zagadnieniem powstawania obrazu ukrytego w emulsji fotograficznej.

#### **Perspektywy wykorzystania energii jądrowej w szóstym Planie 5-letnim ZSRR**

Prezes Akademii Nauk ZSRR A. Niesmiejano w opublikowanym w czasopiśmie *Ogoniok* artykuł, w którym m. in. stwierdza, że według projektowanych wytycznych okres szóstego Planu 5-letniego przynieść ma budowę elektrowni jądrowych o łącznej mocy około 2—2,5 miliona kilowatów oraz skonstruowanie środków transportowych o napędzie jądrowym, w szczególności łamaczy lodów. Jeszcze w roku bieżącym ukończony ma być montaż synchrotronu, w którym cząstki naładowane uzyskiwać będą energię do 10 BeV. Obecnie najbardziej doniosłym zadaniem jest zdobycie umiejętności kierowania przebiegiem reakcji termonuklearnych.

Akademik I. W. Kurczatow złożył oświadczenie, w którym podał do wiadomości, że będą budowane reaktory dziesięciu różnorodnych typów mocy od 50 000 do 200 000 kilowatów. Znajdą się wśród nich zarówno reaktory z neutronami prędkimi, jak i reaktory z neutronami powolnymi. Jako moderatory użyte będą ciężka woda, zwykła woda, grafit oraz beryl, a jako substancje chłodzące — woda, gazy i stopione metale. W jednym reaktorze jako paliwo będzie użyty tor. W pracach tych uczestniczyć będą fizycy i technicy krajów zaprzyjaźnionych, które budują u siebie reaktory przeznaczone do badań

naukowych, planują zaś budowę elektrowni jądrowych. Należy sądzić, że współpraca ta będzie się stale pogłębiać i rozszerzać i że doprowadzi do wybitnych osiągnięć. Wkrótce ukończony będzie projekt łamacza lodów z napędem jądrowym. Realizacja tego projektu ma nastąpić w ciągu najbliższej pięciolatki. Prowadzone są studia nad zagadnieniem stosowania napędu jądrowego do innych typów statków morskich, pojazdów drogowych i samolotów. Budowa akceleratora pozwalającego nadawać cząstkom energię 10 BeV — będzie to najpotężniejszy akcelerator świata — ukończona ma być w roku bieżącym. Magnes tego akceleratora waży 36 000 ton. Projektowany jest akcelerator do 50 BeV.

#### **Zagadnienie wykorzystania reakcji termonuklearnych**

Admirał Strauss, przewodniczący amerykańskiej Komisji Energii Atomowej podał do wiadomości, że rozpoczęte zostały prace, objęte umowną nazwą „Sherwood Project“ mające na celu zbadanie możliwości wykorzystania reakcji łączenia się jąder atomowych jako użytecznego źródła energii. Dokonano już poważnego wysiłku w tym kierunku, ale trzeba będzie zapewne około dwudziestu lat, aby mogły być osiągnięte wyniki o praktycznej wartości. Największą trudność stanowi kierowanie przebiegiem reakcji w temperaturze setek milionów stopni i przetworzenie energii cieplnej w energię elektryczną. Produktem wyjściowym dla reakcji fuzji jądrowej będzie prawdopodobnie deuter. Prace z tym izotopem są obecnie w toku. Zasoby deuteru zawarte w wodach oceanów wystarczyłyby na pokrycie zapotrzebowania energii całej ludzkości na miliardy lat.

#### **Druga wystawa „Atom dla pokoju“**

Komitet organizacyjny wystawy „Atom dla pokoju“, która odbyła się w lecie roku ubiegłego w Genewie, po-

stanowił urządzać drugą podobną wystawę, również w Genewie, w r. 1957. Pierwsza wystawa cieszyła się ogromnym powodzeniem. Wynik finansowy imprezy pozwolił Komitetowi zwrócić wystawcom 32% opłat za wynajem stoisk.

### Konferencje spektroskopowe

W początku roku bieżącego Argonne National Laboratory urządziło symposium spektroskopii ze szczególnym uwzględnieniem zagadnień interesujących dla Komisji Energii Atomowej Stanów Zjednoczonych, a więc przede wszystkim: widma pierwiastków ciężkich, struktura nadształtowa i przesunięcie izotopowe, pochłanianie w niskich temperaturach, analiza izotopowa, metody badania małych lub promieniotwórczych próbek, nowe postępy w dziedzinie techniki spektroskopowej.

VI Międzynarodowe Kolokwium Spektroskopii odbędzie się w dniach 14—19 maja w Amsterdamie i obejmie zagadnienia zarówno spektroskopii emisyjnej jak i absorpcyjnej. Głównym tematem z dziedziny spektroskopii emisyjnej ma być wpływ źródła światła na emisję — omówione mają być kwestie związane z użyciem płomienia, łuku, i iskry. Każdemu z tych typów źródeł poświęcony będzie godzinny referat wprowadzający, będą również wygłoszone referaty ogólne na temat spektroskopii w nadfiolecie i w podczerwieni, przy czym ich głównym przedmiotem ma być wpływ czynników aparaturowych na pomiary wygaszania. Odbędą się również dyskusje na temat techniki instrumentalnej w dziedzinie spektroskopii emisyjnej i absorpcyjnej i na temat kwantometrii. Dwa wieczory będą zarezerwowane na zorganizowane dyskusje nad aktualnymi zagadnieniami. Przewiduje się, że będą one dotyczyć nomenklatury, normalizacji, dokumentacji itp. Jeden dzień ma być zarezerwowany na wycieczki do różnych

wytwórni i laboratoriów, jak również na obejrzenie robót przy Zuyder Zee i innych typowych widoków holenderskiego krajobrazu.

### Współpraca międzynarodowa w pokojowym wykorzystaniu energii jądrowej

Rok 1955 zaznaczył się nawiązaniem ściślejszej współpracy międzynarodowej w zakresie pokojowego wykorzystania energii jądrowej. Konferencja Genewska dała sposobność do skonfrontowania osiągniętych wyników i wymiany informacji. Ważnym wydarzeniem było wszczęcie przez państwa najbardziej zaawansowane w fizyce i technice jądrowej szeroko zakrojonej akcji pomocy dla państw, które dotychczas nie posiadały należycie wyposażonych ośrodków badań jądrowych. Związek Radziecki i Stany Zjednoczone zawarły w tym przedmiocie szereg układów z innymi państwami. Na podstawie tych układów ma być podjęta budowa reaktorów doświadczalnych przez państwa korzystające z pomocy, które mają otrzymać dokumentację techniczną, część materiałów oraz ułatwienia w kształceniu specjalistów.

Prezydent Eisenhower zapowiedział, że po nabyciu należytego doświadczenia w technice reaktorowej państwa budujące reaktory doświadczalne przy współpracy amerykańskiej będą mogły korzystać z dalszej pomocy przy instalowaniu urządzeń do produkcji energii jądrowej w skali przemysłowej.

### Europejska Organizacja Badań Jądrowych

Rada Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (CERN) postanowiła utworzyć katedry „gościnne“, na które zapraszani będą uczeni na przeciąg jednego roku. Na katedrę fizyki teoretycznej powołany został włoski fizyk G. C. Wick, profesor Carnegie Institute of Technology w Pittsburgu. Będzie on kierownikiem grupy fizyki teoretycz-

nej w CERN. Katedrę fizyki doświadczalnej objąć ma W. K. H. Panofsky, kierownik laboratorium fizyki wysokich energii w Stanford University w Kalifornii.

Zatwierdzono budżet, w którym wydatki preliminowane na r. 1956 wynoszą około 43 milionów fr. szw., co stanowi podwyżkę w stosunku do r. 1955 o około 9 milionów fr. szw. Na rok bieżący przewiduje się urządzenie nowej siedziby CERN w Meyrin.

Dokonano wyboru komitetu (tj. prezydium) Rady w składzie następującym: przewodniczący — Sir Ben Lockspeiser (Wielka Brytania) i I. Waller (Szwecja), przewodniczący komitetu finansowego — J. Willems (Belgia), członkowie komitetu Rady — A. Pennetta (Włochy) i P. Scherrer (Szwajcaria).

W dniach od 11 do 23 czerwca r. b. urządzony będzie w Genewie symposium fizyki wysokich energii. Pierwszy tydzień poświęcony będzie technice wielkich akceleratorów, pozostały czas — różnym technikom specjalnym (m. in. komorom Gläsera) oraz fizyce pionów.

### **Energia jądrowa w Wielkiej Brytanii**

Specyficzne warunki gospodarcze Wielkiej Brytanii stwarzają szczególnie korzystną koniunkturę dla wykorzystania energii jądrowej. W Stanach Zjednoczonych znacznie niższe ceny węgla sprawiają, że wymagania opłacalności są o wiele bardziej ostre. Toteż fizycy i technicy brytyjscy czynią ogromny i, jak dotąd na ogół udatny, wysiłek celem wprowadzenia sprawy energii jądrowej na tory praktycznej realizacji. Wielka Brytania została wyprzedzona jedynie przez Związek Radziecki, gdzie, jak wiadomo, pierwsza elektrownia z napędem reaktorowym jest czynna od czerwca r. 1954.

W miesiącach letnich roku bieżącego pierwszy reaktor siłowni jądrowej w

Calder Hall rozpocznie działanie i będzie służył do wytwarzania prądu dla położonych w pobliżu zakładów Windscale, gdzie prowadzona jest obróbka chemiczna materiałów zawierających pluton. W końcu roku reaktor ten osiągnie pełną moc i będzie wykorzystany jako źródło energii elektrowni oddającej prąd do sieci ogólnopństwowej.

Budowa reaktora trwała około trzech lat. Brało w niej udział ponad dwa tysiące pracowników, w tym przeszło stu uczonych i inżynierów. Pomyślnie rozwiązano szereg trudnych problemów technicznych wynikających z konieczności zabezpieczenia personelu i pewności działania urządzeń. Wielkie komory stalowe zawierające reaktor i wymienniki ciepłe spawane były z niezwykłą starannością, spojenia zaś poddane bardzo ostrym próbom przed użyciem. Osłony betonowe zostały uformowane i prasowane w warunkach ściśle kontrolowanych, aby osiągnięta była możliwie najlepsza jednorodność tworzywa i aby nie było w nim luk ani otworów. Części metalowe struktury reaktora były wytworzone z zachowaniem ogromnie wysokich wymagań co do czynności chemicznej. Położone są już fundamenty pod drugi reaktor w Calder Hall.

Siłownia jądrowa w Calder Hall ma służyć jako prototyp dla co najmniej pięciu dalszych siłowni. Rozpoczęto już prace przy budowie centrali w Annan w hrabstwie Dumfrieshire (Szkocja). Przewiduje się, że w r. 1960 te siłownie będą miały łączną moc 320 000 kilowatów zaoszczędzając krajowi około 1 250 000 ton węgla rocznie.

Niezależnie od tego Centralny Zarząd Elektrowni przystąpił wiosną roku bieżącego do budowy dwóch elektrowni jądrowych. Reaktory projektowane do tych elektrowni są w znacznym stopniu wzorowane na reaktorach w Calder Hall, jednakże część prętów w nich ma

zawierać uran wzbogacony, przez co produkcja prądu będzie mogła być dwukrotnie większa niż w siłowniach omawianych poprzednio. Budowa ma trwać do r. 1960. Koszty produkcji jednostki energii elektrycznej umożliwią bezdeficytową sprzedaż jej po cenach, mogących konkurować z cenami energii z elektrowni opalanych węglem, względnie olejem mineralnym. Wytwarzanie energii elektrycznej będzie wyłącznym celem tych siłowni, podczas kiedy centrale typu Calder Hall pomyślane są przede wszystkim jako fabryki plutonu. Prąd elektryczny jest tu produktem ubocznym.

Eksperti brytyjscy zdają sobie sprawę z tego, że centrale typu Calder Hall odznaczają się bardziej prostą konstrukcją niż wysokim stopniem wydajności ekonomicznej i technicznego udoskonalenia. Amerykanie żartobliwie porównują je do słynnego modelu T samochodu Forda. Użycie jako moderatora grafitu, nie zaś ciężkiej wody powoduje zwiększenie rozmiaru reaktorów i zawartości w nich naturalnego uranu. Ciepło wytwarzane w reaktorach przenoszone jest do kotłów parowych prądem dwutlenku węgla. Ze względu na stosunkowo niską temperaturę, na jaką obliczona jest wytrzymałość tych elementów konstrukcyjnych reaktora (550°F) nie można otrzymywać pary wysokoprężnej, przez co wydajność energii elektrycznej w stosunku do zużytego ciepła wynosi 24%. W nowoczesnych elektrowniach węglowych osiąga się wydajność 36%. Poprawa wydajności uwarunkowana jest możliwością użycia tworzyw bardziej odpornych na temperaturę, co wiąże się z bardzo trudnymi problemami metalurgicznymi. Ważne też jest wzmoczenie tempa wymiany ciepła. Cennych danych doświadczalnych w tym przedmiocie dostarczy zapewne eksploatacja, której początek przewidziany jest na r. 1958, szybkiego, to jest opartego na wy-

chwycie szybkich neutronów, reaktora produkcyjnego (*fast breeder reactor*). Budowa tego reaktora podjęta została w Dounreay. Będzie on chłodzony ciekłym sodem.

Wskazówką, w jakim kierunku bieżącą myśli fizyków na temat przyszłego rozwoju techniki reaktorów, jest oświadczenie, które Sir John Cockcroft złożył w listopadzie roku ubiegłego, że rozpoczęto studia reaktora jednorodnego, to jest reaktora zawierającego paliwo jądrowe ściśle zmieszane z substancją chłodzącą, bądź jako zawiesinę, bądź jako roztwór. Według miarodajnych opinii możliwe jest, że w ciągu najbliższych lat dziesięciu urzeczywistni się marzenie inżynierów reaktorowych, to jest będą konstruowane reaktory jednorodne o małych rozmiarach i niskich kosztach budowy przy bardzo wielkiej wydajności cieplnej w stosunku do wielkości. Reaktory takie działać mają w sposób ciągły z krążeniem paliwa jądrowego stale oczyszczanego z produktów rozszczepienia.

#### Konferencja na temat zjawisk topnienia

W październiku roku ubiegłego odbyła się w Ottawie konferencja poświęcona zagadnieniom związanym ze zjawiskami topnienia, dyfuzji itp. Przewodniczył dr D. K. C. MacDonald. Konferencja była urządzona przez grupę fizyki niskich temperatur i ciała stałego Wydziału Fizyki Czystej Kanadyjskiej Narodowej Rady Badań Naukowych. Celem konferencji była wymiana poglądów między fizykami, chemikami, geofizykami i metalurgami. Wygłoszono dwanaście referatów. Na każdy referat przeznaczone było pół godziny, na dyskusje zaś po 20 minut.

Między innymi dr MacDonald w swoim referacie wprowadzającym omawiał zagadnienia topnienia i autodyfuzji w oparciu o model powstawania luk w sieci krystalicznej i podał wska-

zania prowadzące do wniosku, że topnienie zachodzi wówczas, gdy stężenie luk osiąga wartość rzędu  $10^{-3}$ . J. S. Dugdale przedstawił wyczerpująco wyniki prac doświadczalnych i teoretycznych dotyczących krzywej topnienia pod wysokim ciśnieniem. Dwa referaty wygłoszone przez pracowników ośrodka Chalk River zawierały wyniki uzyskane metodą analizy dyfrakcyjnej przy pomocy neutronów powolnych: D. G. Henshaw i D. G. Hurst wyznaczyli funkcję rozkładu radialnego w ciekłym helu, i stwierdzili znaczny jej wzrost z ciśnieniem w zakresie zasięgów małego rzędu; B. N. Brockhaus przeprowadził wstępne pomiary rozkładu energii neutronów rozproszonych przez ciecze. Uzyskane dane po odpowiednim opracowaniu i interpretacji mogą dostarczyć interesujących informacji o autodyfuzji. J. A. Morrison zdał sprawę z doświadczeń nad topnieniem powierzchniowym w adsorbowanych warstwach argonu i azotu na podłożu tlenku tytanu i omawiał anomalię ciepła właściwego, której ostrość występowania szybko wzrasta ze wzrostem grubości warstwy. D. C. Patterson poddał dyskusji wyniki Morrisona korzystając z modelu „porządek-nieporządek“, po czym nastąpiła ożywiona dyskusja ogólna. W. B. Pearson opisał doświadczenia ze stopami rozcieńczonymi okazujące wpływ dystorsji sieci na temperatury topnienia. Inni metalurgowie starali się podkreślić niejednorodny charakter procesu topnienia ilustrując to fotografiami powierzchni granicznych w metalach topniejących i krzepnących. A. Rosenberg okazał, że krzepnięcie w „czystym ołowiu“ zachodzi przez narastanie lamellarne, topnienie zaś wydaje się być odwróceniem tego procesu. Było to wyraźnie pokazane na filmie przy zastosowaniu odpowiedniego powiększenia przestrzennego i czasowego. J. W. Rutter opisał krzep-

nięcie metali nieczystych i okazał, jak struktura zanieczyszczeń zależy od ich stężenia, od prędkości krzepnięcia i gradientu temperatury w cieczy. E. H. McLaren badał za pomocą precyzyjnych termometrów oporowych (do  $10^{-4}$  stopnia) temperatury krzepnięcia i topnienia cynku i cyny i znalazł, że różnice techniki zamrażania i historii termicznej próbki mogą powodować różnice temperatury topnienia dochodzące do  $10^{-2}$  °C.

Wkrótce stało się jasne, że zachodzi znaczna różnica stanowisk fizyków i chemików z jednej a metalurgów z drugiej strony. Fizycy i chemicy skłonni byli uważać zarówno ciała stałe jak i ciecze za jednorodne struktury atomowe i rozumować na podstawie termodynamiki i fizyki statystycznej. W. C. Winegard w krótkim przemówieniu poddał zasadniczej krytyce pogląd fizyków i chemików, którzy za mało uwzględniają rolę zanieczyszczeń i dyzlokacji, o których wiadomo, że wywierają znaczny wpływ na zjawisko topnienia. To wystąpienie wywołało bardzo ożywioną dyskusję, tym bardziej pożyteczną ze względu na to, że uczestnicy byli już uprzednio zaznajomieni z poprzednio referowanymi wynikami.

Użyteczność nawet bardzo uproszczonych teorii została wykazana przez geofizyka R. J. Uffena, który opowiedział jak wyniki pomiarów laboratoryjnych w dziedzinie zjawisk pod wielkimi ciśnieniami muszą służyć jako podstawa do śmiałych ekstrapolacji przy rozważaniach na temat fizyki skorupy ziemskiej i wnętrza Ziemi.

Sukces konferencji czyni prawdopodobnym urządzenie podobnych konferencji poświęconych dyskusjom na temat innych zagadnień z fizyki ciała stałego i niskich temperatur.

#### **Zjazd poświęcony analogiom rachunkowym**

Belgijskie Stowarzyszenie Inżynierów Telekomunikacji i Elektroników urządziło w roku ubiegłym cykl odczytów

i dyskusji na temat różnych aspektów zastosowania metod analogii rachunkowych. Ogromny sukces tego cyklu skłonił Stowarzyszenie do zorganizowania zjazdu międzynarodowego poświęconego analogiom rachunkowym. W zjeździe tym, który odbył się w Brukseli w dniach od 26 września do 2 października ubiegłego roku wzięło udział około 400 uczonych i techników z 17 krajów, przede wszystkim z Belgii, Stanów Zjednoczonych, Francji, Wielkiej Brytanii, ZSRR i Polski. Podczas zjazdu czynna była wystawa maszyn typu analogii. Siedem podstawowych referatów wygłoszono na posiedzeniach plenarnych, pozostałe w liczbie 94 zostały odczytane w mniejszych zespołach. Pełne materiały zjazdu wraz ze sprawozdaniami z dyskusji opublikowane będą w najbliższym czasie w Brukseli. Na zjeździe uchwalono założenie Międzynarodowego Stowarzyszenia dla Analogii Rachunkowych (Association Internationale pour le Calcul Analogique). Pierwszym przewodniczącym Stowarzyszenia obrany został J. Hoffmann, profesor Université Libre de Bruxelles.

#### Francuska elektrownia jądrowa

Według oświadczenia Marcel Floret, przewodniczącego przedsiębiorstwa państwowego *Electricité de France*, pierwsza francuska elektryczna centrala jądrowa rozpocznie produkcję w roku bieżącym. Jest ona budowana w Marcoul pod Avignon, w dolinie Rodanu. Źródłem energii będzie reaktor o mocy 5000 kilowatów chłodzony sprężonym powietrzem. W ciągu najbliższych trzech lat powstać mają w tejże miejscowości jeszcze dwie elektrownie jądrowe o mocy po 25 000 kilowatów. Do roku 1960 ogólna moc elektrowni jądrowych osiągnie około 60 000 kilowatów, następnie zaś, według planów *Electricité de France*, będzie się powiększać co cztery lata.

#### Ogrzewanie budynków „odpadkowym“ ciepłem z reaktorów

General Electric Co. opracowała system ogrzewania budynków oparty na wykorzystaniu ciepła generowanego w reaktorach jądrowych, które dotychczas tracone było bezużytecznie. W zakładach amerykańskiej Komisji Energii Atomowej w Hanford prowadzonych przez General Electric Co. woda chłodząca reaktory jest pompowana do wymienników, w których oddaje ciepło wodzie przenoszącej je do grzejników w budynkach. Urządzenie pozwala zaoszczędzić opału wartości 59 000 dolarów rocznie, aczkolwiek należy stwierdzić, że koszt instalacji przewyższa koszt instalacji zwykłego centralnego ogrzewania. W Hanford ogólna ilość wykorzystywanego ciepła z reaktorów byłaby wystarczająca do ogrzewania 1000 mieszkań średniej wielkości.

#### Fizyka jądrowa w Jugosławii

Przewodniczący Jugosłowiańskiej Komisji Energii Atomowej generał Aleksander Ranković oświadczył, że budowa cyklotronu według własnych projektów bliska jest ukończenia i że przygotowanie do budowy doświadczalnego reaktora jądrowego są w toku. Przeprowadzono badania złóż uranu ze złóż krajowych, które wykazały jego przydatność do użycia w reaktorze. Reaktor i cyklotron służyć będą fizykom jugosłowiańskim, jako narzędzia pracy badawczej a również pozwolą na podjęcie produkcji izotopów dla przemysłu, lecznictwa i rolnictwa.

Jugosławia prowadzi rozmowy na temat współpracy w pokojowym wykorzystaniu energii jądrowej z różnymi państwami, między innymi ze Związkiem Radzieckim i ze Stanami Zjednoczonymi.

#### Międzynarodowy kurs ochrony zdrowia od promieniowań

Pierwszy międzynarodowy kurs mający na celu przygotowanie specjalis-



tów ochrony zdrowia od promieniowań jonizujących odbył się w Sztokholmie w listopadzie roku zeszłego. Przedmiotem wykładów prowadzonych przez uczonych wielu krajów były między innymi pomiary kontrolne promieniowań w pomieszczeniach zajmowanych przez pracowników w zakładach, w których prowadzone są prace ze źródłami promieniowań, kwestie lokalizacji reaktorów jądrowych, sprawa usuwania odpadków promieniotwórczych itp.

#### **Brytyjsko-Indyjska współpraca w wykorzystaniu energii atomowej**

Zarząd Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa podał do wiadomości, że w wyniku rozmów z indyjskim Departamentem Energii Atomowej zostało zawarte porozumienie zapewniające ścisłą współpracę i wzajemną pomoc w zakresie postępu i rozwoju pokojowych zastosowań energii atomowej. Porozumienie przewiduje, że osoby należące do personelu obu instytucji będą mogły konsultować się wzajemnie i wspólnie opracowywać uzgodnione zagadnienia. W myśl porozumienia Zarząd Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa dostarczy indyjskiemu Departamentowi Energii Atomowej wzbogacony uran jako paliwo do reaktora basenowego (*swimming pool*), który obecnie budowany jest w Bombaju. Na późniejszy okres przewiduje się również pomoc ze strony brytyjskiej przy zaprojektowaniu i budowie reaktora eksperymentalnego o dużej gęstości strumienia neutronów.

#### **Sympozjon krystalografii w Madrycie**

W dniach 2—7 kwietnia odbył się w Madrycie sympozjon krystalografii urządzony przez Międzynarodową Unię Krystalografii. Tematem sympozjonu była struktura w skali między atomową a mikroskopową. Jednocześnie z sympozjonem odbyło się zebranie publiczne Komisji Aparatury Krystalograficz-

nej i szereg zebrań w sprawie nauczania krystalografii. Między innymi omówiono obszernie sprawę nauczania fizyki kryształów, analizy strukturalnej, metod i maszyn matematycznych.

#### **Inwestycje kapitałowe w przemyśle jądrowym**

Na odbytej niedawno na Florydzie konferencji amerykańskich banków inwestycyjnych wiele uwagi poświęcono wzrastającemu znaczeniu przemysłu jądrowego dla życia gospodarczego Stanów Zjednoczonych i innych państw. Amerykańskie przedsiębiorstwa produkcji energii elektrycznej już obecnie zatrudniają 140 000 osób w pracach związanych z wytwarzaniem energii jądrowej i planują poczynienie inwestycji w urządzenia jądrowe na ogólną sumę 225 milionów dolarów. Bankier W. S. Hughes z Los Angeles wyraził przekonanie, że do roku 1960 inwestycje w budowę siłowni jądrowych osiągną wartość 250 milionów dolarów i moc 1 miliona kilowatów. W ciągu następnego dwudziestolecia moc amerykańskich siłowni winna wzrosnąć stukrotnie. W obecnym stanie technologii reaktorowej potrzeba pięciu do siedmiu lat na zaprojektowanie, budowę i doprowadzenie do normalnej eksploatacji reaktora. Obecnie około 80 reaktorów jest w budowie, wśród nich niektóre o mocy ponad 100000 kilowatów.

Przewiduje się, że w r. 1965 wysokość kapitałowych inwestycji w reaktory przemysłowe w Niemczech może dorównać wysokości inwestycji na ten cel w Wielkiej Brytanii.

#### **Poradnik dla korzystających z izotopów promieniotwórczych**

Brytyjski Związek Producentów Aparatury Naukowej wydał przy współpracy Zarządu Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa broszurę zawierającą wskazówki co do wyboru aparatury potrzebnej do pracy z izotopami promieniotwórczymi. Broszura składa

się z części wstępnej, stanowiącej wprowadzenie do zagadnienia pomiarów promieniotwórczych napisanej przez D. Taylora i A. G. Peacocka oraz z części szczegółowej, w której podane są dokładne charakterystyki poszczególnych instrumentów.

### Fizyka chmur

W dniach 4 i 5 stycznia odbyła się w Imperial College of Science and Technology konferencja zorganizowana wspólnie przez Brytyjskie Towarzystwo Fizyczne i Królewskie Towarzystwo Meteorologiczne na temat fizyki chmur. Referat ogólny wygłosił B. J. Mason. Tematyka konferencji dotyczyła głównie mikrofizyki chmur.

### Konferencja rentgenograficzna we Wrocławiu

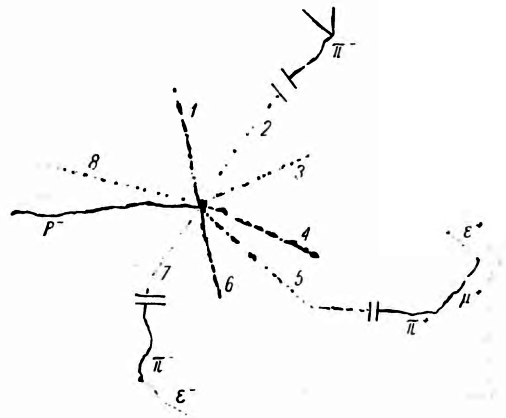
W dniu 25 lutego b. r. odbyła się we Wrocławiu konferencja rentgenograficzna, zorganizowana przez Zakład Badań Strukturalnych Instytutu Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk. W konferencji wzięli udział przedstawiciele instytucji naukowych, w których prowadzone są badania strukturalne metodami rentgenowskimi i elektronograficznymi.

Po zapoznaniu się z kierunkami badań prowadzonych w poszczególnych ośrodkach uczestnicy konferencji przedyskutowali sprawę nawiązania wzajemnej współpracy, w wyniku czego postanowiono organizować dwa razy do roku konserwatorium, na które składałby się referat ogólny i krótkie sprawozdania z prac własnych. Ponadto rozważono możliwości urządzania konferencji letnich, oraz przystąpienia Polski do Międzynarodowej Unii Krytalografii.

### Anihilacja antyprotonu

W lutym r. b. na zebraniu Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego dr O.

Chamberlain przedstawił powiększenie obrazu gwiazdy anihilacyjnej zarejestrowanej w emulsji fotograficznej, która była wystawiona na działanie promieniowania zawierającego antyprotony. Suma energii cząstek jonizujących



jących wychodzących z gwiazdy została obliczona na 1,23 BeV. Energia anihilacji pary proton - antyproton wynosi 1,876 BeV, należy więc przypuszczać, że około 0,65 BeV zostało uniesione przez cząstki niejonizujące.

P<sup>-</sup> — ślad toru powolnego protonu (prawdopodobnie antyprotonu), 1, 4, 6 — ślady torów protonów, 2, 3, 5, 7, 8 — ślady mezonów  $\pi$ .

### Dwudziestopięciolecie czasopisma „Więstnik Akademii Nauk SSSR“

Organ Akademii Nauk Związku Radzieckiego *Więstnik Akademii Nauk SSSR* obchodził niedawno dwudziestopięciolecie. W związku z tą rocznicą Prezydium Akademii stwierdziło, że czasopismo to pełniło ważną funkcję naświetlając zagadnienia istotne dla rozwoju nauki radzieckiej. *Więstnik* publikuje informacje o naczelnych problemach nauki, jej organizacji i planowaniu, zastosowaniach zdobyczy nauki

w przemyśle i rolnictwie. Systematycznie podawane są wiadomości o międzynarodowych kontaktach utrzymywanych przez uczonych radzieckich i o życiu naukowym za granicą, jak również sprawozdania z działalności Prezydium Akademii i ze zjazdów i konferencji. Drukowane są materiały i dokumenty dotyczące historii nauki, krytyczne przeglądy i recenzje ważniejszych wydawnictw Akademii. Z *Więstnikiem* współpracują wybitni uczeni radzieccy i szereg uczonych zagranicznych.

Prezydium Akademii uznało za konieczne podkreślić, że mimo wszystko *Więstnik* nie publikuje jeszcze dosyć materiałów informujących o rozwoju nauki radzieckiej i wyjaśniających jej rolę w komunistycznym budownictwie Związku Radzieckiego. Zbyt mało uwagi zwraca się na zagadnienia planowania i koordynacji badań w instytutach Akademii, w szczególności na sprawę szkolenia kadr. Nie podawano regularnie sprawozdań z działalności Akademii Republik Związkowych i ich wkładu w ważniejsze kierunki badań. Dział krytyki i bibliografii nie daje jeszcze dostatecznie wnikliwej i wszechstronnej analizy wydawnictw Akademii.

**Georg Placzek**  
(1905—1955)

W dniu 16 października 1955 r. zmarł w Zurichu dr Georg Placzek. Urodzony w r. 1905 w Brnie, studiował w Wiedniu i w Pradze. Następnie pracował w różnych ośrodkach naukowych — w Utrechcie, Lipsku, Kopenhadze i Paryżu, a również w Uniwersytecie Hebrajskim w Jerozolimie. W r. 1938 przeniósł się do Stanów Zjednoczonych, początkowo do Cornell University. Po okresie pracy związanej z wyzwoleniem energii atomowej, którą prowadził m. in. w Los Alamos, przeszedł do pracowni badawczej General Electric Co w Schenectady. W r. 1948 został powoła-

ny do Institute of Advanced Study w Princeton.

Wśród najważniejszych osiągnięć Placzka należy wymienić przede wszystkim jego teorię zjawiska Ramana. W późniejszym okresie zajmował się fizyką neutronów, w szczególności jądroowymi poziomami rezonansowymi w związku z chwytem neutronów, moderacją neutronów i ich rozpraszaniem.

Metody Placzka odznaczają się ścisłością i rzetelnością matematyczną a przy tym prostotą. Rozumowanie swoje opierał Placzek chętnie na rozważaniach symetrii. Zawsze dążył do jak najbardziej gruntownego i wyczerpującego wyjaśnienia zjawisk. Pracy naukowej, zarówno własnej jak i cudzej, stawiał wysokie wymagania. Nie miał szczególnych zainteresowań dydaktycznych, ale dzięki swojej erudycji wdziękowi umysłu i umiejętności prowadzenia interesującej dyskusji wywierał korzystny wpływ na badaczy, którzy się z nim stykali i na swoich nielicznych uczniach.

**Stanisław Sachs**  
(1884—1956)

Dnia 12 stycznia 1956 r. zmarł w Łodzi dr Stanisław Sachs profesor łódzkiej Wyższej Szkoły Pedagogicznej

Urodzony w r. 1884 w Warszawie, wyższe studia rozpoczął w r. 1902 na Politechnice Warszawskiej, którą opuścił po dwóch latach, kiedy rozpoczął się strajk szkolny. Następnie studiował w Zurichu, Lipsku i Heidelbergu, gdzie pracując pod kierunkiem Lenarda uzyskał stopień doktora. W r. 1916 wrócił do kraju i objął stanowisko starszego asystenta przy katedrze fizyki doświadczalnej właśnie wówczas otwartego Uniwersytetu Warszawskiego.

Od r. 1919 do r. 1931 pracował w szkolnictwie wojskowym — jako major W. P. wykładał fizykę w Głównej Szkole Artylerii i Inżynierii. Podczas okupacji brał czynny udział w tajnym

nauczaniu, a w r. 1948 objął katedrę i kierownictwo zakładu fizyki w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Łodzi. Prowadził również wykłady zlecone na Uniwersytecie Łódzkim.

Prof. Sachs był jednym z założycieli i przez parę lat przewodniczącym

Oddziału Łódzkiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Ogłosił prace na temat jonizacji gazów, wyładowań elektrycznych w gazach, oraz jedną (wspólnie z B. Winawerem) z dziedziny promieniowania rentgenowskiego.

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz

Kand. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik

Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu

Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI

*Głiwice* — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

*Kraków* — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ

*Lublin* — Prof. dr ARMIN TESKE

*Łódź* — Prof. dr FELIKS J. WISNIEWSKI

*Poznań* — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA

*Toruń* — Prof. dr WANDA HANUSOWA

*Warszawa* — Prof. kand. ZDZISŁAW WILHELMI

*Wrocław* — Prof. dr BOLESŁAW MAKIEJ

## T R E Ś Ć

A. Teske — Stanisław Ziemecki . . . . .	123
J. Rzewuski — Teorie nielocalne . . . . .	131
D. Frąckowiak — Model metaliczny drobiny . . . . .	155
A. Wrześcińska — Fosfory krystaliczne — wyrób i struktura . . . . .	183
J. Sawicki — Modele jądrowe . . . . .	195
R. Mierzecki — Postępy techniki ramanowskiej . . . . .	217
O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand i T. Ypsilantis — Antyprotony . . . . .	231
 RECENZJE . . . . .	
A. Teske — „Marian Smoluchowski“ (rec. T. Piech) . . . . .	235
W. Rubinowicz i W. Królikowski — „Mechanika Teoretycz- na“ (rec. J. Rzewuski) . . . . .	236
A. Sobótka — „Ucho i dźwięk“ (rec. M. Kwiek) . . . . .	237
 ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	
Międzynarodowa konferencja w Meksyku poświęcona promieniowaniu kosmicznemu . . . . .	238
 KRONIKA . . . . .	241