

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XII

ZESZYT 6

1961

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Warszawa),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Karol Majewski (Warszawa), Ludwik Natanson
(Warszawa), Henryk Niewodniczański, czł. koresp.
PAN (Kraków), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN
(Warszawa), Leonard Sosnowski (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Andrzej Kisiel (Kraków)
Przemysław Zieliński (Warszawa)

Adres Redakcji: Kraków, Gołębia 13
tel. 267-45

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XII, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1961

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1635 + 145 egz.	Rękopis dostarczono 6. IX. 1961
Ark. wyd. 8,5 - ark. druk. 7+1 wkl. 4	Podpisano do druku 11. XII. 1961
Papier druk. sat. kl. III, 70 × 100, 80 g	Druk ukończono w grudniu 1961
Zamówienie 477/Q1	Cena zł 15, — K-3

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

R. V. Pound

Harvard

O masie fotonów *

W 1911 r. Einstein wskazał, że „zasada równoważności“ przewiduje wzrost energii promieniowania elektromagnetycznego przy jego przechodzeniu przez różnicę potencjałów grawitacyjnych. Doświadczalne stwierdzenie istnienia proporcjonalności pomiędzy ciężarem i masą ciał, sięgające jeszcze czasów Galileusza, mogło być uważane za potwierdzenie słuszności zasady równoważności. Zasada ta była etapem na drodze do zbudowania pomostu pomiędzy prawem ciężenia powszechnego a niezwykle owocną teorią względności; konsekwencją takiej drogi rozważań było zbudowanie tzw. ogólnej teorii względności.

W ubiegłym 50-leciu wpływ ciężenia na energię pola elektromagnetycznego wymykał się spod bezpośredniej obserwacji doświadczalnej. Były co prawda prowadzone pomiary tzw. w astronomii zjawiska „grawitacyjnego przesunięcia w czerwieni“ — uznać je należy jednak za daleko niewystarczające na skutek występowania w nich niezupełnie zrozumiałych efektów. I tak np. przesunięcia obserwowane przy badaniu linii w widmie słonecznym w dużym stopniu zależą od odległości punktu obserwacji od środka tarczy słonecznej; przesunięcie grawitacyjne rośnie z odległością od środka, osiągając asymptotycznie na skraju tarczy wartość przewidywaną. Zanim będzie można wypowiedzieć się na temat istnienia lub nieistnienia przewidywanego przesunięcia grawitacyjnego, w pierwszej kolejności należy odpowiedzieć na pytanie, jakie warunki fizyczne określają obserwację zależności efektu od odległości. Może się wydawać, że potwierdzenie z dużą dokładnością zasady równoważności dla ciał promieniotwórczych pozostawia mały margines dla domysłów o istnieniu wpływu ciężenia na samo promieniowanie elektromagnetyczne; jednakże takie pośrednie rozumowania mogą nie uwzględniać dodatkowych, możliwych jeszcze czynników.

Ścisły związek istniejący pomiędzy elektromagnetyzmem a teorią względności sprawia, że poszukiwania bezpośredniej metody sprawdzenia są szczególnie aktualne.

Einstein w swym prostym rachunku oparł się na zastąpieniu pola grawita-

* Referat wygłoszony na II Wszeczhwiązkowej Konferencji Reakcji Jądrowych Małych i Średnich Energii, Moskwa 1960 r. Tłumaczenie tekstu rosyjskiego, zamieszczonego w czasopiśmie „Uspiechi Fizycznych Nauk“ 72, 673 (1960).

cyjnego w pewnym obszarze przez układ współrzędnych, niezależnych od ciężenia, w którym działa stałe przyspieszenie g , skierowane do góry, przy czym g jest wartością przyspieszenia do dołu, uwarunkowanego ciężeniem w rzeczywistej przestrzeni. Czas przelotu promieniowania od źródła umieszczonego na wysokości h ponad obserwatorem wynosi h/c ; w układzie równoważnym wskutek występowania efektu Dopplera pierwszego rzędu następuje względne zwiększenie częstości $\Delta\nu/\nu_0$ równe gh/c^2 — przy założeniu, że gh/c jest wielkością małą w porównaniu z c . Obserwator mierzy częstość $\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{gh}{c^2}\right)$ jako wynik zmiany względnej prędkości w ciągu czasu przelotu. Dla niejednorodnych pól grawitacyjnych w podobny sposób można otrzymać

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{\Delta\varphi}{c^2}\right),$$

gdzie $\Delta\varphi$ jest różnicą potencjałów grawitacyjnych.

Prowadząc zupełnie analogiczne rozważania Einstein przyjmował, że czas w obu punktach płynie z prędkościami, różniącymi się między sobą o wielkość gh/c^2 . Przejście od jednego sposobu ujęcia zagadnienia do drugiego wymaga tylko dobrze sprawdzonego przekształcenia szczególnej teorii względności.

Efekt jest niesłychanie mały; do niedawna jeszcze wydawało się niemożliwe wykrycie go w warunkach ziemskich — w przeliczeniu w jednostkach względnych szacowało się wielkości efektu na 10^{-16} na 1 metr wysokości. Planowało się doświadczenia z porównaniem czasu odmierzanego przez zegar atomowy, umieszczony na sztucznym satelicie Ziemi ze wskazaniem identycznego zegara znajdującego się na powierzchni Ziemi.

Nawet w tak pomyślanym doświadczeniu, mierzony efekt nie byłby wyraźny i mieściłby się w fluktuacjach stabilności aparatury. Doświadczenia przeprowadzane na powierzchni Ziemi stwarzają znacznie szersze możliwości zmiany warunków fizycznych, dzięki czemu można by osiągnąć zmianę znaku efektu. Pozwoliłoby to ominąć trudności napotymane na przykład w pomiarach astronomicznych.

W r. 1958 Mössbauer [3] opublikował wyniki nowych doświadczeń nad badaniem fluorescencji rezonansowej w oziębionych ciałach stałych. Zwrócił on uwagę na istotny wpływ wiązań jądra w siatce krystalicznej na dynamikę, a więc i na widma emisji i pochłaniania miękkiego promieniowania γ . Istnienie tych wiązań powoduje występowanie dwóch równoważnych efektów.

1) Podczas emisji lub absorpcji nie zachodzi odrzut jądra, tak jak to stałoby się w przypadku jądra swobodnego; jądro doznające odrzutu przekazuje go powiązanym z nim sąsiadom. Analiza zjawiska prowadzi do wniosku, że prawdopodobne jest przekazanie pędu odrzutu całej, względnie dużej części masy siatki krystalicznej; wobec tego niewielka będzie strata energii w zjawisku odrzutu. W odróżnieniu więc od swobodnych jąder, jądra emitujące i pochłaniające w kryształach mogą być ze sobą w rezonansie nawet dla bardzo wąskich linii.

2) Inne zadanie, jakie spełnia siatka krystaliczna, polega na silnym zmniejszeniu efektu poszerzenia linii, wywoływanego ruchem cieplnym. Wynika to z tego, że częstotści siatki np. w widmie debye'owskim, są na tyle duże, że w czasie trwania przejścia, prędkości jąder i związane z nim poszerzenie dopplerowskie uśredniają się do zera. Klasycznie możemy traktować to jako modulację częstotści, dla której część energii zachowuje się w składowej fourierowskiej, odpowiadającej monochromatycznej częstotści nośnej.

Te omówione wyżej dwa efekty sprawiają w wyniku pojawienie się w widmie promieniowania γ linii nie przesuniętej przez odrzut, szerokość której określona jest tylko czasem życia poziomu wzbudzonego. Względne natężenie tej linii ilościowo określa czynnik f , którego postać podobna jest do czynnika Debye'a-Wallera opisującego spójne rozproszenie promieni rentgenowskich. Przy prostej siatce, określonej przez widmo debye'owskie dla temperatury θ_D , czynnik f w przybliżeniu dany jest przez wyrażenie:

$$f \approx \exp \left\{ -\frac{3}{2} \left(\frac{E_\gamma^2}{2Mc^2k\theta_D} \right) \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\pi T}{\theta_D} \right)^2 \right] \right\}$$

przy założeniu, że

$$T \ll \theta_D.$$

Analogicznie, maksymalna wartość przekroju czynnego na rezonansowe rozproszenie na jądrach związanych i znajdujących się w stanie podstawowym wynosi

$$\sigma = f\sigma_0,$$

przy czym σ_0 — przekrój czynny na rozproszenie elektromagnetyczne w rezonansie, równy

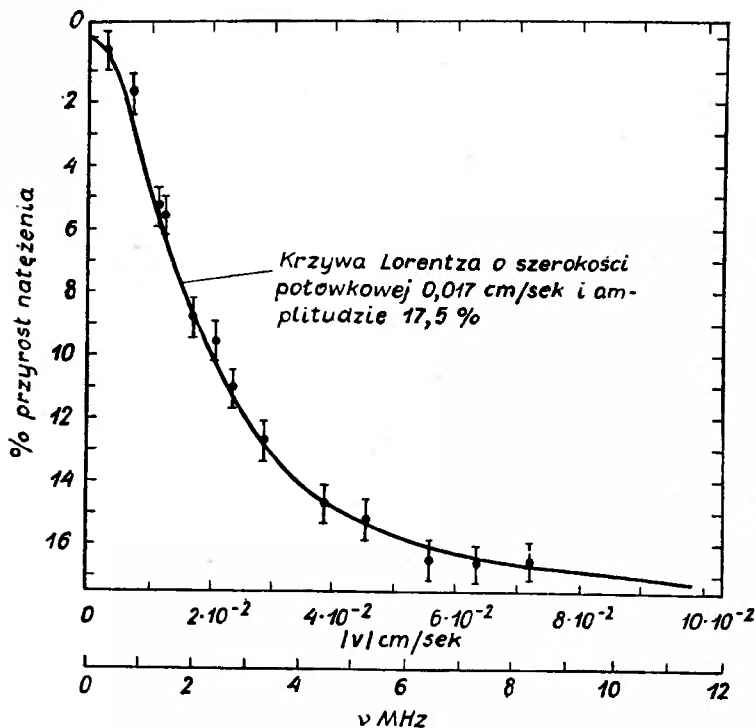
$$\sigma_0 = 2\pi e^2(2I_e + 1)/(2I_\theta + 1)(1 + \alpha),$$

gdzie I_e, I_θ — odpowiednie spiny stanów wzbudzonego i podstawowego; α — współczynnik wewnętrznej konwersji. Przy rozproszeniu promieniowania γ szerokość linii odpowiada szerokości rezonansu. Przekrój czynny równy jest połowie wartości w maksimum $f\sigma_0$. Jeśli źródło i rozpraszanie ma takie samo nadsubtelne rozszczepienie, to zmienia się waga statystyczna i σ maleje.

Po pierwszej obserwacji takiego rozpraszania przez pomiar zmniejszania się przepuszczalności przy oziębionym źródle i absorbencie, Mössbauer zastosował źródło oscylujące względem absorbenta; miało to na celu uzyskanie poszerzenia dopplerowskiego i tym samym rozstrojenie rezonansu. Już przy prędkości rzędu 1 mm/sek. obserwowano się wyraźne zmniejszenie pochłaniania. Świadczy to o bardzo ostrym kształcie rezonansu, chociaż bezwzględna szerokość linii wynikająca z czasu życia jest bardzo mała i porównywalna jedynie z szerokościami w widmach optycznych; za to częstotść nośna jest 10^5 razy większa niż obserwowana. Znalaziono również sposób wykorzystania ciała stałego w ograniczeniu termicznego poszerzenia, unikając jednocześnie silnych poszerzeń wynikających z oddziaływania w ciałach stałych. Dużą rolę w tym odgrywają słabe oddziaływania jąder z zewnętrznym polem.

Z chwilą gdy, około rok temu, mój współpracownik Rebka i ja, dowiedzieliśmy się o doświadczeniach Mössbauera, postanowiliśmy rozważyć możliwość zastosowania jego metody w innych przypadkach i przystosować ją do pomiaru grawitacyjnego przesunięcia w czerwieni w czysto ziemskich warunkach [4]. Inni eksperymentatorzy [5, 6] zaproponowali niezależnie podobne doświadczenia, badając ze wszystkich znanych dotychczas schematów rozpadów tylko dwa:

- przejście γ o energii 14,4 keV w Fe^{57} z czasem życia 0,1 μsek .
- przejście γ w Zn^{67} o energii 9,3 keV z czasem życia 9,4 sek.



Rys. 1. Pochłanianie rezonansowe w Fe^{57} w zależności od prędkości ruchu źródła. Absorbentem jest żelazo o grubości około 0,0015 cm (naturalna mieszanina izotopów)

Obydwa te przejścia są końcowymi w rozpadzie przez wychwyty — pierwszy w Co^{57} o półokresie zaniku 270 dni, drugi w Ga^{67} o półokresie 78 godzin. W obydwu przypadkach produktem końcowym jest trwały izotop. W doświadczeniu mieliśmy zamiar obserwować przesunięcie rezonansu w warunkach, kiedy źródło i absorbent znajdowały się na różnych wysokościach i dlatego interesujące jest określanie przydatności linii przez wskazanie wysokości, przy których powinno osiągnąć się przesunięcie do połowy maksymalnego przekroju rozproszenia. Wysokość tę dla Fe^{57} oszacowano na 3 km, a dla Zn^{67} na około 5 m. Istnieją jednak jeszcze inne czynniki wpływające na stosowanie tego czy innego izotopu. Na przykład mała energia kwantów γ i wysoka temperatura debye'ow-

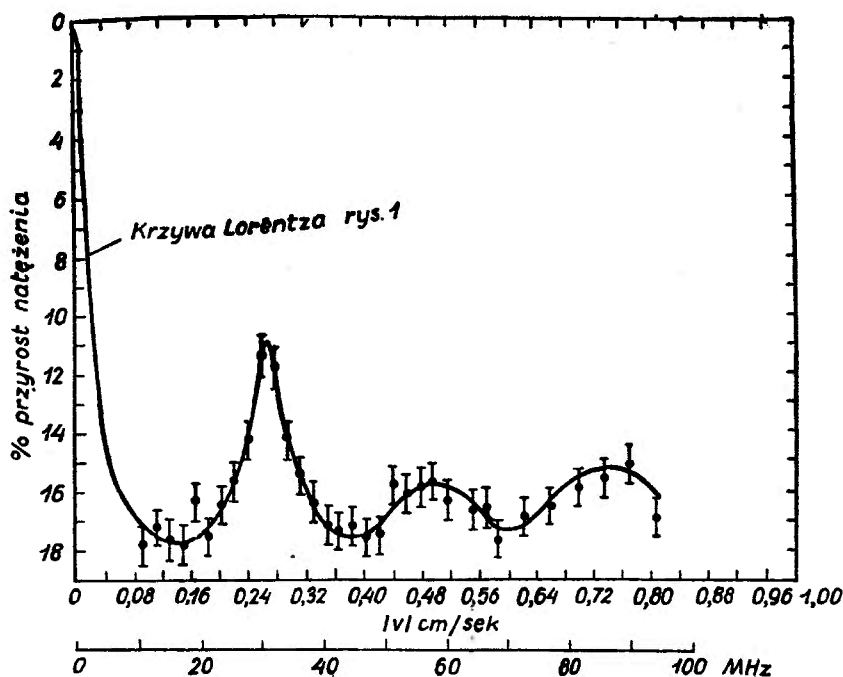
ska metalicznego żelaza pozwalają osłagnać dla Fe^{57} wartość $f = 0,8$ już w temperaturze pokojowej, podczas gdy $f = 0.01$ w Zn^{67} wymaga temperatury nie wyższej niż 50°K . Z drugiej strony wadą Fe^{57} jest duży współczynnik wewnętrznej konwersji (ok. 15) w dużym stopniu komplikujący problem tła, pochodzącego od twardego promieniowania γ .

Wyniki naszych wstępnych pomiarów wykonanych dla Fe^{57} okazały się zachęcające [7]. Źródło otrzymywało się przez galwaniczne naniesienie Co^{57} na żelazną tarczę i godzinne wyżarzanie jej przy temperaturze 950°C . Takie postępowanie zapewniało jednorodne otoczenie jąder Fe^{57} przez atomy żelaza, bowiem podczas wyżarzania Co^{57} dyfundował w głąb żelaznej podkładki. Promienie γ z Fe^{57} o energii $14,4 \text{ keV}$, po przejściu przez folię żelazną o grubości $0,0015 \text{ cm}$ rejestrował spektrometr scyntylicyjny; stwierdzono, że wibracja źródła przy temperaturze pokojowej powoduje zwiększenie przepuszczania o około 20% . Przebieg linii notował elektromechaniczny przekaźnik, zasilany prądem pilowym. Wyniki pokazano na rys. 1. Wykreślona krzywa Lorentza ma szerokość połówkową równą $0,017 \text{ cm/sek}$; oczekiwana wartość teoretyczna wynosi $0,01 \text{ cm/sek}$.

Otrzymane analogicznymi, chociaż nieco zmodyfikowanymi metodami w innych ośrodkach naukowych [8] szerokości połówkowe były również tak małe, jak i przewidywane teoretycznie szerokości.

Częściowo udało się nam zaobserwować nadsubtelną strukturę. Jak wiadomo, spin I_e wzbudzonego poziomu wynosi $3/2$, a spin I_g poziomu podstawowego $1/2$. W ferromagnetycznym żelazie można oczekiwać bardzo dużych efektywnych pól magnetycznych i wobec tego należy spodziewać się rozszczepienia obydwu tych poziomów. W tej sytuacji magnetyczne dipolowe promieniowanie γ powinno zawierać sześć składowych o różnych energiach. Jeżeli w źródle i absorbencie panuje jednakowe natężenie pól, to linie te powinny pokrywać się. Względny ruch będzie w jednakowy sposób wpływał na wszystkie składowe i wobec tego nie powinien wpłynąć na szerokość linii przy jednoczesnym osłabieniu pochłaniania wskutek nadsubtelnego rozszczepienia. Przy dużych prędkościach jednostajny ruch względny może spowodować innego rodzaju przesunięcie linii emisji i pochłaniania. Zbadaliśmy zjawisko w zakresie prędkości do $0,8 \text{ cm/sek}$. i stwierdziliśmy istnienie trzech dodatkowych rezonansów, które podajemy na rys. 2. W ogólności, przy całkowicie rozdzielonej strukturze wystąpi po każdej stronie siedem linii satelitarnych. Inni autorzy [9] dokładnie zbadali widmo struktury nadsubtelnej i stwierdzili istnienie jeszcze dwóch linii, podobnych do uzyskanych przez nas, położonych jednak dalej, poza dostępny dla nas początkowo zakres pomiarowy. Pozostałe dwie słabe linie — jak wykazano — pozostają niemal nie rozdzielone, wchodząc w skład omówionych pięciu linii. Dokładna zgodność z teorią ułatwiła wykorzystanie poprzecznie polaryzujących pól w żelazie, wywołujących duże zmiany natężenia linii w zależności od wzajemnej polaryzacji źródła i absorbenta. Stwierdzono, że natężenie wewnętrznego pola wynosi 330 kOe , jednocześnie określono dla poziomu wzbudzonego wielkość i znak momentu magnetycznego.

Wiele ośrodków [10, 11, 12], które podjęły badania w tym kierunku, opublikowało podobne dane dla innych ferro- i paramagnetycznych otoczeń. W doświadczeniach tych, obok istnienia wewnętrznych pól, stwierdzono występowanie elektrycznego rozszczepienia kwadrupolowego i zależność energii od struktury chemicznej. Badania struktury nadsubtelnej i jej zależności od środowiskowego otoczenia wymagają starannego przygotowania źródeł i absorbentów, co pozwala osiągnąć możliwie wąską, niezbędną w tych doświadczeniach, linię.



Rys. 2. Wewnętrzna część widma nadsubtelnej struktury od prędkości dopplerowskiej

Nasze wstępne doświadczenia z Zn^{67} prowadzone w większości przy temperaturze 40°K nie pozwoliły na stwierdzenie występowania większego rezonansowego pochłaniania niż $0,1\%$. W badaniach wykorzystaliśmy szereg różnych siatek, mamy jednak podstawy twierdzić, że wystąpienie pochłaniania przy zerowej względnej prędkości utrudniają małe przesunięcia częstości, wynikające z różnic między źródłem i absorbentem struktury elektronowej, temperatury debye'owskiej i symetrii siatki. Niedawno ośrodek w Los Alamos [14] opublikował komunikat o wykryciu bardzo małego efektu w ZnO ; niestety, dotychczas nie udało się jeszcze określić szerokości linii, ponieważ do rozstrojenia rezonansu korzystano z efektu Zeemana.

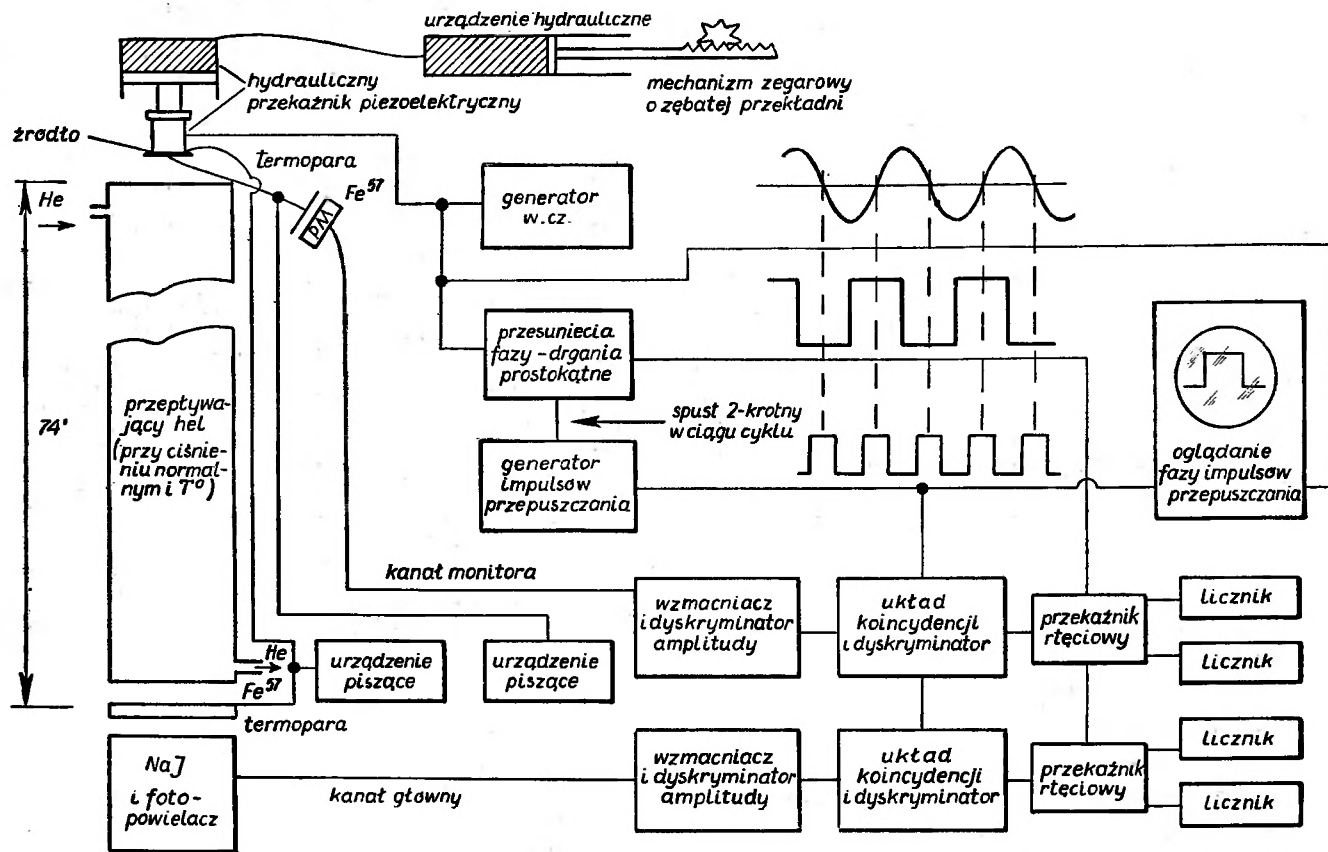
W tej sytuacji, nie bacząc na dużą szerokość linii Fe^{57} , postanowiliśmy wykorzystać jej silne natężenie, długi czas życia izotopu, możliwość pracy w temperaturze pokojowej i użyć jej do pomiaru efektu grawitacyjnego. Uwaga,

że szerokość linii Fe^{57} pozwala już na wysokości 3—4 km zmniejszyć pochłanianie do połowy, mogła doprowadzić do mylnych wniosków. W rzeczywistości ważnym czynnikiem jest zmiana bezwzględnej wielkości pochłaniania dla określonego przesunięcia częstości źródła i absorbenta. Dla otrzymania najwyższej czułości na przesunięcie częstości, będące drobnym ułamkiem szerokości linii, można, wprawiając w ruch źródło względem absorbenta w wyniku działania efektu Dopplera, przesunąć linię źródła względem linii absorbenta w tym miejscu na krzywej, gdzie jej gradient ma wartość maksymalną. Jeśli krzywa doświadczalna jest dokładnie symetryczna, to wygodnie jest stosować kolejne przesunięcia w przeciwnych kierunkach — osiąga się to przez oscylacyjny ruch źródła — góra — dół. Różnica pochłaniania przy ruchu źródła do góry i w dół pozwala wydobyć niewielkie stałe przesunięcia linii, które jest proporcjonalne do odległości h między źródłem i absorbentem. Można udowodnić, że czułość na efekt przesunięcia nie będzie zależała od h , jeśli szybkość zliczeń detektora pozostanie proporcjonalna do h^{-2} . Ma to duże znaczenie przy małych mocach źródła, gdy właśnie na skutek małej szybkości liczenia podstawową nieokreśloność w wyznaczeniu przesunięcia wprowadzają fluktuacje statystyczne. Z drugiej strony możliwość występowania błędów systematycznych, takich jak na przykład zmiany częstości spowodowane nie kontrolowanymi efektami, dyktuje przyjęcie dostatecznie dużych odległości.

Nasze doświadczenie zostało wykonane w zamkniętej wieży, stanowiącej architektoniczną część laboratorium Jeffersona w Harvard, zbudowanego ok. 80 lat temu. Wieża stoi na własnym fundamencie, jak również ściany jej są niezależne od pozostałych zabudowań na całej wysokości. Wysokość użytkowa wynosiła 21 m. Ze względu na charakter budowli zapewniona była izolacja od drgań mechanicznych i zmian termicznych. Istotną przewagą wykorzystania w pomiarach szerokiej linii polega na uśrednianiu się do zera małych drgań mechanicznych w ciągu długiego okresu pomiarowego. Niewielkie stałe przesunięcia można zmierzyć nawet przy silnych drganiach. Aby uniknąć osłabienia wiązki w powietrzu, zastosowaliśmy przewodnicę plastikową o średnicy 40 cm, wypełnioną helem pod ciśnieniem atmosferycznym. Zapewniało się stały przepływ helu, aby nie dopuścić do dyfuzji powietrza do wnętrza przewodnicy.

Na rysunku 3 pokazano schemat doświadczenia. Oscylacyjny ruch źródła: góra — dół — realizowano w następujący sposób: na ferromagnetycznym walcu ceramicznym umocowano źródło zrobione z folii żelaznej o średnicy 5 cm. Do walca przykładano sinusoidalne napięcie o częstości 50 Hz. Źródło miało moc 0,4C Co^{57} wolnego od nośnika i wprowadzonego do żelaza w ten sam sposób, jak w poprzednich doświadczeniach. Detektorem o dużej powierzchni było 7 oddzielnych kryształów scyntylacyjnych NaJ o grubości 7 mm, umocowanych na fotopowielaczach. Absorbentem było żelazo wzbogacone w izotop Fe^{57} do ok. 32%, naniesione na krążki berylowe o grubości 1 mm i o tej samej średnicy co scyntylatory.

W późniejszej fazie doświadczenia tymi berylowymi tarczami przykrywało się otwory wywiercone w grubym arkuszu blachy mosiężnej, a układ



Rys. 3. Schemat urządzenia służącego do pomiarów grawitacyjnego przesunięcia w czerwieni zestawionego na wieży uniwersytetu w Harvard. PM — detektor scyntylacyjny (przed PM absorbent Fe⁵⁷)

ceramicznych magnesów zapewniał pole o natężeniu rzędu 200 Oe, w przybliżeniu równoległe, leżące w płaszczyźnie tarcz berylowych. Podobne magnesy znajdowały się w źródle. Magnesy miały za zadanie spolaryzować źródło i absorbent w kierunkach wzajemnie równoległych w celu stłumienia niektórych linii struktury nadsztywnej i zwiększenia pochłaniania, o ile absorbenty okazałyby się zbyt cienkie. Inne zadanie polegało na usunięciu jakiegokolwiek wpływu ziemskiego pola magnetycznego na orientację układu.

Impulsy przepuszczania miały długość $5 \mu\text{sek}$ i były rozłożone symetrycznie w czasie względem punktu maksymalnej prędkości źródła. Pochodziły one z układu uruchamianego przez 50 Hz generator impulsów prostokątnych. W okresie czasu między dwoma impulsami impulsy pochodzące z generatora uruchamiały przekaźniki, kierujące wzmacnione i zdyskryminowane impulsy na jeden z układów liczących. W ten sposób jeden kanał gromadził zliczenia podczas ruchu źródła do góry, a drugi podczas ruchu w dół. Różnica zliczeń obu kanałów winna zależeć od asymetrii linii, modulacji i stabilności układu. Zaprojektowano dodatkowy kanał, w skład którego wchodził wzmacniacz, dyskryminator, układ spustowy i układy liczące. Kanał dublujący miał za zadanie kontrolę stabilności i zapewnienie możliwości wyłączenia z pomiarów efektów związanych z niestabilnością układu. Do tego kanału kierowane były impulsy pochodzące z licznika scyntylicyjnego z własnym niewielkim absorbentem, podobnym do wyżej omówionych i umieszczonym w odległości ok. 1 m od źródła. Różnicy pomiędzy względnymi różnicami zliczeń kanałów głównych i kanałem dublującym nie obciążały zbyt duże błędy statystyczne, ponieważ szybkość liczenia kanału dublującego była na ogół sześciokrotnie większa niż w kanale głównym.

Obserwowana różnica zliczeń i przesunięcie częstości zależą od drgań modulatoryjnych, kształtu, szerokości i natężenia linii oraz poprawek na tło, które z kolei zależą od współczynnika amplifikacji wzmacniacza i analizatora amplitudy, czystości helu i ewentualnie jeszcze innych parametrów. Pomiar tych poprawek był możliwy do przeprowadzenia. Posłużono się jednak bardziej efektywną i znacznie prostszą metodą kalibracji z pomocą efektu Dopplera. Silnik, poruszający źródło i dający mu sinusoidalną modulację, umocowano na tłoku hydraulicznym. Ten tłok z kolei za pomocą mniejszego tłoka i przekładni zębatej zapewniał ciągły ruch z prędkością $6 \cdot 10^{-4} \text{ cm/sek}$ w kierunku góra — dół. Zakładając, że aparatura jest stabilna w czasie ruchu można kombinować ze sobą dwa rodzaje danych, obliczając czułość i asymetrię istniejącą przy wyłączeniu ruchu kalibracyjnego. Podczas pierwszych pomiarów kalibracja zajęła trzecią część całego czasu. Później zastosowano automatyczny synchronizator, który zmieniał kierunek ruchu kalibracyjnego tłoka co 300 sekund i włączał obydwa kanały do dublującego układu liczącego. Dzięki temu równoległe do pomiarów automatycznie prowadzono kalibrację aparatury. Przesunięcie częstości, będące średnią z serii pomiarów trwających zazwyczaj ok. 24 godzin, obliczano bezpośrednio z tej serii pomiarów bez korzystania z informacji z dodatkowych pomiarów. Pożyteczną kontrolą pracy układu okazała

się zgodność danych co do czułości. W ciągu 24-godzinnej serii pomiarów mierzono względne przesunięcia częstości ze średnim błędem kwadratowym, mniejszym niż 10^{-15} . Efekt przesunięcia grawitacyjnego w pomiarach wieży oszacowano na $2,5 \cdot 10^{-15}$.

Od początku zamierzano porównywać widoczne przesunięcia częstości źródła i absorbenta przy górnym i dolnym położeniu źródła. Badany efekt przy różnicy wysokości 21 m wynosił zaledwie $2,5 \cdot 10^{-15}$, a nie było pewności, że symetria linii i aparatury zostanie zachowana z dokładnością, stanowiącą $2 \cdot 10^{-3}$ szerokości linii, co byłoby konieczne w doświadczeniu z jednokierunkowym przelotem kwantów. Możliwość takiej zamiany (źródła i absorbenta) stanowi o zasadniczej przewadze, o czym była mowa wyżej, doświadczenia w ziemskich warunkach. Chociaż zasadniczo możliwe jest osiągnięcie podobnych wyników przy zastosowaniu porównania danych, uzyskanych przy różnych wysokościach, dzięki istnieniu głównego kanału i kanału-monitora, to jednak istniejąca zawsze pewna nieidentyczność geometryczna obydwu kanałów czyniłaby pomiary mało owocnymi.

Zamiar nasz uzyskania dobrych wyników przy zastosowaniu pierwotnej aparatury przewyższał nasze możliwości. Nasze pomiary wykazały istnienie silnej fluktuacji statystycznej dostrzegalnego przesunięcia częstości źródła w stosunku do częstości absorbenta. Początkowo próbowaliśmy szukać przyczyn w błędach aparaturowych. Dopiero w wyniku dodatkowych pomiarów, robionych zresztą w zupełnie innym celu, przekonaaliśmy się, że obserwowane przez nas przesunięcia są wynikiem różnicy temperatur absorbenta i źródła. Uśredniana w ciągu długiego czasu prędkość jądra związanego wynosi 0, to samo powinno odnosić się do liniowego przesunięcia Dopplera. Średni kwadrat prędkości określony jest energią zerową i swobodną energią cieplną. Zmiany średniego kwadratu prędkości w zależności od temperatury związane są bezpośrednio z ciepłem właściwym siatki C_L . W czasie emisji lub pochłaniania, który dla Fe^{57} wynosi 10^{-7} sek, wartość średnia jest dość dobrze określona i wobec tego poszerzenie linii będzie niewielkie. Związane jest to z szerokim zakresem widma oscylacyjnego siatki, leżącego w głównej mierze w obszarze częstości powyżej 10^7 Hz. Z drugiej strony niezerowa wartość v^2 prowadzi do względnego zmniejszenia obserwowanej w doświadczeniu częstości o $v^2/2c^2$. Związane jest to z opóźnieniem czasu lub relatywistycznym efektem Dopplera. Wobec tego wyrażenie na zmianę częstości emisji lub pochłaniania wraz z częstością powinno mieć postać

$$\frac{\partial \nu}{\partial T} = - \frac{\nu_0 C_L}{2 M c^2},$$

gdzie M — masa jądra. W przypadku klasycznym, kiedy $C_L = 3R$, będziemy obserwować przy zmianie temperatury o 1°C zmniejszenie częstości wynoszące $2,44 \cdot 10^{-15}$. Wykorzystując funkcję Debye'a dla C_L można przy 300°K otrzymać przy zmianie temperatury o 1°C zmiany częstości wynoszące $2,20 \cdot 10^{-15}$. Oznacza to, że już zmiana temperatury o 1°C powoduje przesunięcia

niemal dokładnie równe efektowi grawitacyjnemu poszukiwanemu w naszym doświadczeniu.

Nasze rozumowanie sprawdziliśmy doświadczalnie [15] mierząc przesunięcie częstości w funkeji różnicy temperatury źródła i absorbenta. W doświadczeniu korzystaliśmy z aparatury, za pomocą której mierzono „przesunięcie w czerwieni“. Zgodność uzyskanych wyników z oszacowaniami teoretycznymi okazała się zadowalająca.

Po dokonaniu tego „odkrycia“ przy pomiarach efektu grawitacyjnego wprowadzono pewne zmiany. Zastosowano termoparę, jedno spojenie której przymocowano do źródła, a drugie do płyty mosiężnej, gdzie umieszczono absorbent. Do obwodu termopary włączono samopiszący mikrowoltomierz. Podobny układ zastosowano w kanale monitora. Po wprowadzeniu poprawek uwzględniających przesunięcie częstości, spowodowanych różnicą temperatur uśrednioną w ciągu serii pomiarów, wyniki od razu stały się stabilne i zgodne z teorią [16]. Od tego czasu rozpoczęto gromadzenie informacji; cała aparatura z wyjątkiem krótkich przerw przeznaczonych na kontrolę, pracowała w sposób ciągły.

Uzyskano wyniki wskazujące wyraźnie, że wyłonienie efektu grawitacyjnego jest możliwe tylko przy wykorzystaniu różnic w efekcie spowodowanym przełotem kwantów γ do góry i w dół. Stwierdzono, że efekty w źródle i absorbencie są przesunięte $-15 \cdot 10^{-15}$ %, co sześciokrotnie przewyższa efekt grawitacyjny, jaki uzyskany byłby przy jednokierunkowym przelocie kwantów γ . Sprawdzone przesunięcia, jakie wnosi każda tarcza berylowa pokryta żelazem — dla siedmiu z nich przesunięcie oszacowano w granicach -8 do $-30 \cdot 10^{-15}$ a tarcza w kanale monitora dawała przesunięcie $+0,5 \cdot 10^{-15}$. Znak minus oznacza, że częstość jest niższa od obserwowanej w maksimum pochłaniania. Pochodzenia tych przesunięć do chwili obecnej nie udało się ustalić; pamiętać należy jednak, że największe z tych przesunięć stanowi zaledwie $3 \cdot 10^{-2}$ szerokości całej linii. Szerokość samej linii była 1,5 razy większa od szerokości naturalnej. Wynikało to zapewne z wad źródła lub absorbenta. Powstaje pytanie, czy ewentualna tego typu wada byłaby w stanie spowodować przesunięcie i asymetrię linii. Równie dobrze podobne efekty mogłyby pochodzić z różnicy debye'owskich temperatur, co odbiłoby się na różnicy amplitud zerowych drgań i na ruchu termicznym. Istotną jest stałość przesunięcia pomiarów w ciągu czterech miesięcy, dzięki czemu możliwe było wyodrębnienie efektu grawitacyjnego na podstawie uzyskanych danych pomiarowych.

Do chwili obecnej wykonano sześć niezależnych serii pomiarów, z których każda trwała 2—3 tygodnie. Taka organizacja pracy była uwarunkowana wprowadzanymi modyfikacjami. Wyniki uzyskiwane w każdej serii pomiarów były obarczone niepewnością stanowiącą dziesiątą część przewidywanego efektu. Każdy wynik był zgodny w granicach błędu statystycznego z wartością $4,67 \cdot 10^{-15}$ dla różnic względnych przesunięć w dwóch kierunkach.

Średnia wartość dotychczasowych pomiarów wynosi $0,98 \pm 0,04$ w jednostkach gh/c^2 przy wykorzystaniu tylko kanału podstawowego. Jeśli przesunięcie

kanалу głównego porównujemy z przesunięciem kanału monitora, uzyskujemy wartość $0,97 \pm 0,05$.

Nieistotna statystyczna różnica między tymi dwoma wynikami wskazuje na wysoką stabilność aparatury. Wydaje nam się, że wprowadzona przez nas kontrola błędów systematycznych zredukowała je poniżej oszacowanej wartości średniego błędu kwadratowego.

Wyniki naszych pomiarów dają się wyrazić twierdzeniem, że istnieje „przesunięcie w czerwieni“ i jest zgodne z oczekiwaną wartością z dokładnością do 4%. Wobec tego ciężar fotonów i ich masa efektywna, jak również odpowiednie własności ciał materialnych związane są między sobą tym właśnie współczynnikiem proporcjonalności.

Mamy zamiar w kolejnych doświadczeniach jeszcze bardziej zmniejszyć błąd poprzez zebranie dużej ilości materiału doświadczalnego i powiększenie zdolności rozdzielczej. Rozważamy również możliwość zwiększenia drogi przeletu, co zmniejszyłoby wpływ błędów systematycznych. Być może po zastosowaniu tych wszystkich ulepszeń uda się obniżyć błąd znacznie poniżej 1%.

Tłumaczyła Grażyna Nestorowicz

Literatura

- [1] A. Einstein, Ann. Phys. (Leipzig), **35**, 898 (1911).
- [2] E. Finlay-Freundlich, Phil. Mag., **45**, 303 (1954).
- [3] R. L. Mössbauer, Z. Phys., **151**, 124 (1958); Naturwissenschaften **45**, 538 (1958).
- [4] R. V. Pound, G. A. Rebka Jr., Phys. Rev. Letters, **3**, 439 (1959).
- [5] I. J. Barit, M. I. Podgoreckij, F. L. Szapiro, Ż. eksper. teor. Fiz., **38**, 301 (1960).
- [6] J. P. Schiffer, W. Marschall, Phys. Rev. Letters, **3**, 556 (1960).
- [7] R. V. Pound, G. A. Rebka Jr., Phys. Rev. Letters, **3**, 554 (1959).
- [8] M. A. Clark, J. M. Robson, Bull. Amer. Phys. Soc., **5**, 369 (1960).
- [9] S. S. Hanna, J. Heberle, C. Littlejohn, G. J. Perlow, R. S. Preston, D. H. Vincent, Phys. Rev. Letters, **4**, 177 (1960).
- [10] G. K. Wertheim, Phys. Rev. Letters, **4**, 403 (1960).
- [11] O. C. Kistner, A. W. Sunyar, Phys. Rev. Letters, **4**, 412 (1960).
- [12] I. Solomon, C. R. **250**, 3828 (1960).
- [13] R. V. Pound, G. A. Rebka Jr., Phys. Rev. Letters, **4**, 397 (1960).
- [14] D. E. Nagle, P. P. Craig, W. E. Keller, Nature, **186**, 707 (1960).
- [15] R. V. Pound, G. A. Rebka Jr., Phys. Rev. Letters, **4**, 274 (1960).
- [16] R. V. Pound, G. A. Rebka Jr., Phys. Rev. Letters, **4**, 337 (1960).

Grzegorz Białkowski

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

Związki dyspersyjne

Jak dość powszechnie wiadomo, od wielu lat trwają poszukiwania teorii, która by mogła stanowić bazę dla ilościowego ujęcia zjawisk zachodzących wskutek silnych oddziaływań między cząstkami elementarnymi. Sytuacja jest tym poważniejsza, że fakty w tej dziedzinie gromadzą się szczególnie szybko i domagają się jednolitej interpretacji. Teoria zaś, jak dotąd, zdobywa się tylko na klasyfikację obserwowanych faktów i ewentualnie ich fenomenologiczny opis, który z konieczności ma raczej powierzchowną wartość. Z drugiej zaś strony, sam jakościowy opis faktów także nie może być posunięty zbyt daleko bez pewnych wskazówek teoretycznych o charakterze ilościowym. Typowym przykładem może tu być klasyfikacja cząstek elementarnych, której nie sposób posunąć poza pewną granicę bez jakichś przesłanek dotyczących roli efektów własnych i ich udziału w masie obserwowanej cząstek. Bez teorii ilościowej nie można na przykład z całą pewnością powiedzieć, czy istnienie różnicy mas między barionami zawdzięczamy wyłącznie różnicom w ich „masach polowych”, czy też może cząstki te również po „wyłączeniu” oddziaływania różniłyby się masą; ten zaś fakt ma kluczowe znaczenie dla klasyfikacji barionów, w której, nawiasem mówiąc, drugą ewentualność na ogół z góry się odrzuca.

Teoria silnych oddziaływań nie może być oparta, jak dobrze wiadomo, na rachunku perturbacyjnym, ze względu na zbyt dużą wartość stałej sprzężenia. Rachunek ten dawał dobrą zgodność teorii i doświadczenia w przypadku oddziaływania elektromagnetycznego, ale stała sprzężenia była tam przeszło tysiąc razy mniejsza i można było oczekiwać zbieżności szeregów perturbacyjnych. Nadzieja taka w przypadku silnych oddziaływań byłaby bardzo nierozsądna, co zresztą potwierdzone jest przez szereg konkretnych rachunków.

Przez pewien czas wydawało się, że teorię silnych oddziaływań da się zbudować na podstawie tzw. podejścia nieadiabatyicznego (metody Tamma-Dancoffa i Bethe-Salpetera). Nadzieje te były częściowo uzasadnione, co wykazano za pomocą obliczeń dla wielu konkretnych reakcji. Niestety, teorie te budziły zasadnicze zastrzeżenia teoretyczne z racji nierenormalizowalności lub trudnej interpretacji fizycznej, w związku z czym zostały odstawione do

lamusa. Prawie równocześnie w modzie była też tzw. teoria sztywnego źródła Chew i Lova, która także dawała w szeregu przypadków dobrą zgodność z doświadczeniem. Stosowanie tej teorii opartej na założeniu, że nukleon (czy ogólniej — barion) stanowi nieruchome („sztywne”) źródło pola mezonowego, było jednak ograniczone do procesów z udziałem jednego tylko nukleonu, a ponadto zachodzących w obszarze niezbyt wysokich energii. Te wady teorii Chew-Lowa spowodowały dość szybką eksploatację tych problemów, które można było z jej pomocą badać, inne zaś zagadnienia, wśród nich zaś tak fundamentalne, jak zderzenia barion-barion czy zagadnienie mas polowych cząstek, pozostały nie tknięte.

W tej sytuacji duża część fizyków-teoretyków zdecydowała się na krok dość radykalny, polegający na chwilowym odsunięciu na bok konkretnych zagadnień fizycznych, celem głębszego przeanalizowania struktury kwantowej teorii pola, tzn. celem ustalenia założeń koniecznych do zbudowania takiej teorii, która by mogła służyć do opisu faktów fizycznych w dziedzinie silnych oddziaływań. Chodziło więc o eliminację tych założeń, które mogą nie mieć głębszego sensu fizycznego, a do teorii dostały się przypadkowo, czy to ze względów historycznych, czy też ze względu na zbyt szerokie korzystanie z analogii między poszczególnymi grupami zjawisk. Typowym przykładem takiego założenia może być założenie hamiltonowskiej struktury teorii, a więc istnienie hamiltonianu, wywiedzione z teorii klasycznej poprzez zwykłą mechanikę kwantową i (w połączeniu z metodą perturbacyjną) święćące triumfy w elektrodynamice kwantowej. Przeniesienie teorii hamiltonowskiej do teorii silnych oddziaływań wiedzie jednak do wielkich trudności we wszystkich prawie (poza teorią Chew-Lowa) wymienionych wariantach teoretycznych.

Głębsza analiza podstaw kwantowej teorii pola doprowadziła do wykrycia nowej metody mogącej służyć do ilościowego opisu silnych oddziaływań a mianowicie metody tzw. związków dyspersyjnych. Metoda ta ma, jak prawie wszystkie metody używane w fizyce współczesnej swoją prehistorię klasyczną, jednakże do kwantowej teorii pola została wprowadzona dopiero w r. 1953. Początkowe prace nad jej rozwojem posuwały się dość powoli [3—8], i choć już w r. 1955 można było uzyskać przy jej pomocy pierwsze wyniki ilościowe [9], to jednak uwagę większości fizyków przyciągały raczej inne warianty teorii. Dopiero gdy w latach 1956—7 obudziły się pierwsze wątpliwości dotyczące tych wariantów, związki dyspersyjne wysunęły się na plan pierwszy. Doprowadziło to z jednej strony do ugruntowania ich w formalizmie kwantowej teorii pola przez podanie dowodów ich poprawności z punktu widzenia tego formalizmu [29—39] (przynajmniej w niektórych przypadkach), z drugiej zaś posunęło sprawę stosowania ich do konkretnych fizycznych problemów; dodajmy, do stosowania na ogół z dużym powodzeniem [10—28]. Związki dyspersyjne zostały następnie uogólnione w r. 1958 przez Mandelstama [45], który podał tzw. podwójne związki dyspersyjne. Od tego czasu nateżenie badań jeszcze bardziej wzrosło i w obecnej chwili metoda podwójnych związków dyspersyjnych dominuje w kwantowej teorii pola, choć, jak się wydaje, już

w tej chwili można powiedzieć, że nie spełni ona wszystkich nadziei, jakie z nią początkowo wiązano.

Celem niniejszego artykułu jest w zasadzie szkicowe przedstawienie metody podwójnych związków dyspersyjnych. Przedstawienie to nie jest jednak możliwe bez odwoływania się co chwila do teorii zwykłych („pojedynczych”) związków dyspersyjnych. Aby uniknąć powtórzeń i niedomówień, trzeba się było zdecydować na zebranie szeregu najniezbędniejszych sformułowań tej teorii i podanie ich w formie pierwszej części artykułu. Oczywiście o wyczerpującym omówieniu tematu nie można nawet marzyć w ramach stosunkowo tak szczupłych; dotyczy to nie tylko zwykłych, ale też i podwójnych związków dyspersyjnych, których literatura imponująco narosła w ciągu trzech niespełna lat od chwili ich sformułowania. Szczególnie w ostatniej części artykułu ten staje się w gruncie rzeczy tylko przewodnikiem po tej literaturze.

1. Amplituda reakcji

Przedmiotem zainteresowania związków dyspersyjnych (zarówno pojedynczych jak i podwójnych) jest wprost macierz S , ściślej zaś biorąc, tzw. amplituda reakcji, definiowana jako element macierzowy operatora $T = i(S-1)$ z dokładnością do pewnego znanego współczynnika (zależnego wyłącznie od kinematyki procesu, tj. od mas i energii cząstek początkowych i końcowych). Zwykle przyjmuje się następującą definicję amplitudy reakcji dla procesów czterocząstkowych, w których uczestniczą dwa fermiony i dwa bozony:

$$\langle f|S|i\rangle = 1_{\mathcal{H}} - i(2\pi)^4 \delta(\Sigma p) \sqrt{\frac{m_1 m_2}{E_1 E_2 E_3 E_4}} \bar{u} \mathcal{M} u, \quad (1)$$

gdzie $f_{fi} = \bar{u} \mathcal{M} u$ stanowi właśnie amplitudę reakcji (\mathcal{M} — pewien operator). Oczywiście, widoczna w powyższym wzorze jedynka występuje tylko w przypadkach procesów elastycznych; we wszystkich innych przypadkach wyrazu tego nie ma. We wzorze (1) m_1, m_2 oznaczają masy fermionów, p_i ($i = 1, 2, 3, 4$) — cztery cząstek biorących udział w reakcji, zaś E_i — ich energie.

Znajomość amplitudy reakcji pozwala nam na natychmiastowe obliczenie różniczkowego (a więc i całkowitego) przekroju czynnego, dzięki wzorowi

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q_f}{q_i} |f(\Theta)|^2, \quad (2)$$

gdzie q_i, q_f oznacza pęd początkowy i końcowy cząstek w układzie środka masy. Ta cecha teorii jest szczególnie ważna, gdyż w obliczeniach można się posługiwać stale tylko wielkościami mierzalnymi, a unikać podejrzanych etapów „gółych” cząstek i chwytów renormalizacyjnych. Równania teorii są wprost równaniami na amplitudę reakcji.

Celem uzyskania tych równań korzysta się zaś przede wszystkim z najogólniejszych założeń kwantowej teorii pola w jej obecnej postaci. Wiele spośród

tych założeń ma charakter tak ogólny, że albo były one przeoczone, albo (wskutek swej ogólności) uważane za praktycznie bezpłodne. Nie należy jednak sądzić, że związki dyspersyjne nie opierają się też na pewnych konkretnych faktach fizycznych; gdyby było inaczej, trudno by właściwie oczekiwać od nich odpowiedzi na określone pytania ilościowe. Do faktów takich należy np. znajomość widma mas układu oddziałującego, tzn. znajomość mas wszystkich (w zasadzie) układów fizycznych o tych samych „dobrych” liczbach kwantowych, co układ cząstek wchodzących (a zatem — i wychodzących). Dla przykładu powiem, że układ cząstek $N + \bar{K}$ (nukleon i mezon *anty-K*) ma następujące dobre liczby kwantowe: liczbę barionów $B = 1$, dziwność $S = -1$ oraz całkowity spin izotopowy ($T = 0, 1$). Widmo mas tego układu obejmuje: a) cząstkę Λ ($B = 1, S = -1, T = 0$); b) cząstkę Σ ($B = 1, S = -1, T = 1$); c) układ cząstek $Y + \pi$ ($B_\pi = 0, S_\pi = 0; T_\pi = 1$), ($Y = \Lambda, \Sigma$); d) układ cząstek $N\bar{K}$. Wymieniłem tu tylko stany jedno- lub dwucząstkowe tego układu i to nie wszystkie, gdyż można by tu też dodać np. e) układ ΣK , mający również wymienione wyżej liczby kwantowe. W teorii związków dyspersyjnych niezbędna jest znajomość mas wszystkich cząstek, a ściślej — układów cząstek, scharakteryzowanych przez dane liczby kwantowe. W związku z tym teoria ta nie daje i prawdopodobnie bez radykalnych ulepszeń dać nie może tegoż widma mas. Natomiast teoria ta wyznacza wartości stałych sprzężenia; są one w niej parametrami, które dopasowuje się tak, by wyniki teorii zgadzały się z doświadczeniem. Parametryzują one mianowicie krzywe $\sigma(E)$.

Zanim przejdę do omówienia wspomnianych wyżej założeń teorii i struktury związków dyspersyjnych nadmienię, że w rozważaniach o charakterze czysto teoretycznym wystarczy się zajmować wyłącznie przypadkiem, gdy wszystkie oddziałujące cząstki są nie naładowane i bezspinowe. Mamy do tego prawo z tego powodu, że każdy sensowny fizycznie przypadek da się sprowadzić do jednoczesnej analizy kilku (na ogół) funkcji, z których każda z osobna ma już w pewnym sensie własności takie, jakby opisywała układ cząstek nie naładowanych i bezspinowych. Aby to pokazać, zauważmy, że amplituda reakcji jest skalarem w czterowymiarowej przestrzeni Minkowskiego, zależy jednak także od wewnętrznych (spinowych) stopni swobody oddziałujących cząstek. Ponadto amplituda ta jest skalarem, spinorem, wektorem itd. w przestrzeni izotopowej, zależnie od tego, jaki jest spin izotopowy układu cząstek, które ona opisuje. Od spinowych stopni swobody amplituda ta zależy (patrz (1)) poprzez spinory u (i ewentualnie — dla fotonów — poprzez wektor polaryzacji), zaś od stopni swobody izospinowych — poprzez macierze Pauliego τ_α , które w niej występują w odpowiednich kombinacjach. (Niekiedy kombinacje te sprowadzają się wyłącznie do delt, gdyż $\{\tau_\alpha, \tau_\beta\} = 2\delta_{\alpha\beta}$. Tak się rzecz ma np. przy rozpraszaniu pionów na pionach.) Aby uwolnić się od niepożądanych komplikacji rozkładamy operator \mathcal{M} na kombinację liniową funkcji skalarnych, mnożonych każda przez pewien operator spinowo-izospinowy. Ogólnie trudno jest powiedzieć na ten temat coś więcej, rozpatrzmy więc pewien prosty przykład, który zresztą nieraz będzie nam jeszcze służyć jako ilustracja. Chodzi

tu o przypadek rozpraszania pionów na nukleonach, tj. o reakcję

$$N^\nu + \pi_\alpha \rightarrow N^\mu + \pi_\beta, \quad (*)$$

gdzie u dołu piszemy wskaźniki izowektorowe cząstek, a u góry — izospinorowe. Cała amplituda reakcji musi zależeć od wszystkich czterech wskaźników. Zależność od obu wskaźników izowektorowych możemy uzyskać zestawiając iloczyny dwu macierzy Pauliego τ_α i τ_β . Z macierzy tych możemy zbudować dwie tylko niezależne wielkości

$$\Omega^1 = \frac{1}{2} \{\tau_\alpha, \tau_\beta\}_+ = \delta_{\alpha\beta}, \quad \Omega^2 = \frac{1}{2} [\tau_\alpha, \tau_\beta]_- . \quad (3)$$

Wobec tego możemy przedstawić \mathcal{M} w postaci

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}^{(1)}\Omega^1 + \mathcal{M}^{(2)}\Omega^2, \quad (3')$$

po czym żadna z funkcji $\mathcal{M}^{(i)}$ nie będzie już zawierać izospinowych stopni swobody.

Aby dalej uwolnić się także od spinowych stopni swobody zauważmy, że jeśli amplituda reakcji ma być skalarem, to operator \mathcal{M} może zależeć od dirakowskich macierzy γ tylko poprzez ich iloczyny skalarne. W reakcji $2 \rightarrow 2$ wskutek zasady zachowania czteropędu

$$p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4 \quad (4)$$

mamy tylko trzy pędy niezależne. Możemy więc utworzyć iloczyny skalarne $\gamma_a p_{ia}$ ($i = 1, 2, 3$), jednakże nie musimy brać ich wszystkich pod uwagę, gdyż operator \mathcal{M} znajduje się między spinorami u i \bar{u} spełniającymi swobodne równania Diraca z odpowiednimi masami. Wskutek tego działanie $\gamma_a p_a$ na u sprowadza się do mnożenia u przez masę fermionu, o ile p_a jest czteropędem tego fermionu. Fermionów mamy dwa, wobec tego z trzech iloczynów $\gamma_a p_{ia}$ tylko jeden nie sprowadza się do jedynki, gdyż masy można zawsze włączyć w funkcję skalarną, niezależną od spinowych stopni swobody. Możemy więc napisać¹

$$\mathcal{M}^{(i)} = A^{(i)} + \frac{1}{2} \gamma_\beta (p_a^{(b_1)} - p_a^{(b_2)}) B^{(i)}, \quad (5)$$

gdzie $p^{(b_1)}$ i $p^{(b_2)}$ są czteropędami odpowiednio pierwszego i drugiego bozonu. Funkcje $A^{(i)}$ i $B^{(i)}$ nie zależą już ani od izospinowych, ani od spinowych stopni swobody. Są one zależne tylko od pędów cząstek wchodzących i wychodzących. Problem nasz zredukował się zatem do zbadania zamiast jednej amplitudy reakcji dla cząstek spinowych i naładowanych — czterech funkcji takich jak dla cząstek bezspinowych i nie naładowanych. W przypadku innych procesów ilość tych funkcji bywa inna. Np. dla procesu fotoprodukcji pionów na nukleonach jest ich 12, a dla rozpraszania nukleonów na nukleonach — 10.

Jak przed chwilą wspomniałem, funkcje $A^{(i)}$ i $B^{(i)}$ są zależne tylko od czteropędów wchodzących i wychodzących cząstek. Jeśli jednak amplituda

¹ Reprezentacja macierzy dirakowskich używana w tym artykule jest taka sama jak w książce S. Schweber, H. A. Bethe, F. Hoffmann, *Mesons and Fields*, New York 1955. Rozdział 3. Metryka w przestrzeni Minkowskiego jest tam też taka, jak w tym artykule, tj. (1, -1, -1, -1).

reakcji ma być skalarem w przestrzeni Minkowskiego, to funkcje te mogą zależeć wyłącznie od skalarów, tj. od czterowymiarowych iloczynów skalarnych. Z trzech niezależnych wektorów można zbudować $3! = 6$ niezmienników kombinując je parami (także każdy pęd ze sobą samym). Jednakże mamy nałożone cztery warunki typu $p_i^2 = m_i^2$ ($i = 1, 2, 3, 4$), gdzie i numeruje poszczególne cząstki. Zatem pozostają nam do dyspozycji tylko dwa niezależne skalary, które można wybrać w rozmaity sposób. W zasadzie sens ich jest jednak taki, że dla określonej reakcji jeden z nich wiąże się z energią całkowitą, a drugi — z przekazem pędu. Żeby to przedstawić trochę dokładniej, zauważmy, że kwadrat energii całkowitej dla badanej reakcji w jej układzie środka masy ($\vec{p}_1 + \vec{p}_3 = 0$) wynosi

$$W^2 \frac{\bar{s}}{\bar{a}r} = (p_1 + p_2)^2, \quad (6a)$$

natomiast z przekazem pędu (między cząstką 1 a 3) wiąże się niezmiennik

$$4k^2 \frac{\bar{t}}{\bar{a}r} = (p_1 - p_3)^2. \quad (6b)$$

Możemy też zdefiniować trzeci (a więc liniowo od t i s zależny) skalar

$$\overline{W^2} \frac{\bar{s}}{\bar{a}r} = (p_1 - p_4)^2 \quad (6c)$$

przy czym, jak łatwo sprawdzić, wspomniana zależność ma postać

$$s + \bar{s} + t = \sum_i m_i^2 \frac{\bar{a}r}{K}. \quad (7)$$

Łatwo też zauważyć, obliczając s w układzie laboratoryjnym, zdefiniowanym jako układ, w którym spoczywa cząstka 1, że

$$s = m_1^2 + m_2^2 + 2m_1\omega, \quad (8)$$

gdzie ω — całkowita energia padającej (a więc drugiej) cząstki w układzie laboratorium. Zauważmy jeszcze, że w tymże układzie

$$\bar{s} = m_1^2 + m_4^2 - 2m_1\bar{\omega}, \quad (8')$$

gdzie $\bar{\omega}$ — całkowita energia czwartej cząstki. Jeśli mamy do czynienia np. ze zwykłym rozpraszaniem (wówczas $m_1 = m_3$, $m_2 = m_4$), to, jak widać, \bar{s} powstaje formalnie z s przez wymianę ω na $-\bar{\omega}$. Poprzestając na razie na tej uwadze wróćmy do poprzednich rozważań.

Na tym ich etapie możemy już krótko scharakteryzować różnicę zachodzącą między metodami zwykłych a podwójnych związków dyspersyjnych. Polega ona mianowicie na tym, że w pierwszej z powyższych metod interesuje nas amplituda reakcji jako funkcja jednej tylko („energetycznej”) zmiennej, podczas gdy zmienna „pędowa” stanowi parametr o ustalonej zwykle wartości; natomiast w drugiej metodzie amplitudę reakcji rozważa się jako funkcję obu zmiennych. W metodzie tej obie zmienne traktuje się zupełnie równorzędnie, co, jak się okaże, wiąże się z poważnymi zmianami pojęciowymi w teorii.

2. Zwykle związki dyspersyjne

Omówienie zwykłych związków dyspersyjnych w tym artykule ma na celu, jak już mówiliśmy, wskazanie i zestawienie tych cech tej metody, które bez zmian lub z niewielkimi tylko modyfikacjami przenoszą się do metody podwójnych związków dyspersyjnych. Obie metody są bowiem ze sobą genetycznie ściśle związane i przejście od jednej z nich do drugiej dokonało się w bardzo naturalny i harmonijny sposób. Świadczyć może o tym między innymi ten fakt, że od chwili wprowadzenia podwójnych związków dyspersyjnych, ilość prac ze związków pojedynczych gwałtownie zmalała i obecnie mało kto się nimi w praktyce posługuje.

Warto zaznaczyć, że związki dyspersyjne nie są niczym nowym w fizyce, gdyż po raz pierwszy pojawiły się one na terenie optyki już w r. 1926; uzyskali je R. Kronig i H. A. Kramers [1], [2]². Jak wiadomo, przy przechodzeniu światła przez ośrodek z dyspersją, współczynnik załamania jest na ogół zespoloną funkcją częstości ω . Związki dyspersyjne w optyce łączą część urojoną i rzeczywistą współczynnika załamania (czy też — stałej dielektrycznej), przy czym etapem pośrednim podczas obliczeń jest rozważanie $n(\omega)$ jako funkcji zmiennej zespolonej ω i pisanie dla tej funkcji wzoru całkowego Cauchy'ego.

Na gruncie kwantowej teorii pola związki dyspersyjne pojawiły się w r. 1953 (jedna z pierwszych prac: [3]), przy czym rolę zmiennej zespolonej odgrywała energia, zaś rolę jej funkcji — amplituda reakcji. Początkowo [3—4] związki te rozważano głównie na gruncie elektrodynamiki kwantowej i to przy użyciu metody 'perturbacyjnej; wkrótce jednak zostały one oswobodzone od potrzeby wykorzystywania rachunku zaburzeń, co umożliwiło przeniesienie ich na teren mezodynamiki. (Szczególnie instruktywna jest tu praca Karplusa i Rudermana [8].) Na tym etapie rozwoju teorii najbardziej się interesowano związkami dyspersyjnymi dla amplitudy rozpraszania ku przodowi. Związane jest to z faktem, że część urojona tej amplitudy wiąże się wprost z całkowitym przekrojem czynnym σ dla danej reakcji wzorem

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} f(\Theta), \quad (2a)$$

co niezmiernie ułatwiało interpretację i porównywanie z doświadczeniem uzyskiwanych formuł. (We wzorze (2a) $f(\Theta)$ oznacza amplitudę rozpraszania pod kątem Θ , zaś k — moduł pędu cząstki padającej w układzie laboratorium). Jak widać, związki dyspersyjne istniały wówczas w postaci równań dla amplitudy zależnej od ustalonego (równego zero) kąta. Jak wiadomo jednak, kąt

¹ Najłatwiej osiągalne jest wyprowadzenie tych związków zawarte w monografii L. D. Landau i E. M. Lifszica, *Elektrodynamika ośrodków ciągłych*, tłum. PWN, 1960, § 62.

² Dowód tego twierdzenia można znaleźć w wielu podręcznikach, np. w wykładach P. T. Matthews'a wydanych pt. *The relativistic quantum theory of elementary particle interactions* (istnieje wydanie rosyjskie) — rozdz. I, § 3, a także w książce Morse'a i Feshbacha, *Methods of Theoretical Physics*, rozdz. IX, § 9.3 (w mniej ogólnym sformułowaniu).

nie jest niezmiennikiem lorentzowskim. Z tego względu trudno było nadać wzorom dyspersyjnym postać jawnie niezmienniczą, a w związku z tym utrudniony był ich dowód. (Nawiasem mówiąc kąt równy zeru jest jednak wyróżniony, gdyż odpowiada też dla procesu elastycznego ustalonej wartości przekazu pędu, a więc zmiennej niezmienniczej). Dlatego też pierwotnie używany parametr, którym był kąt, zastąpiono przekazem pędu, prowadząc rozważania z początku w postaci niejawnie [10], a potem już jawnie niezmienniczej [11—12].

W tym czasie pojawiły się pierwsze poprawne z matematycznego punktu widzenia dowody związków dyspersyjnych [34, 36], najpierw dla reakcji rozpraszania pionów na nukleonach, potem zaś także dla niektórych innych reakcji⁴. Nie mogąc się tu bliżej zająć tym zagadnieniem, postaram się jednak zobrazować tok myśli tych dowodów. Opierają się one mianowicie na szeregu założeń, które można wysłowić w następujący sposób (por. [34]) nie starając się o zachowanie maksymalnej ścisłości sformułowań:

1) Istnieją stany asymptotyczne układu cząstek odpowiadające cząstkom nieskończenie od siebie oddalonym; stany te mogą być reprezentowane przez amplitudy zależne od wszystkich czteropędów (i innych zmiennych) poszczególnych cząstek; wśród stanów tych istnieje stan o energii najmniejszej E_0 (stan próżni fizycznej);

2) Istnieje taki układ amplitud stanów asymptotycznych, który tworzy układ zupełny;

3) Istnieje pewna ilość transformacji (tworzących grupę), a wśród nich transformacja Lorentza, wedle których przekształcają się amplitudy stanów asymptotycznych i ich argumenty;

4) Istnieje pewien operator unitarny (operator S), którego elementy macierzowe w stanach asymptotycznych określają prawdopodobieństwo przejścia między tymi stanami;

5) Stan próżni fizycznej i stany jednocząstkowe są trwale, tzn. prawdopodobieństwo ich zmiany jest równe zeru;

6) Spełniona jest lokalnie zasada przyczynowości.

Omówimy teraz trochę bliżej tę zasadę. Sens jej polega na tym, że skoro wszelkie oddziaływanie nie może się przenosić z prędkością większą od prędkości światła, to stan pola w czteropunkcie x_1 nie może wpływać na stan pola w czteropunkcie x_2 , jeśli: a) punkt x_2 jest wcześniejszy (relatywistycznie) od punktu x_1 lub b) odległość między punktami x_1 i x_2 ma charakter przestrzenny. Lokalność zaś zasady przyczynowości ma polegać na tym, że punkty x_1 i x_2 , o których przed chwilą była mowa, mogą się znajdować dowolnie blisko siebie; w teorii nielokalnej, w której cząstki mogłyby mieć skończone rozmiary

⁴ Nawiasem mówiąc nie udowodniono nigdy związków dyspersyjnych dla bardzo wielu interesujących reakcji. Przykładami być tu mogą reakcje rozpraszania nukleonów na nukleonach, mezonów K na nukleonach; nie udowodniono także wzorów dyspersyjnych dla formfaktora nukleonowego. Związki te, dodać trzeba, można jednak zwykle udowodnić w oparciu o teorię zaburzeń, i to w każdym jej rzędzie, przy czym dość dokładnie wiadomo, dlaczego na gruncie ogólnej teorii dowód nie jest możliwy przy użyciu obecnej techniki (por. bardzo interesujące uwagi na ten temat w pracy [40]).

rzędu a , zasada przyczynowości mogłaby nie być słuszna dla odległości mniejszych od a („wewnątrz” cząstek)⁵.

Lokalne sformułowanie zasady przyczynowości domaga się by spełniony był jeszcze jeden warunek, a mianowicie:

7) Wszystkie operatory pól odpowiadających danym cząstkom są lokalne.

Przyjęcie założeń 1)-5) zapewnia nam po prostu istnienie przedmiotu naszych badań — amplitudy reakcji i określa pewne, bardzo ogólne, jej własności. Założenie 6) jest jednak kluczem do teorii związków dyspersyjnych. Związki te bowiem, jak już mówiliśmy, stanowią w zasadzie pewne równości, łączące urojoną i rzeczywistą część amplitudy reakcji, jako funkcji zmiennej zespolonej ω , której część rzeczywista jest całkowitą energią cząstki padającej w układzie laboratorium (por. [8]). Okazuje się, że jeśli ta funkcja ma mieć takie własności analityczne, które by umożliwiły uzyskanie szukanych formuł, musi być spełniona właśnie zasada przyczynowości. Można to zilustrować pewnym bardzo prostym, ale za to przejrzystym przykładem.

Weźmy mianowicie pod uwagę funkcję $f(\omega)$, która w tym przykładzie reprezentuje niby amplitudę reakcji. Funkcja ta da się wyrazić przez swoją transformatę fourierowską zgodnie z wzorem:

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) e^{i\omega t} dt. \quad (9)$$

Ale, zgodnie z zasadą przyczynowości, wydarzenia późniejsze nie wywierają żadnego wpływu na wydarzenia wcześniejsze; zatem $F(t) \equiv 0$ dla $t < 0$. (W „prawdziwej” teorii wynika to stąd, że funkcją $F(t)$ jest tam, jak się okazuje, wartość oczekiwana w stanie próżni fizycznej z pewnego komutatora operatorów prądów cząstek, który to komutator musi znikać w omawianym przypadku $t < 0$, jeśli zdarzenia opisywane przez te operatory są od siebie niezależne i mogą być z osobna przedmiotem pomiaru). Ale skoro tak, to widzimy, że kładąc $\omega = \omega_1 + i\omega_2$ możemy napisać

$$f(\omega) = \int_0^{\infty} F(t) e^{i\omega_1 t} e^{-\omega_2 t} dt. \quad (9')$$

Czynnik $e^{-\omega_2 t}$ w powyższym wzorze zapewnia zbieżność całki w całej górnej półpłaszczyźnie zmiennej zespolonej ω ($\omega_2 > 0$). Prowadząc krzywą zamkniętą C

⁵ Lokalna zasada przyczynowości odgrywa zasadniczą rolę przy dowodzie związków dyspersyjnych w ich dzisiejszej postaci; jest też może stosunkowo najbardziej wątpliwa ze wszystkich dotychczas wymienionych założeń (choć na ogół w praktyce przyjmuje się ją bez zastrzeżeń). Trzeba jednak zaznaczyć, że jest do pomyślenia wyprowadzenie jakichś wzorów dyspersyjnych także w teorii nielokalnej, choć o ile mi wiadomo, nikt tego do tej pory nie zrobił (ale patrz [34] na str. 14, § 1, a także [98]). Że tak się nie stało, zawdzięczamy pewno wielu czynnikom, wśród nich zaś: a) dużym trudnościom matematycznym, b) dość powszechnej wierze w wystarczalność teorii lokalnej do opisu znanego dziś kręgu zjawisk, c) niezbyt zaawansowanemu etapowi rozwoju, na którym się znajdują (liczne) teorie nielocalne. Dyskusji zasady przyczynowości poświęcona jest częściowo monografia: J. Hilgevoord; *Dispersion Relations and Causal Description*, Amsterdam 1960.

w tej płaszczyźnie tak, by część tej krzywej leżała nieskończenie blisko osi rzeczywistej, a reszta — stanowiła półokrąg w nieskończoności, możemy dla funkcji $f(\omega)$ napisać wzór wyrażający całkowite twierdzenie Cauchy'ego ($\text{Im } \omega > 0$)⁶

$$f(\omega) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'. \quad (10)$$

Przejdźcie od całkowania po krzywej C do całkowania po całej osi rzeczywistej jest możliwe właśnie na podstawie wzoru (9'). (Można się o tym przekonać wstawiając (9') do pierwszej części wzoru (10) i całkując po wspomnianym półokręgu w nieskończoności; na krzywej tej $\omega = |\omega|e^{i\varphi}$, gdzie $|\omega| = \text{const.}$). Zatem przejście to jest konsekwencją zasady przyczynowości. Jeśli teraz $\text{Im } \omega \rightarrow 0$, to biorąc we wzorze (10) część rzeczywistą, otrzymujemy

$$\text{Re } f(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im } f(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'. \quad (10')$$

(gdzie ω — liczba rzeczywista), co stanowi właśnie wzór typu związków dyspersyjnych⁶.

Ten niesłychanie uproszczony przykład wykazuje jaką rolę może odgrywać zasada przyczynowości przy wywodzie związków dyspersyjnych. Zatem zasadnicze znaczenie musi tu mieć badanie własności analitycznych funkcji $f(\omega)$ w górnej półpłaszczyźnie (wraz z osią rzeczywistą) zmiennej zespolonej ω . Przeprowadzając takie badanie szeroko się korzysta z warunku unitarności dla macierzy S , który znajduje swoje odbicie w odpowiednim wzorze dla amplitudy reakcji⁷. Zauważmy, że jeśli $S = 1 + iT$, oraz $SS^+ = 1$, to $(1 + iT)(1 - iT^+) = 1 = 1 + iT - iT^+ + TT^+$, czyli

$$T - T^+ = iTT^+. \quad (11)$$

Amplituda reakcji jest zaś (z dokładnością do współczynnika) elementem macierzowym macierzy T . Z lewej strony wzoru (11) po utworzeniu elementu macierzowego powstanie wyrażenie proporcjonalne do części urojonej amplitudy reakcji, po prawej zaś — element macierzowy z iloczynu TT^+ . Iloczyn ten można wyrazić przez sumę iloczynów amplitud reakcji (wśród których znajdzie się też zazwyczaj, jeśli nie dokonamy jakichś przybliżeń, dana amplituda reakcji, występująca po lewej stronie wzoru). Wynika to stąd, że układ

⁶ Przy przejściu od wzoru (10) do (10') trzeba skorzystać z tożsamości:

$$\lim_{\substack{\omega_2 \rightarrow 0 \\ \omega_2 > 0}} \frac{1}{\omega' - (\omega_1 + i\omega_2)} = P \frac{1}{\omega' - \omega_1} + i\pi\delta(\omega' - \omega_1);$$

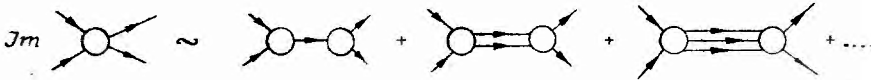
(P — symbol wartości głównej), po czym opuścić wskaźnik 1 przy ω .

⁷ Z warunku tego możemy jednak w zasadzie korzystać tylko w obszarze fizycznych (a więc dodatnich) wartości energii. Bliżej sprawę tę omówimy poniżej.

stanów asymptotycznych tworzy z założenia (2) układ zupełny, wobec czego operator jednostkowy można przedstawić w postaci sumy (nieskończonej) operatorów rzutujących dany stan na stany odpowiadające określonej liczbie określonych cząstek. Przy tym, wśród tych „rzutów” (iloczynów skalarnych dwu amplitud stanów asymptotycznych) znikną te wszystkie, które odpowiadają innym wartościom dobrych liczb kwantowych dla obu wymienionych amplitud. Zgodnie z ogólnymi zasadami mechaniki kwantowej stany takie są bowiem do siebie ortogonalne. Wykonanie rachunków prowadzi do opisanego powyżej rozkładu elementu macierzowego operatora TT^+ na sumę iloczynów amplitud reakcji. Otrzymany dalej wzór ma postać

$$\text{Im}f_{\alpha\beta} \sim \sum_{\lambda} f_{\lambda\alpha}^* f_{\lambda\beta}, \quad (12)$$

gdzie α, β, γ oznaczają odpowiednio stan końcowy, początkowy i „pośredni”, przy czym suma względem λ obejmuje wszystkie takie stany pośrednie, które (niezależnie od liczby cząstek w tych stanach) mają te same dobre liczby kwantowe (np. B, S , parzystość itd.) co i stan początkowy oraz końcowy. Można więc wzór (12) bardziej poglądowo opisać przy pomocy grafów (rys. 1) w następujący sposób:



Rys. 1. Warunek unitarności

Dla rozpraszania pionów na nukleonach stany λ to: a) jednocząstkowy stan jednego nukleonu, b) dwucząstkowy stan $N + \pi$, c) inne stany dwucząstkowe (takie jak np. $\Lambda + K$), o $B = 1, S = 0$; d) stan trzycząstkowy $N + 2\pi$, e) inne stany trzycząstkowe (takie jak np. $\Lambda + K + \pi$ lub $\Xi + 2K$) także oczywiście o $B = 1$ i $S = 0$.

Dla rozpraszania $\bar{K}-N$ stany λ to: a) jednocząstkowy stan jednego hiperonu Y (Y oznacza Λ lub Σ), b) dwucząstkowy stan $\pi + Y$, c) dwucząstkowy stan $\bar{K} + N$, d) inne stany dwucząstkowe o $B = 1, S = 1$, e) stan trzycząstkowy $Y + 2\pi$, itd.

Badania dotyczące amplitudy reakcji w oparciu o warunek unitarności dla dodatnich energii doprowadziły do ustalenia pewnych własności analitycznych tej amplitudy w zależności od energii. Własności te można krótko scharakteryzować w dwu punktach:

1. Każdemu stanowi jednocząstkowemu λ , o tych samych dobrych liczbach kwantowych co i stan początkowy, odpowiada biegun (prosty) amplitudy reakcji położony w punkcie $s = m^2$ (por. (6a)), gdzie m oznacza masę owej jedynej cząstki występującej w pośrednim stanie λ ; residuum w tym biegunie równa się iloczynowi stałych sprzężenia (znormalizowanych) odpowiadających trzycząstkowym oddziaływaniom między polami reprezentowa-

nymi przez dwie cząstki stanu początkowego (końcowego) a polem reprezentującym cząstkę w stanie pośrednim⁸.

II. Z każdym stanem n -cząstkowym λ ($n > 1$) wiąże się punkt rozgałęzienia amplitudy reakcji jako funkcji s , położony w punkcie $s = (\Sigma m_i)^2$, gdzie Σm_i oznacza sumę mas cząstek występujących w stanie pośrednim. Odpowiednie cięcie przebiega od tego punktu do $s = +\infty$.

I tak np. dla rozpraszania πN amplituda reakcji będzie miała: a) prosty biegun w punkcie $s = M^2$, przy czym residuum w tym punkcie wyniesie g^2 (M — tu i dalej — masa nukleonu, a g — stała sprzężenia $NN\pi$); b) punkt rozgałęzienia w punkcie $s = (M + \mu)^2$ (μ — masa pionu); c) dalsze (odpowiadające większym s) punkty rozgałęzienia wiążące się z innymi możliwymi stanami pośrednimi, z których część wymieniliśmy powyżej.

Natomiast dla rozpraszania $\bar{K}-N$ amplituda reakcji będzie miała: a) prosty biegun w punkcie $s = M_A^2$ (z residuum G_{AKN}^2), b) prosty biegun w punkcie $s = M_\Sigma^2$ (z residuum $G_{\Sigma KN}^2$), c) punkt rozgałęzienia w punkcie $s = (M_A + \mu)^2$, d) punkt rozgałęzienia w punkcie $s = (M_\Sigma + \mu)^2$, e) punkt rozgałęzienia w punkcie $s = (M_A + 2\mu)^2$; f) punkt rozgałęzienia w punkcie $s = (M + m_K)^2$; g) inne (dalsze) punkty rozgałęzienia odpowiadające progom reakcji z przejściem przez stany pośrednie o jeszcze większych masach. Wyliczając a)-f) uszeregowaliśmy je zgodnie z rosnącym s . Osobliwości amplitud dla reakcji πN i KN są przedstawione na rys. 2.

Warto tu jeszcze zwrócić uwagę na ważną z praktycznego punktu widzenia rzecz, a mianowicie na to, że wyraz z biegunem (a więc część amplitudy reakcji w postaci $g_1 g_2 / s - m^2$) dokładnie odpowiada przybliżeniu Borna dla tej amplitudy (dokładniej — określonej części tego przybliżenia), oczywiście pod warunkiem, że w przybliżeniu tym nie znormalizowane masy i stałe sprzężenia

⁸ Warto tu może zwrócić uwagę na dość powszechnie znany przykład z mechaniki kwantowej zgodny z zasadą I. Otóż dla rozpraszania coulombowskiego amplituda rozpraszania $f(\Theta)$ ma postać (L. D. Landau, E. M. Lifszic, *Mechanika kwantowa*, tłum. PWN 1958, str. 480):

$$f(\Theta) = - \frac{1}{2k^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}} \exp\left(-\frac{2i}{k} \ln \sin \frac{\Theta}{2}\right) \frac{\Gamma\left(1 + \frac{i}{k}\right)}{\Gamma\left(1 - \frac{i}{k}\right)},$$

gdzie k wynosi

$$k = \sqrt{\frac{2E}{m}} \frac{\hbar}{e^2}$$

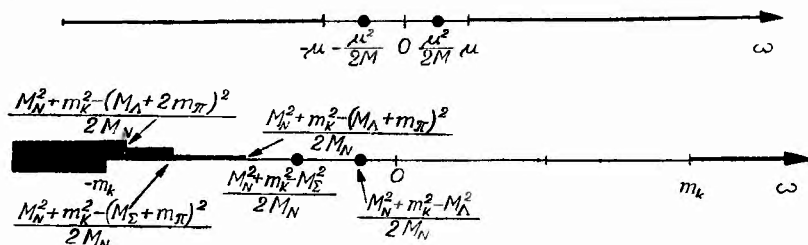
(e — ładunek elementarny, m — masa zredukowana układu, E — energia całkowita w układzie środka masy). Bieguny funkcji $f(\Theta)$ wypadają w zerach funkcji $\Gamma\left(1 - \frac{i}{k}\right)$. Zera te zaś, jak wiadomo z teorii funkcji $\Gamma(x)$ są proste i leżą w punktach $x = -n + 1$ (n — liczba naturalna). Zatem w biegunach $f(\Theta)$ $1 - \frac{i}{k} = -n + 1$, czyli $k^2 = -\frac{1}{n^2}$, skąd

$$E = -\frac{e^4 m}{2\hbar^2 n^2}.$$

Jak widać, bieguny amplitudy rozpraszania leżą tu w punktach (na osi energii) odpowiadających poziomom widma dyskretnego.

zastąpimy przez wielkości znormalizowane; jednak różnica ta ma charakter raczej pojęciowy niż rachunkowy (por. [93]).

Opierając się na zasadach I-II moglibyśmy już bez trudu napisać zwykłe wzory dyspersyjne dla konkretnych reakcji fizycznych. Z całą mocą trzeba jednak podkreślić, że poprawny dowód wzorów, a więc — konsekwentnie —



Rys. 2. Obraz osobliwości amplitud rozpraszania πN (pierwszy rysunek) i $K N$ (drugi rysunek). Linie ciągłe pogrubione oznaczają cięcia, a punkty — bieguny. W obu przypadkach $t = 0$ (rozpraszanie ku przodowi)

faktów I i II jest możliwy tylko w niektórych przypadkach, nie został zaś przeprowadzony w innych. Wobec tego w tych innych przypadkach, a więc np. w przypadku rozpraszania $K-N$ można napisać wzory dyspersyjne tylko przez analogię, a zatem można w nie, jeśli się zachowuje maksimum ostrożności, w ogóle nie wierzyć. Można to też rozumieć tak: jeśli dla jakiejś reakcji istnieje dowód słuszności związków dyspersyjnych, to I i II jest spełnione. Fakty te można następnie ekstrapolować na te reakcje, dla których dowód związków dyspersyjnych nie istnieje (ale też nie istnieje kontrdowód). Hipotezę, stwierdzającą, że amplituda reakcji ma te i tylko te osobliwości, które są wyznaczone przez warunek unitarności, nazywa się niekiedy [59] zasadą maksymalnej analityczności. Zasada ta odgrywa kluczową rolę w teorii podwójnych związków dyspersyjnych, bo dla wzorów tych nie istnieją, jak już mówiliśmy, żadne ogólne dowody. Trzeba jednak pamiętać, że dla większości reakcji, dla których nie udało się faktów I i II udowodnić w sposób ogólny, odpowiednie twierdzenia są prawdziwe w kolejnych przybliżeniach rachunku zaburzeń. W ogóle sprawę można postawić w ten sposób, że się rezygnuje z jakichkolwiek dowodów związków dyspersyjnych w sensie wyprowadzania ich z założeń „starej” teorii, zastępując je jakimiś nowymi zasadami, wśród których zapewne niepoślednią rolę odgrywałaby zasada maksymalnej analityczności.

Przejdźmy teraz do konkretnego przykładu, tj. do elastycznego rozpraszania pionów na nukleonach. Wówczas na mocy wzoru (8) możemy położenie biegunów w zmiennej s przetłumaczyć na położenie ich w zmiennej ω . I tak $s = M^2$ odpowiada $\omega = -\frac{\mu^2}{2M}$, zaś $s = (M + \mu)^2$ — $\omega = \mu$ (jest to próg reakcji, więc pęd mezonu w układzie laboratoryjnym równa się zero). Jak widać, warunek unitarności pozwala nam obliczyć amplitudę reakcji tylko w punktach $\omega \geq \mu$ oraz $\omega = -\frac{\mu^2}{2M}$. Nie znaczy to jednak, by amplituda rozpraszania

we wszystkich innych punktach na osi rzeczywistej ω znikala. Aby się o tym przekonać, rozpatrzmy reakcję *crossing* do danej reakcji⁹. Jest to taka reakcja, w której mezon wychodzący zamienia się miejscem z mezonem wchodzącym. Odpowiada to wymianie $p_2 \leftrightarrow -p_2$, a więc także wymianie $s \leftrightarrow \bar{s}$, przy czym t jest nie tknięte. Jednakże obie reakcje z fizycznego punktu widzenia nie różnią się od siebie, gdyż obie stanowią rozpraszanie pionów na nukleonach. Zatem amplituda danej reakcji w jej obszarze fizycznym powinna się równać plus amplitudzie reakcji *crossing* także w jej obszarze fizycznym, gdyż zamieniane cząstki są bozonami. Można by to napisać (nieco upraszczając sprawę) w postaci:



$$f(s, \bar{s}, t) = +f(\bar{s}, s, t).$$

Ale wymiana $s \leftrightarrow \bar{s}$ odpowiada wymianie $\omega \leftrightarrow -\bar{\omega}$. Widać, że ujemne wartości ω odpowiadają fizycznym wartościom $\bar{\omega}$, i na odwrót, w tym sensie, że przejście od danej reakcji do reakcji *crossing* wiąże się z przejściem od ujemnych wartości ω do fizycznych wartości $\bar{\omega}$. Nasuwa się więc następująca interpretacja pozostałych (a więc przede wszystkim ujemnych) wartości ω : wartości te odpowiadają fizycznemu obszarowi reakcji *crossing*. Fakt ten pozwala nam na korzystanie w obszarze niefizycznych wartości ω z warunku unitarności (dla reakcji *crossing*), tam mianowicie, gdzie odpowiadają one fizycznym wartościom energii tej reakcji. Warunek ten zaś mówi nam, że amplituda reakcji ma dla $\bar{s} = M^2$ biegun, a dla $\bar{s} = (M + \mu)^2$ — punkt rozgałęzienia. Wobec tego przechodząc do układu laboratorium, widzimy, że oprócz opisanych już osobliwości amplituda reakcji ma biegun w $\bar{\omega} = \frac{\mu^2}{2M}$ oraz punkt rozgałęzienia w $\bar{\omega} = -\mu$, przy czym cięcie biegnie tu do $\bar{\omega} = -\infty$. Korzystając z wzoru (7) możemy bez trudu pokazać, że

$$\omega = \bar{\omega} - \frac{t}{2M}. \quad (13)$$

Mamy więc biegun w $\omega = \frac{\mu^2 - t}{2M}$ i punkt rozgałęzienia w $\omega = -\mu - \frac{t}{2M}$. Teraz już możemy napisać związek dyspersyjny dla amplitudy rozpraszania pionów na nukleonach, taki, jakby cząstki te były bezspinowe i nienaładowane. Ma on postać (por. rys. 2, na którym przedstawione są osobliwości funkcji f):

$$\begin{aligned} \text{Re}f(\omega, t) = & \frac{g^2}{2M\left(\omega + \frac{\mu^2}{2M}\right)} + \frac{g^2}{2M\left(\omega - \frac{\mu^2 - t}{2M}\right)} + \frac{1}{\pi} \int_{\mu}^{\infty} \frac{\text{Im}f(\omega', t)}{\omega - \omega'} d\omega' + \\ & + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{-\mu - \frac{t}{2M}} \frac{\text{Im}f(\omega', t)}{\omega - \omega'} d\omega'. \quad (14) \end{aligned}$$

⁹ Nazwa ta bierze się stąd, że o ile graf bornowski badanej reakcji ma wygląd np.  (linie nukleonowe są oznaczane przez —, zaś mezonowe przez ---), to graf reakcji *crossing* przedstawia się jako . Na grafie tym, jak widać, linie mezonowe są skrzyżowane.

Przy wypisywaniu tego równania warunek unitarności został wykorzystany tylko częściowo, a mianowicie jedynie w tym stopniu, w jakim był on potrzebny do napisania dwu pierwszych wyrazów i granic całkowania w dwu następnych wyrazach. Możemy teraz skorzystać z wzorów (2) i (6) (biorąc oczywiście pod uwagę przypadek rozpraszania ku przodowi) i wówczas równanie (14) daje nam od razu związek między bezpośrednio mierzalnymi wielkościami. Wolnym parametrem jest tu g^2 , które możemy próbować dopasować tak, by krzywe reprezentowane przez prawą i lewą (po scałkowaniu całkowitego przekroju czynnego) stronę równania, pokryły się. Ewentualne rozbieżności między tymi krzywymi musielibyśmy uważać za argument przeciwko wzorom dyspersyjnym, czyli, w konsekwencji, przeciw któremuś z założeń (1)—(7). Uwagi te jednak są przedwczesne, gdyż dotychczas wykonane rachunki prowadzą do wniosku, że wzory dyspersyjne są dla rozpraszania πN co najmniej poprawne. Wyniki dla rozpraszania $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$ są bardzo konsystentne; dla rozpraszania $\pi^- N$ istniały początkowo pewne rozbieżności, lecz po wprowadzeniu szeregu poprawek, a także po zwiększeniu dokładności, z jaką znane były z doświadczenia całkowity i różniczkowy przekrój czynny dla tej reakcji, zgodność znacznie się poprawiła (por. [22]). Uzyskiwane wartości stałej sprzężenia są zgodne z tymi wartościami, które się osiąga przy użyciu innych metod. W podobny sposób były też badane wzory dyspersyjne dla innych reakcji, wśród nich zaś dla rozpraszania $K-N$. Niestety, co się tyczy tej właśnie reakcji, to opisana powyżej metoda zawodzi, gdyż w tym przypadku mamy dość duży obszar niefizycznych energii, leżących poniżej progu fizycznego, a w tym obszarze amplitudy nie możemy interpretować przez przekroje czynne. Będziemy o tym mówić jeszcze w innym miejscu.

Obok tego najprostszego i stosunkowo najłatwiejszego zastosowania wzoru (14), w którym możliwie najszerszej wykorzystuje się fakty eksperymentalne, istnieje też inna metoda, bardziej ambitna. Polega ona na tym, że wykorzystuje się warunek unitarności w bardziej rozwiniętej postaci celem obliczenia wyrażenia podcałkowego, przy czym ostatecznie zmierza się wówczas do obliczenia amplitud parcjalnych dla danej reakcji, tj. w końcu — rozkładu kąтового. Aby móc te obliczenia wykonać efektywnie, szereg (12) urywa się po kilku pierwszych wyrazach. Sama procedura urywania szeregu jest pewną metodą przybliżeniową. Warto tu jej poświęcić kilka słów, a mianowicie wspomnieć o kwestii jej poprawności oraz o jej stosunku do innych metod przybliżeniowych stosowanych w mezodynamice.

Co się tyczy poprawności tej metody, to dyskusja może się opierać zarówno na argumentach matematycznych jak i fizycznych. Zaczynając od tych pierwszych, zauważmy, że urwanie szeregu we wzorze (12) odpowiada pozostawieniu we wzorze (14) pewnych tylko całek, związanych z osobliwościami położonymi najbliżej początku osi energii. Jeśli całki są dostatecznie szybkozbieżne ze względu na ω' , to jeśli się ograniczamy do rozważania funkcji $f(\omega)$ tylko dla niezbyt dużych ω , widzimy, że największy przyczynek dawać będą te całki, w których mianownik $\omega - \omega'$ może być stosunkowo najmniejszy. Dzieje się tak

przede wszystkim w tych całkach, które zaczynają się możliwie najbliżej początku układu odniesienia, a więc wiążą się z najbliższymi osobliwościami. Co się zaś tyczy argumentu fizycznego za urwaniem warunku unitarności pod całką w (14), to opiera się on na dość intuicyjnym fakcie, że przejście ze stanu dwucząstkowego do dwucząstkowego poprzez określony stan pośredni jest (w obszarze niskich energii) tym bardziej prawdopodobne, im niższą masę ma ten stan pośredni.

Metoda polegająca na urywaniu szeregu (12) jest jednym z podstawowych chwytów, na których opiera się stosowanie w praktyce wzorów dyspersyjnych. Warto więc ją tu może porównać z dawniej stosowanymi metodami. Wyniki rachunku perturbacyjnego są oczywiście mniej wiarygodne. Z kolei metody nieadiabaticzne nie korzystały wprawdzie z założenia małości stałej sprzężenia, ale ograniczały do kilku ilość stanów pośrednich, przez które układ mógł przechodzić. Wydawać by się mogło wobec tego, że metody te opierają się na założeniu podobnym do tego, które nam pozwala urwać szereg (12). Tak jednak nie jest, gdyż w metodach nieadiabaticznych stany pośrednie były stanami gołych cząstek, podczas gdy w szeregu (12) występują tylko cząstki fizyczne. Ma to zasadnicze znaczenie, jeśli wziąć pod uwagę fakt, że na „ubranie” każdej gołej cząstki potrzeba w zasadzie nieskończenie wielu innych gołych cząstek. Widać więc, że przybliżenie nieadiabaticzne jest uboższe i mniej pewne od omawianego.

Dalsze postępowanie z równaniem (14) można teraz opisać w następujący sposób. Jeśli chcemy dla amplitudy reakcji uzyskać zamknięty układ równań całkowych (ewentualnie jedno równanie na jedną amplitudę) i skoro się ograniczamy do rozważania tylko dwucząstkowych stanów początkowych i końcowych, to musimy też ograniczyć się do jedynie dwucząstkowych stanów pośrednich. W przypadku rozpraszania πN możemy się więc ograniczyć jedynie do stanu pośredniego πN , gdyż np. stan KY ma znacznie większą masę, leży więc dalej i można go pominąć. (Leży on nawet dalej, niż stan trzycząstkowy $N + 2\pi$). Równanie, jakie się uzyskuje dla amplitudy reakcji, ma więc z grubsza taką postać:

$$\operatorname{Re}f(\omega, t) = \frac{g^2}{2M\left(\omega + \frac{\mu^2}{2M}\right)} + \frac{g^2}{2M\left(\omega - \frac{\mu^2 - t}{2M}\right)} + \frac{1}{\pi} \int_{\mu}^{\infty} \frac{|f(\omega', t)|^2}{\omega - \omega'} d\omega' + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{-\mu - \frac{t}{2M}} \frac{|f(\omega', t)|^2}{\omega - \omega'} d\omega'. \quad (15)$$

Rozkładając $f(\omega, t)$ na fale parcjalne i korzystając ze znanego faktu, że jeśli

$$\left. \begin{aligned} f(\omega, t) &= \sum_l f_l(\omega) Y_{l0}(\theta, \varphi), \\ \text{to} \\ f_l(\omega) &= \frac{1}{q} e^{i\delta_l} \sin \delta_l, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

uzyskujemy wprost równanie na przesunięcia fazowe w zależności od energii (\bar{q} — pęd mezonu).

W związku z (15) warto jeszcze poruszyć kilka problemów. Po pierwsze, ściśle biorąc, wzór ten nie odpowiada konkretnemu przypadkowi rozpraszania πN , gdyż nukleon i pion traktowaliśmy tu jak cząstki bezspinowe i nienaładowane; jak wiemy, rzeczywisty problem πN jest opisywany przez 4 niezmiennicze amplitudy $A^{(i)}$ i $B^{(i)}$. W związku z tym nasuwa się znowu cały szereg kwestii, które tu można tylko poruszyć. Chodzi tu więc przede wszystkim o to, że transformację *crossing* stosować trzeba do całej amplitudy reakcji, a więc wraz z niezmiennikami spinowymi i izospinowymi. Transformacja ta odpowiada bowiem wymianie całych cząstek, a nie tylko samych pędów. W związku z tym trzeba wiedzieć, jak te niezmienniki zachowują się przy *crossing* i fakt ten odpowiednio uwzględnić, rozpatrując zachowanie się przy *crossing* funkcji A i B . Po drugie, na ogół nie jest prawdą, że wszystkie amplitudy typu A i B mają te same wyrazy bornowskie. Np. jak można się łatwo przekonać na drodze rachunkowej, dla rozpraszania πN tylko amplitudy $B^{(i)}$ mają wyrazy bornowskie, takie jak w (15), podczas gdy amplitudy $A^{(i)}$ wyrazów tych w ogóle nie posiadają. Po trzecie zaś, związek (16) nie ma tak prostej postaci dla cząstek ze spinem i musi być zastąpiony przez bardziej skomplikowane wyrażenia (por. np [11]; piękny formalizm jest przedstawiony w [87]).

Następny problem wiąże się z rozwiązalnością równania (15). Jak widać, równanie to nie jest równaniem liniowym, gdyż zawiera niewiadomą funkcję f w kwadracie. Teoria zaś nieliniowych równań całkowych jest jeszcze w powijakach. Dlatego też rozwiązanie takiego równania nie jest rzeczą łatwą. Wiadomo np. w każdym razie, że równanie takie nie ma jednoznacznych rozwiązań. Na fakt ten zwrócili uwagę Dyson, Dalitz i Castillejo w odniesieniu do teorii Lova [88], której równania były także równaniami nieliniowymi na przesunięcia fazowe w zależności od energii. Wydaje się jednak, że niejednoznaczność, o której mówią Dyson *et al.*, ma prostą interpretację fizyczną i może być w konkretnych obliczeniach wzięta pod uwagę. Mianowicie wskazana przez nich niejednoznaczność odpowiada uwzględnieniu w teorii pewnych nowych cząstek, nietrwałych ze względu na rozpad na cząstki stanu początkowego i końcowego. Cząstki takie odpowiadałyby więc pewnym nowym osobliwościom (biegunom) położonym na starych osobliwościach (cięciach). Dopóki się nie wie o takich cząstkach, należy po prostu szukać najprostszych rozwiązań (co w praktyce może być oczywiście bardzo trudne), czyli nie brać po prostu pod uwagę możliwości ich istnienia. W ogóle jednak nieliniowość niektórych przynajmniej równań w teorii związków dyspersyjnych i związane z tym komplikacje matematyczne są zmorą tej teorii.

Trzeci wreszcie problem wiąże się ze zbieżnością całek we wzorze (15). Mianownik wyrażen podcałkowych jest zaledwie liniową funkcją $\omega' - \omega$. Zatem nie zapewnia on zbieżności całek, jeśli liczniki nie znikają w nieskończoności. Z góry jednak trudno przewidzieć, jak w nieskończoności zachowuje się amplituda rozpraszania, jej część urojona, czyli — w szczególnym przypadku —

przekrój czynny. Przesłanki eksperymentalne nie mogą oczywiście nigdy tej sprawy całkiem rozstrzygnąć, mogą tylko zasugerować jej rozwiązanie. Świadczą więc one (przynajmniej dla pewnych reakcji elastycznych) o tym, że przekrój czynny zmierza w obszarze bardzo wysokich energii do stałej. Istnieją też przesłanki teoretyczne, dość jednak niepewne, z których by wynikało, że amplituda nie powinna zbyt szybko rosnać w nieskończoności (ani też zbyt szybko maleć). Dość prawdopodobne jest więc, że niekiedy przekroje czynne w nieskończoności zmierzają rzeczywiście do wartości stałej. To jednak nie wystarczałoby do zbieżności całek (14). Dlatego też zwykle w praktyce całki te się uezbieżnia kosztem wprowadzenia do teorii nowego parametru, który potem także należy dopasować do doświadczenia. Uzbieżnienie to polega na tym, że od wzoru typu (14) odejmujemy podobny wzór, lecz z ustalonym ω równym ω_0 ; ω_0 jest pewną dowolną energią. Po odjęciu obu wzorów i sprowadzeniu do wspólnego mianownika mamy

$$\begin{aligned} \text{Ref}(\omega, t) = & \lambda + \frac{g^2}{2M} \left[\frac{\omega_0 - \omega}{\left(\omega + \frac{\mu^2}{2M}\right)\left(\omega_0 + \frac{\mu^2}{2M}\right)} + \frac{\omega_0 - \omega}{\left(\omega - \frac{\mu^2 - t}{2M}\right)\left(\omega_0 - \frac{\mu^2 - t}{2M}\right)} + \right. \\ & \left. + \frac{\omega_0 - \omega}{\pi} \int_{\mu}^{\infty} \frac{\text{Im}f(\omega', t) d\omega'}{(\omega - \omega')(\omega_0 - \omega')} + \frac{\omega_0 - \omega}{\pi} \int_{-\infty}^{-\mu - \frac{t}{2M}} \frac{\text{Im}f(\omega', t)}{(\omega - \omega')(\omega_0 - \omega')} d\omega' \right]. \quad (14') \end{aligned}$$

Widać, że kosztem wprowadzenia nowej stałej λ udało się nam poprawić zbieżność całek. Równanie (14') jest całkowicie równoważne równaniu (14), o ile całki w równaniu (14) są zbieżne. Jeśli jednak tak nie jest, równanie (14') stanowi coś nowego w porównaniu z (14) a λ stanowi pewną stałą dowolną. Fakt zaś pojawienia się tej stałej nie powinien nas dziwić. Należy (czy też może — wolno nam) sądzić, że odpowiada ona tym efektom związanym z obszarem bardzo wysokich energii i ich wpływem na obszar niskich energii, których dziś jeszcze nie potrafimy opisać, a zapewne po części także i przewidzieć. Stała ta stanowi więc swego rodzaju asekurację wzorów dyspersyjnych ze względu na to, co może nadejść.

Krótko chcę tu jeszcze wspomnieć o związkach dyspersyjnych dla reakcji z udziałem fotonów. W reakcjach takich obok oddziaływania silnego pojawia się też oddziaływanie elektromagnetyczne. Praktyka uczy, że do oddziaływań tych można stosować rachunek perturbacyjny. Zatem rozważania dotyczące takich reakcji mają charakter mieszany: do tej części zjawiska, która swe źródło ma w oddziaływaniu elektromagnetycznym, stosujemy przybliżenie perturbacyjne, z resztą zaś — postępujemy tak, jak mówiliśmy powyżej. Weźmy jako przykład fotoprodukcję pionów na nukleonach:



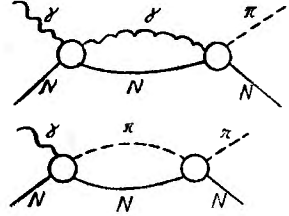
Najniższym stanem pośrednim jest tu stan pojedynczego nukleonu. Najniższym zaś stanem dwucząstkowym jest stan $\gamma + N$ o masie równej masie N . Stan

taki odpowiadałby reakcji



a więc grafowi (rys. 3).

Łatwo dostrzec jednak, że odpowiednia amplituda reakcji jest tu proporcjonalna do e^2 , a więc jest wyższego rzędu w e niż amplituda procesu (*).



Rys. 3. Warunek unitarności dla reakcji $\gamma + N \rightarrow \pi + N$ daje powyższe stany pośrednie

Dlatego też wymieniony stan pośredni pomijamy, a rozważamy dopiero stan pośredni $N + \pi$, (patrz rys. 3):



Amplituda tej reakcji jest proporcjonalna tylko do e , zatem odgrywa większą rolę niż (**). Można by więc powiedzieć, że podejście perturbacyjne do oddziaływań elektromagnetycznych we wzorach dyspersyjnych polega na tym, że fotony bierzemy pod uwagę tylko w zewnętrznych częściach grafów (a więc tylko w stanach początkowych lub końcowych), nie uwzględniamy zaś ich w stanach pośrednich.

3. Granice całkowania. Obszary нефизyczne. Progi anomalne

Dotychczas rozważaliśmy związki dyspersyjne w pewnym szczególnie prostym przypadku, gdy w reakcji biorą udział tylko piony i nukleony, a konkretnie rozważaliśmy reakcję rozpraszania elastycznego tych cząstek na sobie. Okazuje się, że przejście do innych reakcji pociąga za sobą na ogół pewne komplikacje. Zanim o tym pomówimy bliżej, zauważmy jeszcze, że wzór (14) można, korzystając z liniowego związku między ω i s lub ω i \bar{s} (patrz wzory (8), (8') i (13)), zapisać w postaci

$$\text{Re}f(s, \bar{s}, t) = \frac{g^2}{s - M^2} + \frac{g^2}{\bar{s} - M^2} + \frac{1}{\pi} \int_{(M+\mu)^2}^{\infty} \frac{ds' \text{Im}f(s', \bar{s}, t)}{s - s'} + \frac{1}{\pi} \int_{(M+\mu)^2}^{\infty} \frac{d\bar{s}' \text{Im}f(s, \bar{s}', t)}{\bar{s} - \bar{s}'}. \quad (17)$$

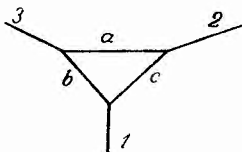
Jak stąd widać, dolna granica całek pokrywa się z progową wartością energii dla badanej reakcji i być inaczej nie może, gdyż opieraliśmy się na warunku II, szukając położenia punktu rozgałęzienia. Jak jednak wiemy, nie dla wszystkich

reakcji warunek II wiedzie do takiego wniosku, a poza tym nie dla wszystkich reakcji warunek II jest spełniony. Temu właśnie zagadnieniu poświęcimy teraz nieco uwagi, gdyż może on mieć dla przyszłości wzorów dyspersyjnych nieobliczalne konsekwencje. Napotkamy tu szereg możliwości, które coraz bardziej odbiegają od tej naturalnej sytuacji, z którą się zetknęliśmy przy rozpraszaniu pionów na nukleonach. Omówimy je tu po kolei.

Weźmy w tym celu pod uwagę przykładowo rozpraszanie antynukleonów na nukleonach: $N + \bar{N} \rightarrow N + \bar{N}$. Próg fizyczny tej reakcji leży przy $s = 4M^2$. Jednakże stan $N + \bar{N}$ ma $B = 0$ i $S = 0$. Takie same liczby kwantowe ma bardzo wiele innych stanów dwucząstkowych, z których pewna ilość odpowiada mniejszym wartościom masy. Najmniejszą jednak wartość masy spośród tych wszystkich stanów ma stan 2π . Jemu też będzie odpowiadać pierwszy wyraz w warunku unitarności (jeśli nie liczyć wyrazów odpowiadających stanom jednocząstkowym). Wobec tego warunek II prowadzi nas do wniosku, że punkt rozgałęzienia dla danej amplitudy reakcji będzie leżał nie w $4M^2$ lecz w $4\mu^2$, czyli znacznie niżej. Cały obszar, poczynając od $4\mu^2$ aż do $4M^2$ jest więc z punktu widzenia tej reakcji obszarem niefizycznym, próg zaś w $4\mu^2$ jest progiem niefizycznym. Jednakże amplituda rozpraszania w obszarze $4\mu^2$ a $4M^2$ bynajmniej nie znika, tyle tylko, że nie leży w obszarze falowym (pędy barionów są tam urojone). (Przypomina to trochę padanie cząstek na barierę nieskończenie grubą o wysokości większej od energii cząstek.) Jak widać istnienie tego progu jest czymś w zasadzie zrozumiałym i w każdym razie zgodnym z warunkiem unitarności. Sprawa ta też bynajmniej nie komplikuje zagadnienia istnienia związków dyspersyjnych. Komplikuje natomiast sprawę stosowalności ich w praktyce, bowiem $\text{Im}f$ w tym obszarze nawet dla $t = 0$ nie daje się interpretować jako σ , gdyż pojęcie przekroju czynnego poniżej progu fizycznego traci swój sens. Ma to bardzo poważne konsekwencje praktyczne dla reakcji $K + N \rightarrow \rightarrow K + \bar{N}$, o czym już wspominaliśmy (por. rys. 2). Reakcją *crossing* do danej jest tu reakcja $\bar{K} + N \rightarrow \bar{K} + N$. Ta zaś może iść przez stan pośredni $Y + \pi$, wobec czego istnieje tu obszar niefizyczny. Z tego to właśnie powodu do dziś nie uzyskaliśmy z analizy związków dyspersyjnych dla tej reakcji odpowiedzi na pytanie, jaką właściwie wartość ma stała sprzężenia KNY . Czynione dotychczas oszacowania nie są niestety pewne. Polegają one zazwyczaj na opuszczeniu w całości niewygodnego obszaru, co jest po prostu dowodem bezradności, a nie konsekwentnym krokiem aproksymacyjnym [19].

Powstaje nawet pytanie, czy w ogóle poniżej progu niefizycznego można stosować warunek unitarności, a więc, czy można $\text{Im}f$ zastąpić zgodnie z (12) przez odpowiednią sumę. Na pytanie to trzeba jednak chyba dać odpowiedź pozytywną [53] pod warunkiem, że zrobi się pewne dodatkowe założenia. Jak za chwilę zobaczymy, trudno ocenić, czy założenia te są rozsądne, czy też nie. Otóż stosowanie warunku unitarności poniżej progu fizycznego może być umotywowane tym, że (jeśli się ma jawne wyrażenia na poszczególne wyrazy sumy (12)), warunek unitarności nie powinien zależeć od parametrów takich jak masy. Wydawać by się mogło, że z punktu widzenia warunku unitarności

jest rzeczą obojętną, czy nukleon ma masę $1836 m_e$ czy też $1835 m_e$, a zatem, że jest rzeczą w zasadzie obojętną (z punktu widzenia budowy wyrażeń, a nie z punktu widzenia wyników liczbowych), czy masa ta wynosi $1836 m_e$ czy też $273 m_e$. Gdyby tak rzeczywiście było, to można by stosować warunek unitarności w obszarze fizycznym reakcji $N' + \bar{N}' \rightarrow \bar{N}' + N'$, gdzie N' są „nukleonami“ o masie równej, powiedzmy, masie mezonu π . Następnie zaś, korzystając z tego, że sama analityczna postać wyrażeń nie ulega zmianie przy zmianie parametrów takich jak masy cząstek, można by dokonać przejścia $N' \rightarrow N$, nie zmieniając kształtu wyrażeń uzyskanych z warunku unitarności. Taką mniej więcej procedurę proponuje Mandelstam, ale wydaje się, że można by jej poprawność podać w wątpliwość. Można ją mianowicie zakwestionować ze stanowiska, żeby tak rzec, maksymalistycznego. Stojąc na tym stanowisku moglibyśmy powiedzieć, że Wszechświat, w którym żyjemy, jest jedynie mczliwy, a zatem macierz S nie może zawierać żadnych dowolnych parametrów; z teorii tej macierzy powinny wynikać zatem masy wszystkich cząstek. Gdyby tak



Rys. 4. Graf perturbacyjny trzeciego rzędu.

było, tj. gdyby pojęcie macierzy S nie było określone w wypadku, gdy parametry teorii przyjmują wartości odmienne od wartości rzeczywistych, danych w doświadczeniu, to parametrów tych nie moglibyśmy wcale zmieniać, a zmieniawszy je — nie moglibyśmy zakładać spełniania przez macierz S żadnych warunków fizycznych, np. żądać spełnienia warunku unitarności przez macierz S ze stanami rzeczywistymi 2π itd. Jak widać z tego opisu, spór o stosowalność warunku unitarności poniżej progu fizycznego rozstrzygnąć by było bardzo trudno. Wszystkie uwagi na ten temat muszą się obracać w kręgu wiary w to, ile (i które) parametry w fizyce są dowolne, a ile musi dać sama matematyka. Wiadomo, że są fizycy, myślący skrajnie racjonalistycznie, którzy sądzą, że jedynym parametrem, który trzeba wziąć z doświadczenia, jest ogólna ilość cząstek we Wszechświecie. Progi niefizyczne mają w każdym razie jedną cechę wspólną z progami fizycznymi, a mianowicie tę, że położenie ich wynika tylko z warunku unitarności. Dostępne one są więc intuicyjnemu zrozumieniu, nie stanowiąc faktu o charakterze czysto matematycznym.

Inaczej się rzecz ma z progami anomalnymi. Sprawę ich występowania trudno ująć w sposób obrazowy, dlatego też trzeba się zwrócić do matematyki. Problem ten występuje w teorii zaburzeń już dla grafów trzeciego rzędu, które reprezentują część wierzchołkową. Ze wzrostem rzędu rachunku zaburzeń teoria progów anomalnych silnie się komplikuje; wobec tego dla uproszczenia zatrzymamy się przy grafach trzeciego rzędu. W teorii zaburzeń element macierzy S odpowiadający takiemu grafowi (rys. 4) może być opisany (jako funkcja

kwadratu „masy” pierwszej cząstki) wzorem

$$F(M_1^2) = \int_0^1 da \int_0^1 d\beta \int_0^1 d\gamma \frac{\delta(1-a-\beta-\gamma)}{D}, \quad (18)$$

gdzie

$$D = am_a^2 + \beta m_b^2 + \gamma m_c^2 - \beta\gamma M_1^2 - a\gamma M_2^2 - a\beta M_3^2. \quad (19)$$

Rozważany graf odpowiada oddziaływaniu trzech cząstek skalarnych nieładowanych, powiedzmy, zamianie cząstki 2 w cząstkę 3 z emisją wirtualnej cząstki 1. (Podobnym grafem opisywany jest elektromagnetyczny formfaktor nukleonowy; wówczas $2 = a = 3 = N$, $b = c = \pi$, $1 = \gamma$). Poszczególne masy oznaczamy przez $M_1, M_2, M_3, m_a, m_b, m_c$. Cząstka 1 jest cząstką wirtualną, wobec czego jeśli żądamy ogólnie spełniania warunku $q_1^2 = M_1^2$, to M_1^2 nie jest prawdziwą masą cząstki 1, lecz tylko innym oznaczeniem dla kwadratu jej czteropędu. Założymy dalej, że nie jest możliwy rzeczywisty proces rozpadu cząstki 2 na cząstki a i c oraz cząstki 3 na cząstki a i b , tj. że spełnione są tzw. warunki trwałości:

$$M_2 < m_a + m_c, \quad M_3 < m_a + m_b. \quad (20)$$

„Masa” M_1 oczywiście nie musi spełniać warunku trwałości, bo kwant 1 jest wirtualny.

Teraz trzeba trochę policzyć. Wprowadźmy dla wygody nowe zmienne całkowania oraz nowe parametry problemu przy pomocy wzorów:

$$\left. \begin{aligned} M_3^2 &= m_a^2 + m_b^2 - 2m_a m_b y_{12} \\ M_3^2 &= m_a^2 + m_c^2 - 2m_a m_c y_{13} \\ M_1^2 &= m_b^2 + m_c^2 - 2m_b m_c y_{23} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

oraz

$$\begin{aligned} x_1 &= am_a(am_a + \beta m_b + \gamma m_c)^{-1}, \quad x_2 = \beta m_b(am_a + \beta m_b + \gamma m_c)^{-1}, \\ x_3 &= \gamma m_c(am_a + \beta m_b + \gamma m_c)^{-1}. \end{aligned} \quad (22)$$

Łatwo dostrzec, że

$$x_1 + x_2 + x_3 = 1 \quad (22')$$

$$0 \leq x_i \leq 1 \quad (22'')$$

oraz, że warunki trwałości zapisane przy pomocy nowych zmiennych y_{kl} przybierają postać

$$y_{12} > -1, \quad y_{13} > -1. \quad (23)$$

W nowych zmiennych D zapisze się w postaci wyrażenia proporcjonalnego do Δ , gdzie

$$\Delta = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + 2x_1 x_2 y_{12} + 2x_1 x_3 y_{13} + 2x_2 x_3 y_{23}. \quad (24)$$

Nie trudno dostrzec, że funkcja $F(M_1^2)$ ma osobliwości tam, gdzie może zniknąć D , zatem tam — gdzie może zniknąć Δ jako funkcja y_{23} . Znikanie to może zachodzić tylko dla rzeczywistej wartości y_{23} , gdyż inaczej nie znikałaby część urojona Δ

(y_{12} i y_{13} są wielkościami rzeczywistymi). Łatwo dostrzec, że Δ można napisać w postaci

$$\Delta = (-x_1 + x_2 + x_3)^2 + 2x_1x_2(y_{12} + 1) + 2x_1x_3(y_{13} + 1) + 2x_2x_3(y_{23} - 1), \quad (25)$$

skąd od razu widać, że o ile tylko są spełnione warunki trwałości (23), to Δ nie może zniknąć, jeśli $y_{23} > 1$. Dalej więc będziemy rozpatrywać tylko $y_{23} > 1$. Największą wartość y_{23} , dla której Δ może zniknąć, oznaczymy przez \bar{y}_{23} . Punkt ten będzie punktem rozgałęzienia funkcji F , dla której możemy wobec tego napisać wzór całkowy (na mocy twierdzenia Cauchy'ego)

$$F(M_1^2) = \frac{1}{\pi} \int_{M_1^2(\bar{y}_{23})}^{+\infty} \frac{\text{Im} F(M_1'^2)}{M_1^2 - M_1'^2} dM_1'^2. \quad (26)$$

Rolę progu dla danego elementu macierzowego odgrywa tu, jak wiadomo, $M_1^2(\bar{y}_{23})$. Wobec tego trzeba się zająć obliczeniem \bar{y}_{23} . W tym celu zauważmy przede wszystkim, że gdy $x_i = 1$, to $\Delta = 1 > 0$. Weźmy teraz pod uwagę punkt $x_i = 0$ (tzn. $x_2 + x_3 = 1$). Wówczas

$$\Delta = 1 + 2x_2(1 - x_2)(y_{23} - 1). \quad (27)$$

Wyrażenie to ma minimum w punkcie $x_2 = \frac{1}{2}$, a wartość jego w tym punkcie wynosi $\frac{1}{2}(1 + y_{23})$. Wartość ta znika, gdy $y_{23} = -1$. Wracając do zmiennych M i m widzimy, że $y_{23} = -1$ odpowiada wartości M_1

$$M_1 = m_a + m_c. \quad (28)$$

W tym wypadku masa stanu pośredniego równa jest masie stanu końcowego. Próg ten jest więc zwykłym progiem wyznaczonym przez warunek unitarności.

Zauważmy też, że Δ nie może zniknąć, w związku z (23), w żadnym z punktów $x_2 = 0$ lub $x_3 = 0$, gdyż wartość Δ w odpowiednich minimach wynosi $\frac{1}{2}(1 + y_{13})$ lub odpowiednio $\frac{1}{2}(1 + y_{12})$, a obie te wartości są dodatnie.

Widzimy zatem, że gdy $y_{23} > -1$, to Δ nie może zniknąć, jeśli znika choćby jeden z x -ów. Załóżmy zatem, że żaden z nich nie znika i zapytajmy, czy Δ może się gdziekolwiek zerować dla $y_{23} = -1$. Aby ten problem zbadać, rozróżnijmy dwa przypadki: a) $y_{12} + y_{13} \geq 0$ oraz b) $y_{12} + y_{13} < 0$. Widać, że przypadek b) możemy zrealizować tylko, gdy $y_{12} < 1$ oraz gdy jednocześnie $y_{13} < 1$, ponieważ żądają tego warunki (23). Załóżmy teraz, że spełniony jest przypadek a). Wówczas Δ możemy zapisać w postaci:

$$\Delta = (x_2 - x_3 + \lambda x_1)^2 + (1 - \lambda^2)x_1^2 + 2[x_2x_3(1 + y_{23}) + x_1x_2(y_{12} - \lambda) + x_1x_3(y_{13} + \lambda)], \quad (29)$$

gdzie λ oznacza mniejszą z liczb: 1, y_{12} , przy czym dla ustalenia uwagi założyliśmy tu $y_{12} \leq y_{13}$. Zauważmy, że każdy wyraz w (29) jest co najmniej nieujemny, zatem w tym przypadku na pewno $\Delta \neq 0$. Rozpatrując z kolei przypadek b) widzimy, że skoro spełnione są warunki

$$|y_{ik}| < 1, \quad (30)$$

to możemy podstawić

$$y_{ik} = \overline{\alpha_i} \cos \Theta_{ik}. \quad (31)$$

Wówczas Δ można będzie zapisać w postaci

$$\Delta = (x_1 + x_2 \cos \Theta_{12} + x_3 \cos \Theta_{13})^2 + (x_2 \sin \Theta_{12} - x_3 \sin \Theta_{13})^2 + 2x_2 x_3 (\cos \Theta_{23} - \cos(\Theta_{12} + \Theta_{13})). \quad (32)$$

Δ nie może zniknąć, jeśli wyrażenie w ostatnim nawiasie jest dodatnie, tj. jeśli

$$\cos \Theta_{23} > \cos(\Theta_{12} + \Theta_{13}). \quad (33)$$

Natomiast warunek b) można bez trudu przepisać w postaci

$$\Theta_{12} + \Theta_{13} > \pi. \quad (34)$$

Jeśli (34) jest spełnione i $\Delta > 0$, to także zachodzi (33). Ale i na odwrót, (34) i (33) gwarantuje nam $\Delta > 0$. Jeśli natomiast $y_{23} = \cos(\Theta_{12} + \Theta_{13})$, to w punkcie o współrzędnych

$$\begin{aligned} 1 > x_1 &= -\sin(\Theta_{12} + \Theta_{13})\vartheta^{-1} > 0 \\ 1 > x_2 &= \sin \Theta_{13}\vartheta^{-1} > 0 \\ 1 > x_3 &= \sin \Theta_{12}\vartheta^{-1} > 0 \\ \vartheta &= \sin \Theta_{12} + \sin \Theta_{13} - \sin(\Theta_{12} + \Theta_{13}) \end{aligned} \quad (35)$$

rzeczywiście $\Delta = 0$. Jest to jednocześnie maksymalna wartość y_{23} , dla której Δ może zniknąć, jak wynika z sensu warunku (33). Wobec tego tym samym znaleźliśmy wartość \bar{y}_{23} w przypadku, gdy Δ ma zniknąć dla nie znikających x_i . Okazuje się, że wartość ta jest większa od -1 , a zatem granica całkowania będzie w całości (26) leżała poniżej progu normalnego, wyznaczonego przez warunek unitarności. Mamy wówczas do czynienia z progiem anomalnym.

Podobną, lecz bardziej skomplikowaną sytuację mamy też w przypadku procesów z czterema zewnętrznymi cząstkami. Jak wykazuje jednak szczegółowa analiza [41], progi anomalne mogą wówczas wystąpić w dwu odmianach. Pierwsza z tych odmian odpowiada w zasadzie takim progom anomalnym, jakie mogą też występować w przypadku procesów trójcząstkowych. Druga z tych odmian jest jeszcze przykrzejsza, gdyż położenie odpowiedniego progu jest funkcją obu zmiennych (np. s i \bar{s}) naraz, podczas gdy poprzednio omówione progi anomalne mają taki sens, że całkowanie w którejś ze zmiennych (albo w obu — z osobna) należy zaczynać od pewnej wartości połączony poniżej progu normalnego. Warto tu też zaznaczyć, że warunek (34) nie jest spełniony dla żadnej reakcji, w której biorą udział tylko nukleony i piony (ale o liczbie cząstek nie przekraczającej czterech). Może on jednak być spełniony już dla bardzo prostych reakcji z udziałem hiperonów. Rozpatrzmy np. reakcję, w której $2 = 3 = \Sigma$, $a = \Lambda$, $b = c = \pi$, $1 = \gamma$. Graf nasz reprezentuje wówczas elektromagnetyczny formfaktor hiperonu Σ . Wówczas

$$\left. \begin{aligned} y_{23} &= \frac{-M_1^2 + 2m_\pi^2}{2m_\pi^2} \\ y_{13} = y_{12} &= \frac{M_A^2 + m_\pi^2 - M_\Sigma^2}{2M_A m_\pi} < 0. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Zatem $y_{13} + y_{12} < 0$, wobec czego spełniony jest warunek (34) i próg anomalny może istnieć. Jego położenie obliczamy z (33).

$$\bar{y}_{23} = y_{13}^2 - (1 - y_{13}^2) = 2y_{13}^2 - 1,$$

co daje

$$\bar{M}_1^2 = (1 - y_{13}^2) 2m_\pi^2,$$

tzn.

$$\bar{M}_1^2 = \frac{1}{4M_A^2} \{2M_A^2 m_\pi^2 - M_A^4 - m_\pi^4 - M_\Sigma^4 + 2M_A^2 M_\Sigma^2 + 2M_\Sigma^2 m_\pi^2\}. \quad (37)$$

Łatwo sprawdzić, że wartość ta jest mniejsza od wartości progu normalnego, tj. $4m_\pi^2$.

Natomiast progi anomalne drugiego rodzaju dla reakcji z czterema cząstkami występują raczej rzadko. Z bardziej interesujących reakcji obarczają one tylko reakcję rozpraszania hiperonów Σ na nukleonach. Jak stwierdzimy dalej, fakt ten usuwa grunt spod nóg wszelkiej dyspersyjnej teorii tej reakcji.

Zaznaczyć trzeba, że progi anomalne drugiego rodzaju sięgają do obszaru jeszcze niższych energii niż progi anomalne pierwszego rodzaju. Jeśli sobie wyobrazimy, że mamy proces rozpraszania na sobie czterech cząstek o równych masach, to zmieniając w sposób ciągły masy dwu spośród tych cząstek przejdziemy stopniowo (w jednej z trzech możliwych tu reakcji) do progów niefizycznych, ale normalnych, potem wystąpi próg anomalny pierwszego rodzaju, a wreszcie drugiego rodzaju. Pozostaje ta wątpliwa pociecha, że dla procesów z czterema cząstkami nic gorszego nie może się już potem zdarzyć (por. [46]).

W związku z progami anomalnymi warto zaznaczyć, że niezmiernie interesującą metodę badania tych progów zaproponował Landau [42]. Jest to metoda tzw. grafów dualnych, pozwalająca na graficzne, a więc dość przejrzyste unaocznianie istniejących tu zjawisk analitycznych. Metoda ta została potem uogólniona i zmodyfikowana (np. [44]).

Co się tyczy wpływu progów anomalnych na związki dyspersyjne, to sprawa ta dla progów anomalnych pierwszego rodzaju była już roztrząsana w kilku pracach; dotychczasowe wyniki są raczej pocieszające, gdyż występowanie takich progów nie godzi w samo istnienie związków dyspersyjnych, a tylko utrudnia efektywne posługiwanie się nimi [53], [55—8]. Natomiast progi anomalne drugiego rodzaju stanowią na razie wielką niewiadomą i przypuszcza się powszechnie, że w przypadku, gdy próg taki występuje, to dla danego procesu w ogóle nie można napisać związku dyspersyjnego. Sprawa ta jednak nie jest jeszcze jak dotąd zbadana, choć rzeczywiście widać, nawet bez głębszego wnikięcia w problem, że teoria w tym wypadku jest bezsilna i wymaga daleko idącej przebudowy.

4. Reprezentacja Mandelstama

Uogólnienie związków dyspersyjnych podane przez Mandelstama jest niesłychanie naturalne i wedle wszelkiego prawdopodobieństwa bardzo owocne z fizycznego punktu widzenia. Wyobraźmy sobie mianowicie, że rozważamy

proces $A + B \rightarrow C + D$. Zasada zachowania pędu dla tego procesu mówi nam, że

$$p_A + p_B = p_C + p_D. \quad (38')$$

Widać jednak, że zasadę tę możemy też napisać w postaci

$$p_A + p_B + p_C + p_D = 0, \quad (39)$$

jeśli tylko zgodzimy się na to, by zerowe (energetyczne) składowe czteropędów p_C i p_D były ujemne. Gdy jednak napiszemy (39), możemy zapomnieć o tym fakcie, i pamiętać tylko, że dwa spośród czterech omawianych pędów muszą mieć ujemne zerowe składowe, niekoniecznie jednak — pędy cząstek C i D . Biorąc inne pary cząstek i przechodząc do konwencjonalnego bilansu pędów widzimy, że (39) odpowiada nie tylko wzorowi (38'), lecz także wzorom

$$p_A + p_C = p_B + p_D \quad (38'')$$

$$p_A + p_D = p_B + p_C. \quad (38''')$$

Wzór (39) ma tę przewagę nad którymkolwiek ze wzorów (38), że nie wyróżnia żadnej spośród trzech możliwych reakcji, które mogą zachodzić między danymi czterema cząstkami:



(kreska nad literą oznacza tu, jak zwykle, przejście do antycząstki). Reakcje —III są w pewnym sensie reakcjami *crossing* do siebie nawzajem. Przejście od jednej z nich do drugiej polega na jednoczesnym przeniesieniu dwu cząstek na przeciwne strony równania reakcji i zmianie ich na odpowiednie antycząstki.

Kluczowym punktem do zrozumienia teorii Mandelstama jest fakt, że w bilansie pędów Mandelstama (39) wszystkie trzy reakcje (40) opisywane są przez tę samą amplitudę reakcji $f(s, \bar{s}, t)$, gdzie teraz

$$s = (p_A + p_B)^2, \quad \bar{s} = (p_A + p_C)^2, \quad t = (p_A + p_D)^2, \quad (41)$$

oraz

$$s + \bar{s} + t = m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2 \stackrel{\text{def}}{=} K. \quad (42)$$

Różnica zaś między poszczególnymi reakcjami polega na tym, że ich amplitudy otrzymuje się z danej amplitudy f przez podstawienie odpowiednich wartości zmiennych, dokładniej, wartości tych zmiennych z odpowiednich obszarów zmienności. Znaczy to m. in., że coraz to innym pędom musimy dla każdej z reakcji przypisywać dodatnie wartości zerowych składowych.

Warto zwrócić uwagę na to, że opisany powyżej fakt jest łatwo zrozumiały np. na gruncie rachunku perturbacyjnego. Jak wiemy, operator będący operatorem kreacji określonej cząstki A w działaniu „na prawo” (na *ket* w ujęciu dirakowskim), w działaniu „na lewo” (na *bra*) zachowuje się jak operator anihilacji danej cząstki, przy czym, jeśli nie ma ulec zmianie pęd układu fizycznego,

to musi to być anihilacja cząstki o czteropędzie równym $+p_A$. Wiemy jednak dalej, że operator anihilacji cząstki o $+p_A$ odpowiada operatorowi kreacji antycząstki o pędzie $-p_A$. Cząstki kreowane w działaniu „na prawo” należą do stanu początkowego, kreowane zaś w działaniu „na lewo” — do stanu końcowego. Widzimy stąd, że ta podwójna interpretacja roli każdego operatora kreacji wewnątrz elementu macierzowego w połączeniu z bilansem pędu (39) oraz fakt, że amplituda reakcji jest elementem macierzowym z iloczynu takich operatorów (dla konkretnego grafu perturbacyjnego), pozwala nam na wyłączenie powyżej przedstawionych wniosków co do amplitudy reakcji. Aby z amplitudy reakcji I dostać amplitudę reakcji II nie musimy niczego zmieniać w analitycznej formie tej amplitudy, a tylko inaczej zinterpretować jej „zawartość”.

Powyższe prawo dotyczące amplitudy reakcji stanowi zasadniczą przesłankę budowy tzw. podwójnej reprezentacji spektralnej Mandelstama. Zauważmy bowiem, że skoro $f(s, \bar{s}, t)$ opisuje wszystkie trzy reakcje (40), to ze względu na każdą zmienną możemy i umiemy napisać pojedynczy wzór dyspersyjny dla tej funkcji, gdyż w „bilansie Mandelstama” zmienne s , \bar{s} i t są kwadratami całkowitych energii odpowiednio dla I, II i III reakcji, wzory dyspersyjne zaś ze względu na zmienną energetyczną potrafimy już przecieżyć budować. Spośród trzech zmiennych s , \bar{s} i t tylko dwie są niezależne, co widać z (42). Jednakże dla zachowania większej symetrii nie będziemy się na razie decydować na to, które mianowicie zmienne są niezależne. Wyboru takiego możemy oczywiście dokonać w każdej chwili, ale najbardziej pożytecznie jest odłożyć go do momentu, w którym zainteresujemy się już którąś z konkretnych reakcji.

Skoro tak, to spróbujmy uogólnić pojedyncze związki dyspersyjne pisząc funkcję $f(s, \bar{s}, t)$ w takiej postaci, żeby uwidocznił się fakt, iż funkcja ta ma takie tylko osobliwości, jakie są przewidziane przez zasady I i II budowania pojedynczych związków dyspersyjnych, tj. przez zasadę maksymalnej analityczności. Pominiemy wobec tego ewentualnie występujące w teorii progi anomalne; mamy do tego prawo np. dla wszystkich procesów, w których występują tylko nukleony i mezony π . Reprezentacja funkcji f ma następującą postać

$$f(s, \bar{s}, t) = (\text{wyrazy z biegunami}) + \frac{1}{\pi^2} \int_{\sigma_I}^{\infty} ds' \int_{\sigma_{II}}^{\infty} d\bar{s}' \frac{e_{I\ II}(s', \bar{s}')}{(s' - s)(\bar{s}' - \bar{s})} + \\ + \frac{1}{\pi^2} \int_{\sigma_I}^{\infty} ds' \int_{\sigma_{III}}^{\infty} dt' \frac{e_{I\ III}(s', t')}{(t' - t)(s' - s)} + \frac{1}{\pi^2} \int_{\sigma_{II}}^{\infty} d\bar{s}' \int_{\sigma_{III}}^{\infty} dt' \frac{e_{II\ III}(\bar{s}', t')}{(\bar{s}' - \bar{s})(t' - t)}, \quad (43)$$

gdzie $\sigma_I, \sigma_{II}, \sigma_{III}$ oznaczają wartości progów (normalnych) dla reakcji odpowiednio I, II i III; e_{ik} — zaś ($i, k = I, II, III$) są to nieznanne, rzeczywiste funkcje zwane funkcjami spektralnymi. Wreszcie mianowniki w wyrażeniach podcałkowych trzeba tu zawsze rozumieć tak, że przy całkowaniu wzdłuż osi rzeczywistej s', \bar{s}', t' punkty s, \bar{s} i t są lekko przesunięte do górnej pół-

plaszczyny zespolonej, tzn. wyrażenie $(s' - s)^{-1}$ trzeba rozumieć jako

$$\frac{1}{s' - s} = P \frac{1}{s' - s} + i\pi\delta(s' - s) \quad (44)$$

(równość ta wyraża oczywiście to samo, co notka 6 na str. 638), gdzie P znów jest symbolem całkowania z wartością główną. Wzór (43) przedstawia nam amplitudę $f(s, \bar{s}, t)$ jako funkcję analityczną dwu zmiennych zespolonych (wybranych dowolnie spośród trzech zmiennych s, \bar{s}, t), która ma osobliwości tylko tam, gdzie się tego domaga warunek unitarności. Zauważmy, że wzór (43) jest rzeczywiście uogólnieniem zwykłych związków dyspersyjnych, gdyż z wzoru tego wynikają łatwo związki dyspersyjne dla poszczególnych reakcji I—II, ale na odwrót, on z nich bynajmniej nie wynika. Aby się o tym przekonać, wystarczy przeprowadzić krótki rachunek. Załóżmy, że chcemy z (43) uzyskać zwykły związek dyspersyjny przy ustalonym t . W tym celu użyjmy oznaczeń

$$\left. \begin{aligned} A_I'(s, t) &= \frac{1}{\pi} \int_{\sigma_{III}}^{\infty} \frac{\varrho_{I,III}(s, t')}{t' - t} dt' \\ A_{II}'(\bar{s}, t) &= \frac{1}{\pi} \int_{\sigma_{III}}^{\infty} \frac{\varrho_{II,III}(\bar{s}, t')}{t' - t} dt' \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

oraz zauważmy, że dzięki (42)

$$\begin{aligned} \frac{1}{(s' - s)(\bar{s}' - \bar{s})} &= \frac{t' - t}{(s' - s)(\bar{s}' - \bar{s})(t' - t)} = \frac{K - s' - \bar{s}' - (K - s - \bar{s})}{(s' - s)(\bar{s}' - \bar{s})(t' - t)} = \\ &= -\frac{1}{(\bar{s}' - \bar{s})(t' - t)} - \frac{1}{(s' - s)(t' - t)}. \end{aligned} \quad (46)$$

Wówczas, definiując też

$$\left. \begin{aligned} A_I''(s, t) &= -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\tilde{\gamma}(s)} \frac{\varrho_{I,II}(s, \bar{s}'(t', s))}{t' - t} dt' \\ A_{II}''(\bar{s}, t) &= -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\tilde{\gamma}(\bar{s})} \frac{\varrho_{I,II}(s(\bar{s}, t'), \bar{s})}{t' - t} dt' \end{aligned} \right\} \quad (45')$$

mamy wzór

$$\begin{aligned} f(s, \bar{s}, t) &= (\text{wyrazy } \approx \text{biegunami}) + \frac{1}{\pi} \int_{\sigma_I}^{\infty} \frac{A_I(s', \bar{s}, t)}{s' - s} ds' + \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_{\sigma_{II}}^{\infty} \frac{A_{II}(s, \bar{s}', t)}{\bar{s}' - \bar{s}} d\bar{s}', \end{aligned} \quad (47)$$

gdzie

$$A_I = A_I' + A_I'', \quad A_{II} = A_{II}' + A_{II}''. \quad (48)$$

Wzór (47) to szukany pojedynczy związek dyspersyjny przy ustalonym t , zaś jak łatwo się można przekonać, funkcje A_I i A_{II} — to części urojone amplitudy f w odpowiednich obszarach zmienności zmiennych. Aby jednak na odwrót, z wzoru (47) uzyskać wzór (43) (przy pomocy związków dyspersyjnych przy ustalonych s i \bar{s}) potrzebne nam są też wzory (45), (45') i (48) określające analityczne własności części urojonej amplitudy f . Własności te nie wynikają z teorii zwykłych związków dyspersyjnych, zatem tu należy się doszukiwać uogólnienia dokonanego przy przejściu od tych związków do reprezentacji podwójnej.

Wobec tego zasadniczego znaczenia nabierać może sprawa dowodu reprezentacji (43). Piszę „może“, a nie „nabiera“, gdyż nie brak głosów, że właściwie starą teorię wraz z jej założeniami trzeba by w ogóle odliczyć do lamusa, a w takim razie za źródło wzoru (43) należałoby uznać pewne nowe zasady, wśród nich zaś — zasadę maksymalnej analityczności (por. uwagi Chew w [59]). Nie przesądzając, czy w przyszłości do tego rzeczywiście nie dojdzie, trzeba jednak zauważyć, że o nowej teorii (jeśli jest ona już faktem) zbyt mało jeszcze wiemy, byśmy się mogli poruszać bez owej „kuli“, jaką jest stara teoria. Zatem jednak kwestia dowodu poprawności, a przynajmniej niesprzeczności wzoru (43) ze starą teorią powinna wypłynąć. Co do tego można oczekiwać dwojakiej weryfikacji wzoru (43) — albo przez jego wyprowadzenie, albo przez jego konsekwencje praktyczne. Ograniczając się do pierwszej sprawy, trzeba z góry powiedzieć, że ogólnego wyprowadzenia (43) nie mamy do dziś. Mandelstam [46] wprawdzie pokazał, że w czwartym rzędzie rachunku zaburzeń jego reprezentacja jest słuszna (dla grafów z oddziaływaniem typu yukawowskiego), Wanders [48] rozciągnął to stwierdzenie na szósty rząd tego rachunku, a wreszcie Eden [49]—[52] udowodnił, że (43) jest słuszne (w przypadku nieistnienia progów anomalnych w dowolnym rzędzie rachunku zaburzeń), jednakże ze względu na zasadniczą możliwość kwestionowania metody perturbacyjnej dowody te nie mają pełnej mocy przekonywania. Własności analityczne pełnej (nierozwiniętej perturbacyjnie w, być może, rozbieżny szereg) amplitudy nie muszą się bowiem pokrywać z własnościami kolejnych wyrazów szeregu perturbacyjnego. Co więcej, dowód Edena nie jest w stu procentach pewny, gdyż istnieje kontrprzykład, podany przez Nakanishi [54].¹⁰

Wreszcie, ewentualne istnienie progów anomalnych bardzo całą sprawę komplikuje. Komplikuje ją zarówno pod względem teoretycznym, jak i praktycznym. Przez pewien czas nie bardzo wiedziano, jak pisać wzór dyspersyjny nawet w przypadku istnienia progów anomalnych pierwszego rodzaju. Obecnie sprawa ta się znacznie wyjaśniła i pewne idee można tu już podać; opierają się one na opracowanej przez Mandelstama [53] (i niezależnie przez Blankenbeclera i Nambu [55]) metodzie analitycznego przedłużania w masach. Progi anomalne drugiego rodzaju zaś, to, jak już mówiłem, na razie terra incognita (por. też [46] § 4).

¹⁰ Inny ważny kontrprzykład podał na konferencji w La Jolla (USA) wiosną 1961 sam Eden. Jest to graf 4-go rzędu lecz z oddziaływaniem czterocząstkowym.

Warto zresztą zaznaczyć, że nasze dotychczasowe informacje dotyczące progów anomalnych pochodzą z rachunku zaburzeń. Dlatego też zasadnicze znaczenie uzyskuje pytanie, czy mogą się pojawiać w wyższych przybliżeniach tego rachunku nowe progi anomalne, czy też przynajmniej badając kilka najniższych (nie przesadzając na razie — jakich) grafów możemy ustalić, czy i jakie osobliwości tego typu cechują całą amplitudę (oczywiście po rozwinięciu perturbacyjnym). Problem ten, jak dotąd, nie jest rozstrzygnięty i istnieją na razie tylko pierwsze wskazówki, jak go trzeba badać, oraz jakich odpowiedzi można oczekiwać od teorii [53—8].

Reprezentacja (43) ma tak prostą postać wtedy tylko, gdy wszystkie całki są zbieżne, a z praktycznych względów dobrze jest, jeśli są zbieżne jak najlepiej. Gdy warunek zbieżności nie jest spełniony, można się zawsze posługiwać reprezentacją „z odjęciem“, którą się buduje w ten sam sposób, jak w przypadku zwykłych związków dyspersyjnych, odejmując od (43) tenże wzór, lecz przy ustalonych wartościach zmiennych. Np. pierwszą całkę w (43) można przekształcić następująco:

$$\begin{aligned} \frac{1}{(s'-s)(\bar{s}'-\bar{s})} &= \frac{1}{(s'-s)(\bar{s}'-\bar{s})} - \frac{1}{(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s})} + \frac{1}{(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s})} = \\ &= \frac{s-s_0}{(s'-s)(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s})} + \frac{1}{(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s})} - \frac{s-s_0}{(s'-s)(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s}_0)} + \\ &+ \frac{s-s_0}{(s'-s)(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s}_0)} = \frac{(s-s_0)(\bar{s}-\bar{s}_0)}{(s'-s)(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s}_0)(\bar{s}'-\bar{s}_0)} + \\ &+ \frac{s-s_0}{(s'-s)(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s}_0)} + \frac{\bar{s}-\bar{s}_0}{(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s})(\bar{s}'-s_0)} + \frac{1}{(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s}_0)}. \end{aligned}$$

Z tych czterech wyrazów po scałkowaniu pierwszy stanowi całkę podwójną, drugi — pojedynczą względem s' (całkę względem \bar{s}' wykonuje się, a funkcja podcałkowa nie zależy od \bar{s}), trzeci — także całkę pojedynczą względem \bar{s}' , czwarty wreszcie wyraz nie zależy ani od s , ani od \bar{s} , wobec czego stanowi pewną stałą. Wykonując podobne operacje na wszystkich całkach w (43) dochodzimy do wniosku, że podwójna reprezentacja z odjęciem zawierać będzie a) bieguny; b) całki pojedyncze ze względu na każdą z zmiennych typu:

$$\frac{s-s_0}{\pi} \int_{\sigma_I}^{\infty} ds' \frac{f_I(s')}{(s'-s_0)(s'-s)}; \quad (49')$$

c) całki podwójne ze względu na każdą z możliwych par zmiennych, typu

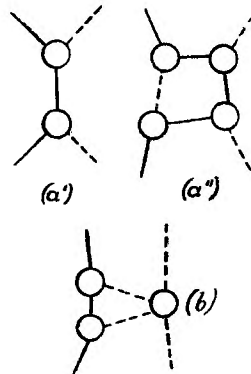
$$\frac{(s-s_0)(\bar{s}-\bar{s}_0)}{\pi^2} \int_{\sigma_I}^{\infty} ds' \int_{\sigma_{II}}^{\infty} d\bar{s}' \frac{A_{I\ II}(s', \bar{s}')}{(s'-s)(s'-s_0)(\bar{s}'-\bar{s})(\bar{s}'-\bar{s}_0)} \quad (49'')$$

oraz d) stałą dowolną λ .

5. Zastosowania podwójnej reprezentacji spektralnej

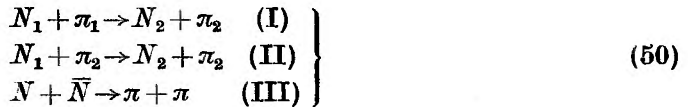
A. Problemy

Wzory Mandelstama różnią się, jak widzieliśmy, tym przede wszystkim od zwykłych wzorów dyspersyjnych, że równoprawnie traktują amplitudy wszystkich trzech reakcji (40). Wobec tego uzyskiwane z nich równania mieszają ze sobą te amplitudy i na ogół nie można rozwiązać problemu reakcji I



Rys. 5. Grafy dla procesu rozpraszania $N\pi$ (— nukleon, - - - - mezon π)

bez informacji dotyczących reakcji II i III. Co się tyczy jednej z tych dwu reakcji (np. reakcji II), to odgrywała ona rolę już w przypadku zwykłych związków dyspersyjnych jako reakcja *crossing*. Zasadniczym novum jest tu więc wpływ reakcji III. Rozpatrzmy to na przykładzie rozpraszania $N\pi$. Rozważamy więc reakcje



Widać, że reakcje I i II są tu po prostu reakcjami rozpraszania pionów na nukleonach, natomiast reakcja III stanowi anihilację pary nukleon-antynukleon w dwa piony. Jak już wiemy, warunek unitarności w najniższym przybliżeniu dla reakcji I i II ma postać

$$N + \pi \rightarrow N + \pi \rightarrow N + \pi, \quad (51')$$

zaś dla reakcji III:

$$N + \bar{N} \rightarrow \pi + \pi \rightarrow \pi + \pi. \quad (51'')$$

$\text{Im}f_{\text{III}}$ wyrazi się więc przez iloczyn amplitud f_{III} i F , gdzie F niech oznacza amplitudę reakcji rozpraszania pionów na pionach:

$$\pi + \pi \rightarrow \pi + \pi. \quad (52)$$

Tak więc do rozwiązania problemu rozpraszania $N\pi$ potrzebna jest znajomość tej amplitudy. Sens fizyczny tego stwierdzenia stanie się jasny, gdy przypatrzymy się grafom na rys. 5. Warunki unitarności (51') i (51'') odpowiadają

przenoszeniu oddziaływania między nukleonem i pionem w sposób przedstawiony na rys. (5a''), lub (5b), zaś graf (4a') odpowiada jednocząstkowemu stanowi pośredniemu $N + \pi \rightarrow N \rightarrow N + \pi$. Jeszcze bardziej obrazowo możemy fakt ten przedstawić, mówiąc, że (51''), a więc i graf (5b) odpowiada oddziaływaniu nadlatującego mezonu π z chmurą pionów, w której to chmurze zachodzi właśnie oddziaływanie $\pi\pi$.

Z faktu, że pion ma najmniejszą masę ze wszystkich cząstek biorących udział w silnych oddziaływaniach, wynika szereg ważnych praktycznie konsekwencji, gdyż dzięki temu jest on cząstką uprzywilejowaną z punktu widzenia przyjętej przez nas metody aproksymacji w warunkach unitarności, która polega na braniu pod uwagę jedynie najniższych pośrednich stanów masowych. I tak np. w reakcji (50. III) warunek unitarności obok stanu pośredniego 2π dopuszcza też wiele innych stanów dwucząstkowych o $B = 0$, $S = 0$, jak to: stan $N + \bar{N}$, stan $K + \bar{K}$, $Y + \bar{Y}$ itd. Jednakże wartość t odpowiadająca progowej wartości kwadratu energii któregośkolwiek z powyższych stanów znacznie przewyższa odpowiednią wartość dla stanu 2π ; już dla stanu $K + \bar{K}$ $t_{\text{prog}} = 4m_K^2 \cong 13 \cdot 4m_\pi^2$. Zauważmy, że nawet stan czterocząstkowy 4π ma $t_{\text{prog}} = (4m_\pi)^2 = 4 \cdot 4m_\pi^2$ leży niżej, a przecież stan ten odrzucamy. Zatem wystarczy się ograniczyć w warunkach unitarności dla reakcji (50. III) do stanu 2π , jeśli interesuje nas wyłącznie obszar niskich energii.

Stan pośredni 2π i reakcja rozpraszania pionów na pionach będą więc odgrywać ważną rolę we wszystkich tych przypadkach, w których jedna z reakcji (40) ma liczby kwantowe $B = 0$, $S = 0$. Oprócz reakcji z udziałem dwu nukleonów i dwu pionów będą to: a) w ogóle wszystkie reakcje z dwoma barionami i dwoma pionami, oraz b) reakcja z dwoma mezonami K i dwoma pionami. Stan pośredni 2π jest też najniższym stanem masowym dla reakcji: c) z udziałem czterech dowolnych barionów, d) z udziałem dwu mezonów K i dwu nukleonów (w trzecim kanale mamy:



e) reakcja fotoprodukcji pionów na nukleonach lub na mezonach K (w jednym z kanałów mamy



itd. Jak widać w reakcjach a) i b) (a także jeszcze w reakcji fotoprodukcji pionów na pionach) występuje wprost poprzez warunek unitarności amplituda reakcji (52). Natomiast w równaniach dla reakcji c) — e) wystąpią poprzez warunek unitarności amplitudy reakcji a) i b). Wreszcie we wszystkich innych reakcjach z udziałem silnie oddziałujących cząstek i fotonów (wciąż traktowanych perturbacyjnie) wystąpią amplitudy z reakcji a) — e). Weźmy jako przykład reakcję łącznej produkcji ($Y = A, Z$):



W reakcji I wystąpi jako najniższy stan dwucząstkowy $N + \pi$, tak więc potrzebna tu będzie znajomość amplitudy rozpraszania π na N ; w reakcji II najniższym stanem będzie $Y + \pi$, a więc trzeba znać amplitudę rozpraszania pionów na hiperonach Y ; wreszcie w reakcji III najniższy stan pośredni ma masę $m_K + m_\pi$, trzeba więc znać amplitudę rozpraszania pionów na mezonach K . Wszystkie te trzy wyżej wymienione amplitudy rozpraszania pionów (na nukleonach, na hiperonach i na mezonach K) mają kształt $A + \pi \rightarrow A + \pi$. „Trzecią“ reakcją będzie tu proces $A + \bar{A} \rightarrow 2\pi$, a w niej w stanie pośrednim musimy uwzględnić znowu stan dwupionowy, a więc w konsekwencji rozwiązanie problemu zależeć będzie od amplitudy reakcji (52).

Widać stąd, że praktyczne wyzyskanie teorii Mandelstama (jeśli ma ono wykraczać poza to, co otrzymać można już z teorii zwykłych związków dyspersyjnych) nie jest możliwe bez znajomości amplitudy reakcji (52). Ale sama ta reakcja jest czymś wyróżnionym, gdyż wszystkie trzy kanały mają w niej tę samą postać daną przez (52), a przy tym w warunku unitarności najniższym stanem pośrednim jest znowu stan 2π . Tak więc równania reakcji (52), jako jedynej spośród wszystkich reakcji szybkich nie zawierają amplitudy żadnej innej reakcji, przynajmniej w przyjętym przez nas przybliżeniu. Zagadnienie rozpraszania pionów na pionach jest więc w teorii Mandelstama czymś wyróżnionym i podstawowym zarazem. Nic też dziwnego, że tę właśnie reakcję bada się najusilniej. Podejść do tego problemu można rozmaicie. Po pierwsze, można próbować rozwiązać układ równań całkowych, które się otrzymuje dla tej amplitudy. Są to jednak równania nieliniowe, które w ogóle trudno jest rozwiązać, a poza tym rozwiązań zapewne jest wiele (wystarczy przyjrzeć się bliżej historii badań grupy Chew-Mandelstama [60—2]). Aby więc móc spośród tych rozwiązań wybrać właściwe, trzeba w ogóle coś wiedzieć o szukanej amplitudzie. Dlatego też wydaje się rozsądne również podejście półfenomenologiczne, a mianowicie badanie reakcji (52) poprzez wpływ jej na inne reakcje, np. na reakcję (50). W takim wypadku wszystkie dane dotyczące rozpraszania πN można zaczerpnąć z doświadczenia, a za niewiadomą uważać występującą w równaniach amplitudę reakcji (52). Pozwala to na co najmniej jakościowe ustalenie, jakimi własnościami winna się ta amplituda odznaczać. Problemowi 4π poświęcono już wiele prac, jednak daleki jest on na razie od rozwiązania. Za pewny właściwie można uważać tylko ten wniosek, że w stanie P (a więc $T = 1$) amplituda (52) powinna być rezonansowa. Mówiąc zaś otwarcie, bez rozwiązania zagadnienia 4π efektywne wyniki osiągane w teorii Mandelstama są żadne w porównaniu z tym, co wiemy już z teorii zwykłych związków dyspersyjnych. Nagromadziła się już jednak pewna ilość równań całkowych dla innych reakcji, w których występuje nieznaną amplitudą rozpraszania 4π ; równania te będzie można stopniowo rozwiązywać z chwilą uzyskania bardziej konkretnych informacji o tym rozpraszaniu. Teoria Mandelstama przedstawia się więc jak odwrócona piramida, która stoi na teorii rozpraszania $\pi\pi$. Do czasu zbudowania tego fundamentu całość budowli jest bardzo chwiejna.

B. Metody

Jak przed chwilą mówiliśmy, obecnie główny wysiłek w teorii podwójnych związków dyspersyjnych skierowany jest na uzyskiwanie równań całkowych dla amplitud konkretnych reakcji, które z czasem zapewne będą mogły być stopniowo rozwiązywane i porównywane z doświadczeniem. Warto więc kilka słów poświęcić metodom uzyskiwania tych równań.

Kluczowym punktem musi tu być oczywiście przejście od reprezentacji z podwójnymi całkami do wzorów z całkami pojedynczymi, przy czym funkcje w licznikach wyrażeń podcałkowych powinny się dać interpretować jako części urojone amplitudy jednej z trzech reakcji (40) w jej obszarze fizycznym, lub co najmniej w obszarze położonym powyżej progu normalnego, aby można było korzystać z warunku unitarności. Warto może podkreślić, że funkcje spektralne ρ_{ik} nie mają żadnej bezpośredniej interpretacji fizycznej, poza tą, która wynika z wzorów (45)—(48).

Wszystkie metody uzyskiwania takich równań całkowych można podzielić na dwie duże grupy. Do pierwszej z nich zaliczymy wszystkie te metody, które polegają na rzeczywistym wyprowadzeniu szukanych równań całkowych z reprezentacji (43); do drugiej zaś grupy będą należeć te metody, w których reprezentacji (43) używa się tylko jako wskazówki co do położenia osobliwości w hiperprzestrzeni zmiennych zespolonych s, \bar{s}, t , po czym szukane równania wypisuje się po prostu w postaci zwykłych związków dyspersyjnych. Pierwsza grupa metod jest znacznie liczniejsza. Ograniczając się tylko do scharakteryzowania zasadniczego sposobu podejścia do zagadnienia, pomijając zaś liczne warianty (których istnienie jest zresztą zrozumiałe w świetle różnie zachodzących pomiędzy poszczególnymi reakcjami) można wymienić tu co najmniej: a) metodę Chew-Mandelstama, najwcześniej opracowaną i może najczęściej stosowaną w praktyce (nigdzie zresztą nie przedstawiono jej ogólnych zasad, co do których można się zorientować jedynie analizując jej konkretne zastosowania); b) metodę Cini-Fubini, także bardzo często stosowaną w praktyce, oraz zbliżoną do niej nieco c) metodę Ter-Martirosjana, która to metoda jest rzadko stosowana. W grupie drugiej mamy przede wszystkim metodę Szirkowa stosowaną głównie w pracach wykonanych na terenie ZIBJ.

Metoda Chew-Mandelstama została przez autorów rozwinięta przede wszystkim w cyklu prac poświęconych problemowi $\pi\pi$ [60—2]. W podobny sposób postępowali też Frazer i Fulco, autorzy kilku prac dotyczących zagadnienia $2N + 2\pi$ [64—5]. Metoda ta została też przedstawiona w przeglądowym artykule Chew [59]. Polega ona w zarysie na przejściu od (43) do zwykłego wzoru dyspersyjnego, jednakże przy wykorzystaniu wszystkich możliwych wariantów (przy ustalonym s, \bar{s} i t), po czym od razu od ogólnych amplitud przechodzi się do amplitud parcjalnych, szeroko przy tym korzystając z ogólnej postaci reprezentacji (43). Następnie zaś bada się własności analityczności amplitud parcjalnych, przy czym charakterystycznym chwytem metody jest zastępowanie w przybliżeniu niektórych cięć przez oddalone bie-

guny. Metoda Chew-Mandelstama została też użyta w wielu innych problemach (odpowiednie prace pochodzą głównie z USA); wśród prac tych wyróżnić można np. pracę Frautschi i Walecka [66], dotyczącą rozpraszania $N\pi$, Goldbergera *et al.* o rozpraszaniu $N-N$ [99], Ferrariego *et al.* [94] o rozpraszaniu $K-N$ (patrz też [63], [83], wreszcie Balla o fotoprodukcji pionów na nukleonach [95]).

Metoda Cini-Fubini została sformułowana w dość ogólnej formie w pracy [68], a następnie użyta do teoretycznego ujęcia wielu konkretnych efektów, szczególnie w pracach wykonanych w CERN-ie i w ogóle na terenie Europy Zachodniej. Główna idea tej metody polega na rozbiciu obszaru całkowania w każdej z trzech całek wzoru (43) ze względu na każdą ze zmiennych na dwie części. Weźmy jako przykład pierwszą całkę. Wówczas jedna z tych dwu części ze względu na zmienną s' zawiera wartości tej zmiennej od pierwszego aż do drugiego z kolei progu określonego przez warunek unitarności, podczas gdy druga część — obejmuje całą resztę obszaru całkowania. (Podobnie dzielimy obszar całkowania ze względu na drugą zmienną w omawianej całce, tj. ze względu na zmienną \bar{s}' .) W drugiej z tych całek, o ile ograniczamy się do małych wartości zmiennej s (przybliżenie niskoenergetyczne), mianownik wyrażenia podcałkowego nie może nigdy zniknąć (wartości s pochodzą z innego obszaru niż wartości s'); wobec tego mianownik ten możemy rozwinąć w szereg względem ustalonej wartości tej zmiennej (s równe pewnemu s_0), ograniczając się następnie zazwyczaj do pierwszego wyrazu tego rozwinięcia. W rezultacie z drugiego obszaru zmienności efektywnie zmienna s zostaje usunięta i całka zależy dalej już tylko od \bar{s} . Całkę względem s' można wtedy w zasadzie wykonać, a wyrażenie podcałkowe odpowiednio zinterpretować po przejściu do amplitud parcjalnych. Najważniejszą rolę odgrywa przy tym fakt, że nie natrafia się przy tym nigdy na obszar, w którym obie zmienne (s' i \bar{s}') byłyby małe, wobec czego jedną z nich zawsze daje się usunąć. Na jaw wychodzi przy tym pewien fakt, a mianowicie, że uzyskane w końcu równania całkowe są (np. w przypadku rozpraszania $\pi\pi$) identyczne z równaniami Chew-Mandelstama, jeśli w równaniach tych wykonamy odjęcie. Fakt ten musi dziwić, jeśli się weźmie pod uwagę duże różnice między obiema metodami, a zarazem wskazuje, ile spraw w teorii podwójnych związków dyspersyjnych czeka jeszcze na wyjaśnienie. Charakterystyczną cechą metody Cini-Fubini jest też to, że ilość wyrazów zatrzymywanych we wspomnianym rozwinięciu mianownika zależy od tego, ile fal parcjalnych chcemy dalej brać pod uwagę. (Ten fakt występuje też w podobnej formie w metodzie Ter Martirosjana.) Metodę Cini-Fubini stosowano zarówno do rozpraszania $\pi\pi$, jak i do rozpraszania πN [73], fotoprodukcji pionów na pionach, nukleonach i mezonach K [69—72], [76] do rozpraszania $N-N$ [74], a wreszcie rozpraszania $\gamma\pi$ [75].

Metody Ter Martirosjana nie będziemy tu bliżej omawiać, gdyż jest ona rzadziej stosowana w praktyce [77].

Przechodząc do metody Szirkowa sformułowanej przy okazji opracowywania problemu $2N + 2\pi$ [78], zaznaczyć trzeba, że metoda ta, zgodnie z tym,

co na jej temat mówiliśmy już powyżej, jest właściwie metodą pojedynczych związków dyspersyjnych, przy czym zmienną o ustalonej wartości jest cosinus kąta reakcji, zmienną zaś, względem której pisze się wzór Cauchy'ego jest zwykle kwadrat trójwymiarowego pędu jednej z cząstek stanu początkowego lub końcowego w układzie środka masy. W związku z tym, że cosinus kąta ma tu ustaloną wartość, w metodzie tej nie można i nie trzeba przechodzić do amplitud parcjalnych, co zresztą, chyba słusznie autorzy metody uważają za jej zaletę [79], a to ze względu na wątpliwą, jak się okazuje, zbieżność rozwinięcia parcjalnego w obszarze niefizycznym. Cechą charakterystyczną metody jest też szczególnego rodzaju postępowanie z tzw. cięciami kinematycznymi. Cięcia te wiążą się nie z warunkiem unitarności (w tym przypadku punkt rozgałęzienia ma charakter logarytmiczny), lecz z faktem, że energia jest pierwiastkową funkcją kwadratu pędu ($E = \sqrt{q^2 + m^2}$), co sprawia, że (jeśli zderzające się cząstki różnią się masami) w równaniach teorii pojawiają się nowe punkty rozgałęzienia o charakterze pierwiastkowym. Cięcia te Szirko w usuwa dokonując swego rodzaju symetryzacji równań względem zawadzającego mu pierwiastka. Polega to na tym, że obok amplitud zależnych od „+ pierwiastka“ rozważa się też amplitudy zależne od „- pierwiastka“, które szczęśliwie udaje się zinterpretować jako szczególnego rodzaju amplitudy reakcji *crossing*. Nadmienić tu jednak trzeba, że postępowanie takie nie jest nierozłącznie związane z poprzednio wymienionymi cechami metody Szirkowa; kontrprzykładem może być np. praca Tzu [96] dotycząca problemu $2N + 2\pi$, w której symetryzacji się nie dokonuje.

Za pomocą metody Szirkowa wykonano szereg prac dotyczących problemów $2K + 2N$ [81], $2K + 2\pi$ [82], 4π [80], $4N$ [97].

6. Perspektywy

Na zakończenie artykułu warto się może zastanowić nad perspektywami dalszego rozwoju teorii związków dyspersyjnych. Na pierwszy plan wysuwa się kilka problemów, które są, jak się okaże, ściśle ze sobą związane. Przede wszystkim trzeba jednak tak uogólnić metody postępowania, by można było odrzucić bardzo krepujące założenie niskich energii zderzających się cząstek. W obszarze wyższych energii nie byłby jednak poprawny warunek unitarności, urwany po pierwszym, czy kilku pierwszych wyrazach¹¹. Gdyby jednak rozszerzenie takie miało nastąpić poprzez uwzględnienie w warunku unitarności dalszych, w tym także trzy- i więcej cząstkowych stanów pośrednich, to na-

¹¹ Sprawa ta jest tym ważniejsza, że jak wykazały ostatnie rachunki numeryczne [100], wyniki uzyskiwane za pomocą metody Chew-Mandelstama nie bardzo chcą się zgodzić z doświadczeniem. W szczególności np. nie udaje się uzyskać sensownego fizycznie rozwiązania problemu 4π , tzn. rozwiązania z dominującą falą P , którą, jak już wiemy, posadza się o rezonans. Może to mieć różne przyczyny; albo w ogóle reprezentacja Mandelstama nie jest poprawna, albo metoda Chew-Mandelstama (szczególnie stosowane tam tak szeroko rozwiązanie na fale parcjalne) nie wytrzymuje konfrontacji z faktami, albo wreszcie wysokie energie dają wkład nie do pominięcia w całkach nawet wtedy, gdy obliczamy je w obszarze niskoenergetycznym (a więc duży przyczynik do całki pochodzi z obszaru, w którym $s' - s$ jest duże). Właśnie ten ostatni punkt mamy teraz na uwadze.

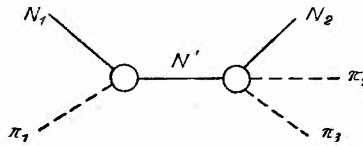
potkałoby się tu na szereg zasadniczych trudności, które w obecnym stanie teorii nie wydają się być możliwe do pokonania. Weźmy prosty przykład. Dla reakcji $N + \pi \rightarrow N + \pi$ najprostszym stanem trójcząstkowym jest stan $N + 2\pi$:

$$N + \pi \rightarrow N + 2\pi \rightarrow N + \pi. \quad (57)$$

Wskutek tego w przybliżeniu z uwzględnieniem tego stanu pośredniego w warunkach unitarności, część urojona amplitudy rozpraszania $N\pi$ zależy będzie między innymi od amplitudy reakcji

$$N + \pi \rightarrow N + 2\pi, \quad (58)$$

a więc reakcji z udziałem pięciu cząstek. Zatem zagadnienie rozszerzenia obszaru dostępnych związkom dyspersyjnym energii ściśle się wiąże z możli-



Rys. 6. Graf dla produkcji pionu w zderzeniach $N\pi$

wością objęcia przez te związki również reakcji wielocząstkowych (o ilości cząstek większej od czterech). Tymczasem problem ten jest bardzo trudny, jeśli nie wprost beznadziejny w ramach obecnego formalizmu.

Aby to bliżej przedstawić, zauważmy przede wszystkim, że przy przejściu do reakcji wielocząstkowych, trudności praktyczne rosną przerażająco. Łatwo to sobie można wyobrazić już wówczas, gdy się wie, że dla reakcji z udziałem n cząstek mamy do opisania $k = 2^{n-1} - n - 1$ reakcji (dla n równego 4 daje to znaną nam już wartość $k = 3$, dla $n = 5$ $k = 10$, a dla $n = 6$ $k = 25$), przy czym amplitudy reakcji zależą od $f = 3n - 10$ zmiennych niezmienniczych (dla $n = 4$ $f = 2$, dla $n = 5$ $f = 5$, dla $n = 6$, $f = 8$ itd.) W teorii wystąpiłyby więc już dla $n = 5$ całki pięciokrotne (obok na ogół także cztero- trzy- dwu- i jednokrotnych), a także obok iloczynów wyrażeń typu biegunów przez całki ze względu na niektóre inne zmienne (nie występujące w mianowniku bieguna). Co do trudności teoretycznych, to aby się o nich przekonać, wystarczy wziąć pod uwagę jako przykład jeden z najprostszych problemów 5-cząstkowych, tj. reakcję (58). Jeden z grafów opisujących tę reakcję ma postać przedstawioną na rys. 6. Widać z tego rysunku, że zagadnienie napisania reprezentacji spektralnej dla tego grafu rozбивa się na dwie części. Po pierwsze mamy tu bowiem do czynienia z biegunem (i cięciem) związanym z linią N' , po drugie zaś z pełną reprezentacją czterocząstkową dla procesu $N' + N + 2\pi$. Jednakże $p_{N'} = p_{N_1} + p_{\pi_1}$, więc $p_{N'}^2 = (p_{N_1} + p_{\pi_1})^2 > M_N^2$. Widać, że ze wzrostem energii padających cząstek π_1 i N_1 rośnie „masa” pośredniego nukleonu N' i przy pewnej jej wartości spełnione zostaną warunki na występowanie progów anomalnego, najpierw pierwszego, a potem i drugiego rodzaju. Taka sytuacja musi istnieć dla wszystkich reakcji wielocząstkowych; wśród grafów opisujących daną

reakcję muszą się bowiem zawsze znaleźć takie grafy, które albo będą grafami niewłaściwymi (w sensie takim, w jakim się tego zwrotu używa w rachunku zaburzeń — por. np. H. Umezawa, „*Quantum Field Theory*“ rozdz. XIV, str. 269) lecz i zarazem nieredukowalnymi (z takim właśnie przypadkiem mieliśmy przed chwilą do czynienia), albo też, wskutek możliwości istnienia oddziaływań czterocząstkowych (choćby $\pi\pi\pi\pi$), będą zawierały w jednym wierzchołku dwie zewnętrzne cząstki. Wówczas graf zawsze będzie wykazywał przy wzroście „masy“ takiej pary cząstek, lub przy wzroście „masy“ linii pojedynczej w grafie niewłaściwym, progi anomalne i to także drugiego rodzaju. Na fakt ten wskazali po raz pierwszy Landshoff i Treiman [85]. W ogóle zaś badania nad własnościami analityczności dla reakcji wielocząstkowych są jeszcze w powijakach i wszystkie prace na ten temat można by zliczyć na palcach jednej ręki [84—6, 91—2].

W tej sytuacji szczególne zainteresowanie musi budzić nowa praca [89] Chew (idea tej pracy powstała przy współudziale Frautschiego [90]), która, nie tykając na razie problemu reakcji wielocząstkowych, stara się w inny jakiś sposób dać sobie radę z obszarem wysokich energii. Nie bacząc na to, że wymienione wyżej prace stanowią w gruncie rzeczy tylko zbiór propozycji, powiemy na ich temat kilka słów. Otóż zasadniczą myślą Chew jest objęcie w jednolity sposób w teorii efektów nisko- i wysokoenergetycznych, założeniem zaś — częściowo umotywowanym — że da się to zrobić, jeśli przekaz pędu nie jest zbyt wielki. Metoda postępowania byłaby tu taka, że poddaje się rewizji pojęcie „najbliższych osobliwości“ i dochodzi do wniosku, że w obszarze niskich energii znaczący ono (przy dowolnym przekazie pędu) tyle, co przy wysokich energiach (ale niskim przekazie pędu). „Dowód“ Chew opiera się na głębokiej wierze w to, że (por. wzór (44)) w obszarze wysokich energii część urojona amplitudy wiążąca się z funkcją δ w (44) dominuje nad częścią rzeczywistą. Swoje przeświadczenie Chew opiera na ideach klasycznych i półklasycznych. Jeśli założenie to się przyjmie, to np. druga całka w (43) w obszarze wysokich s da się zapisać po wykonaniu całki z funkcją $\delta(s-s')$ jako

$$\int dt' \frac{\rho_{\text{Im}}(s, t')}{t' - t}. \quad (59)$$

Największy wkład do tej całki daje obszar małych różnic między t i t' . Jeśli się ograniczymy do małych t , to obszar ten odpowiada także małym t' . Ale, i na tym polega rzecz, przybliżenie niskoenergetyczne operowało właśnie w obszarze małych t' . Zatem obszar ten jest najważniejszy, zarówno dla niskich jak i dla wysokich energii. Dalej Chew bada całkę (59) dla małych ujemnych t , wszystko na przykładzie reakcji 4π i stwierdza, że całka ta dla $s \rightarrow \infty$ rośnie jak $sf(t)$. Teraz nadchodzi najbardziej chyba wątpliwy moment pracy Chew, gdyż (wbrew ostrzeżeniom Mandelstama), Chew słuszność powyższego wniosku przenosi też na obszar małych dodatnich t , w tym także $t > 4m_\pi^2$. Jeśli jednak krok ten jest usprawiedliwiony, to wynikają z niego bardzo interesujące konsekwencje dla amplitudy trzeciej reakcji, gdzie s jest przekazem

pędu, a t — kwadratem energii. Przede wszystkim istnieją argumenty przemawiające za tym, że jeśli dla dużych przekazów pędu amplituda rozpraszania zachowuje się proporcjonalnie do s^2 , to odgrywają dla danej reakcji jakąś rolę tylko fale z $l \leq \text{Re} a$. W naszym przypadku (reakcja 4π) $a = 1$ zatem dla trzeciej reakcji odgrywałyby rolę tylko fale S i P . Fakt ten wydaje się rozsądny z eksperymentalnego punktu widzenia. Argumenty dla bardziej skomplikowanego przypadku (np. dla rozpraszania $N\pi$) są bardziej złożone (a może być wyższe, a przy tym poszczególne kanały fizycznie się od siebie różnią), ale sposób myślenia może być zbliżony. Jak się dalej okazuje, przyjęcie punktu widzenia Chew prowadzi do ekscytującej możliwości wyznaczenia prawie a priori stałej sprzężenia $g_{\pi\pi}$ na podstawie żądania, by oddziaływanie $\pi\pi$ było „as strong as possible“, przy czym pojęcie to ma dość określony sens. (Istniałaby więc możliwość zdefiniowania silnych oddziaływań nie przez wartości stałej sprzężenia, lecz jako oddziaływania „możliwie najsilniejsze“.) Jak donosi Chew, rachunki dla reakcji typu 4π , $2N + 2\pi$ i $4N$ są w toku (por. [102]). Pozostaje jednak sprawą bardzo wątpliwą, czy przybliżenia Chew okażą się dość rozsądne, poza tym nie ruszają one przecież z miejsca sprawy reakcji z wieloma cząstkami. Wydaje się więc, że jednak mimo wszystko to właśnie progi anomalne stanowią największą przeszkodę dla dalszego rozwoju teorii dyspersyjnej. Zapewne teraz zajmie się tym problemem coraz większa ilość prac, szczególnie gdyby także na gruncie innych metod aproksymacyjnych (poza metodą Chew-Mandelstama i Cini-Fubini) potwierdziły się obawy dotyczące niezgodności z doświadczeniem przybliżenia niskoenergetycznego. W świetle ostatniej pracy Szirkowa [101] obawy te jednak wydają się mniej uzasadnione. W pracy tej bada się model teorii z nie naładowanymi cząstkami o równej masie (coś jakby pozbawione ładunku piony) i stwierdza się, że przybliżenie niskoenergetyczne jest w tym przypadku co najmniej wewnętrznie spójne, to jest nie prowadzi do żadnych sprzeczności. W rozważanym przypadku można uzyskać (w przybliżeniu niskoenergetycznym) jawne rozwiązanie problemu, przedyskutować występującą tu niejednoznaczność typu rozważanego przez Castillejo, Dalitza i Dysona [88], wreszcie porównać wynik z wynikiem perturbacyjnym. Porównanie to jest bardzo interesujące samo przez się, gdyż okazuje się, że część wyrazów uzyskanych w teorii dyspersyjnej odpowiadałaby w formalizmie hamiltonowskim oddziaływaniom nieronormalizowalnym, które na gruncie teorii zaburzeń z konieczności trzeba było odrzucać. Praca Szirkowa i jego grupy jest pierwszym chyba poważnym dowodem na to, że postępowanie takie, oparte w gruncie rzeczy na przesłankach czysto praktycznych, jest nierozsądne. Wreszcie dodać trzeba, że Szirkow bez trudu uzyskuje rezonans w najniższym stanie orbitalnym (tu — w stanie S), i to rezonans wąski, co dotychczas trudno było na drodze teoretycznej otrzymać. Inna sprawa, czy w realnym przypadku rozpraszania pionów na pionach uda się też Szirkowowi dostać podobnie wąski rezonans w stanie P , co dopiero przesądziłoby o możliwości stosowania przybliżenia niskoenergetycznego w praktyce.

Literatura

Literatura obejmująca prace z teorii związków dyspersyjnych jest olbrzymia. Poniższe zestawienie obejmuje tylko szereg najważniejszych pozycji, ale nawet i pod tym względem nie jest wyczerpujące. Zwykle związki dyspersyjne są potraktowane w poniższym zestawieniu bardziej po macoszemu od związków podwójnych.

- [1] R. Kronig, J. Opt. Soc. Amer., **12**, 547 (1926).
- [2] H. A. Kramers, Atti Congr. Intern. Fisici, Como, **2**, 545, (1927).
- [3] M. Gell-Mann et al, Phys. Rev., **95**, 1612, (1954).
- [4] M. Goldberger, Phys. Rev., **99**, 979, (1955).
- [5] M. Goldberger, Phys. Rev., **97**, 508, (1955).
- [6] R. Oehme, Phys. Rev., **100**, 1503, (1955).
- [7] R. Oehme, Phys. Rev., **102**, 1174, (1956).
- [8] R. Karplus, M. Ruderman, Phys. Rev., **98**, 771, (1955).
- [9] M. Goldberger et al., Phys. Rev., **99**, 986, (1955).
- [10] R. Capps, G. Takeda, Phys. Rev., **103**, 1877, (1956).
- [11] G. Chew et al, Phys. Rev., **106**, 1337, (1957).
- [12] G. Chew et al, Phys. Rev., **106**, 1345, (1957).
- [13] M. Goldberger et al., Ann. Phys. (New York), **2**, 226, (1957).
- [14] M. Grisaru, Phys. Rev., **111**, 1719, (1958).
- [15] S. Matsuyama, H. Miyazawa, Progr. Theor. Phys., **19**, 517, (1958).
- [16] T. Akiba, I. Sato, Progr. Theor. Phys., **19**, 93, (1958).
- [17] R. Prange, Phys. Rev., **110**, 240, (1958).
- [18] K. Igi, Progr. Theor. Phys., **19**, 238 (1958); **20**, 403 (1958).
- [19] P. Matthews, A. Salam, Phys. Rev., **110**, 565, 569, (1958).
- [20] C. Goebel, Phys. Rev., **110**, 572, (1958).
- [21] San Fu Tuan, Phys. Rev., **113**, 1375, (1959).
- [22] A. Finn, Phys. Rev., **119**, 1786, (1960).
- [23] R. Capps, M. Nauenberg, Phys. Rev., **118**, 1097, (1960).
- [24] R. Capps, Phys. Rev., **119**, 1753 (1960).
- [25] Y. Jin, Nuovo Cimento, **12**, 455 (1959).
- [26] A. Logunov et al., Nuclear Phys., **4**, 427, (1958).
- [27] L. Solovjev, Nuclear Phys., **5**, 256, (1958).
- [28] A. Logunov, L. Solovjev, Nuclear Phys., **10**, 60, (1959).
- [29] H. Lehmann, Nuovo Cimento, **11**, 342, (1955).
- [30] H. Lehmann et al., Nuovo Cimento, **2**, 425, (1955).
- [31] G. Källén, A. Wightman, Det Kong. Danske Vid., **1**, nr 6 (1958).
- [32] D. Hall, A. Wightman, Det Kong. Danske Vid., **31**, nr 5 (1957).
- [33] R. Haag, Det Kong. Danske Vid., **29**, nr 12 (1955).
- [34] N. Bogoliubov et al., *Voprosy teorii dispersionnykh sootnoszenij*, GIFML, Moskwa (1958).
- [35] R. Jost, H. Lehmann, Nuovo Cimento, **5**, 1958 (1957).
- [36] H. Bremermann, R. Oehme, J. Taylor, Phys. Rev., **109**, 2178 (1958).
- [37] F. Dyson, Phys. Rev., **110**, 1460, (1958).
- [38] R. Oehme, J. Taylor, Phys. Rev., **113**, 371, (1959).
- [39] H. Lehmann, Nuovo Cimento, **10**, 579 (1958).
- [40] R. Karplus, C. Sommerfield, E. Wichmann, Phys. Rev., **111**, 1187 (1958).
- [41] R. Karplus, C. Sommerfield, E. Wichmann, Phys. Rev., **114**, 376 (1959).
- [42] L. Landau, Nuclear Phys., **13**, 181 (1959).
- [43] J. Taylor, Phys. Rev., **117**, 261 (1960).
- [44] P. Landshoff, Nuclear Phys., **20**, 129 (1960).
- [45] S. Mandelstam, Phys. Rev., **112**, 1344 (1958).
- [46] S. Mandelstam, Phys. Rev., **115**, 1741 (1959).

- [47] S. Mandelstam, Phys. Rev., **115**, 1752 (1959).
- [48] G. Wanders, Nuovo Cimento, **18**, 580 (1960).
- [49] R. Eden, Phys. Rev. Letters, **5**, 213 (1960).
- [50] R. Eden, Phys. Rev., **119**, 1763 (1960).
- [51] R. Eden, Phys. Rev., **120**, 1514 (1960).
- [52] R. Eden et al., Phys. Rev., **122**, 307 (1961).
- [53] S. Mandelstam, Phys. Rev. Letters, **4**, 84 (1960).
- [54] N. Nakanishi, Progr. Theor. Phys., **23**, 284 (1960).
- [55] R. Blankenbecler, Y. Nambu, Nuovo Cimento, **18**, 595 (1960).
- [56] V. Gribov et al., Ž. Eksper. Teor. Fiz., **40**, 337 (1961).
- [57] J. Tarski, J. Math. and Phys., **1**, 149, (1960).
- [58] R. Cutkosky, Phys. Rev., Letters **4**, 624 (1960).
- [59] G. Chew, *Double Dispersion Relations and Unitarity as the Basis for a Dynamical Theory of Strong Interactions*, preprint, UCRL-9289.
- [60] G. Chew, S. Mandelstam, Phys. Rev., **119**, 467 (1960).
- [61] G. Chew et al., Phys. Rev., **119**, 478 (1960).
- [62] G. Chew, S. Mandelstam, Nuovo Cimento, **19**, 752 (1961).
- [63] S. MacDowell, Phys. Rev., **116**, 774 (1960).
- [64] W. Frazer, J. Fulco, Phys. Rev., **117**, 1603, 1609 (1960).
- [65] W. Frazer, J. Fulco, Phys. Rev., **119**, 1420 (1960).
- [66] S. Frautschi, D. Walecka, Phys. Rev., **120**, 1486 (1960).
- [67] W. Frazer, J. Fulco, Phys. Rev. Letters, **2**, 365 (1959).
- [68] M. Cini, S. Fubini, Ann. Phys. (New York), **10**, 352 (1960).
- [69] M. Gourdin, A. Martin, Nuovo Cimento, **16**, 78 (1960).
- [70] L. Solovyev, G. Białkowski, A. Jurewicz, Ž. Eksper. Teor. Fiz., **40**, 839 (1961).
- [71] L. Solovyev, *Fotoroźdżenie pionov na pionach*, preprint ZIBJ, D-580.
- [72] M. Gourdin et al., *Effect of pion-pion scattering...*, preprint (1960).
- [73] J. Bowcock, W. Cottingham, D. Lurié, Nuovo Cimento, **16**, 918 (1960); **19**, 142 (1960).
- [74] D. Amati, E. Leader, B. Vitale, Nuovo Cimento, **17**, 68 (1960); **18**, 409, 458 (1960).
- [75] M. Gourdin, A. Martin, Nuovo Cimento, **17**, 224 (1960).
- [76] J. Dufour, M. Gourdin, J. Troitin, *Photoproduction of pions on kaons*, preprint.
- [77] K. A. Ter Martirosjan, Ž. Eksper. Teor. Fiz., **39**, 827 (1960).
- [78] A. Jefremov, V. Meszceriakov, D. Szirkov, Ž. Eksper. Teor. Fiz., **39**, 438, 1099 (1960).
- [79] A. Jefremov et al., Nucl. Phys., **22**, 202, (1961).
- [80] Sian Din-czan et al., Ž. Eksper. Teor. Fiz., **39**, 1668 (1960).
- [81] J. Wolff, W. Zöllner, Ž. Eksper. Teor. Fiz., **40**, 163 (1961).
- [82] P. Isajev, M. Seweryński, Nuclear Phys., **22**, 663 (1961).
- [83] B. Lee, Phys. Rev., **120**, 325 (1960).
- [84] R. Ascoli, A. Minguzzi, Phys. Rev., **118**, 1435 (1960).
- [85] P. Landshoff, S. Treiman, Nuovo Cimento, **19**, 1249 (1961).
- [86] Tai Tsun Wu, *Domains of Definition for Feynman Integral...*, preprint.
- [87] M. Jacob, G. Wick, Ann. Phys. (New York), **7**, 404, (1959).
- [88] L. Castillejo, R. Dalitz, F. Dyson, Phys. Rev., **101**, 453 (1956).
- [89] G. Chew, S. Frautschi, Phys. Rev. Letters, **5**, 850, (1960).
- [90] G. Chew, *A Unified Dynamical Approach to High- and Low- Energy Strong Interactions*, preprint, UCRL-9515.
- [91] R. Ascoli, Nuovo Cimento, **18**, 744, 754 (1960).
- [92] G. Mohan, Nuovo Cimento, **19**, 331 (1961).
- [93] J. Gunson, J. Taylor, Nuovo Cimento, **15**, 806 (1960).
- [94] F. Ferrari, G. Frye, M. Pusterla, Phys. Rev. Letters **4**, 615 (1960).

- [95] J. Ball, *The Application of the Mandelstam Representation to Photopion Production from Nucleons*, preprint, UCRL-9172.
- [96] H. Y. Tzu, *Z. Eksper. Teor. Fiz.*, **40**, 227, (1961).
- [97] S. Ciulli, J. Fischer, *Nuclear Phys.*, **24**, 465, (1961).
- [98] Y. Miyatake, *Progr. Theor. Phys.*, **21**, 562 (1959).
- [99] M. Goldberger, R. Oehme, *Application of Dispersion Relations to N-N Scattering*, preprint, 1960.
- [100] B. Bransden, J. Moffat, *A Numerical Determination of Coupled s and p Amplitude for Pion-Pion Scattering*, CERN, preprint, (1961).
- [101] A. Jefremov, H. Y. Tzu, D. Szirkov, *Nejtralnaja model dla issledovanija pion-pionovo rassejanija*, ZIBJ, preprint D-697.
- [102] V. Singh, B. Udgaonkar, *Theory of π -N Scattering in the Strip Approximation to the Mandelstam Representation*, UCRL-9561, preprint.

Ryszard Rączka

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Próby wprowadzenia nowych symetrii w teorii silnych oddziaływań cząstek elementarnych

Wstęp

W ubiegłym dziesięcioleciu przy badaniu oddziaływań między cząstkami zawartymi w promieniowaniu kosmicznym a materią zaobserwowano nową grupę cząstek elementarnych. Cząstkami tymi są mezony K oraz hiperony Λ , Σ i Ξ . Problemy związane z klasyfikacją nowych cząstek, nazwanych dziwnymi, były omawiane w artykułach przeglądowych G. Białkowskiego i A. Jurewicza, publikowanych w *Postęпах Fizyki*¹. Z artykułów tych wiadomo, że w wyniku żądania niezmienniczości teorii względem odbić i obrotów w czasoprzestrzeni oraz w przestrzeni izotopowej, otrzymuje się następującą postać lagrangianu dla oddziaływań barionów z mezonami K i π :

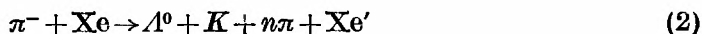
$$L_{int} = G_1 \bar{N} \vec{\tau} N \pi + G_2 \bar{\Lambda} \vec{\Sigma} \vec{\pi} + G_3 (\vec{\Sigma} \times \vec{\Sigma}) \cdot \vec{\pi} + G_4 \bar{\Xi} \vec{\tau} \Xi \pi + \\ + F_1 \bar{N} \Lambda K + F_2 \bar{N} \vec{\tau} K \vec{\Sigma} + F_3 \bar{\Xi} \tau_2 K^* \Lambda + F_4 \bar{\Xi} \vec{\tau} \tau_2 K^* \vec{\Sigma} + h.c. \quad (1)$$

Ten lagrangian zwany lagrangianem d'Espagnata—Prentkiego, jak dotąd, stanowi podstawę wszelkich rozważań dotyczących cząstek elementarnych. Wadą jego jest jednak występowanie w nim 8 różnych stałych sprzężenia. Ten fakt praktycznie uniemożliwia nie tylko przeprowadzanie jakichkolwiek rachunków, ale nawet wyciąganie wniosków jakościowych. W związku z tym od kilku lat najwybitniejsi fizycy próbują zredukować ilość stałych sprzężenia do możliwie najmniejszej ilości. U podstaw tych badań leży przekonanie, że Natura jest zbyt oszczędna, aby do pewnej dość ograniczonej grupy procesów wprowadzać aż 8 nowych stałych fizycznych. Z problemem redukcji ilości stałych sprzężenia związane są ściśle inne podstawowe problemy współczesnej fizyki cząstek elementarnych. Jednym z nich jest problem teoretycznego wytłumaczenia obserwowanego widma mas barionów. Ostatnio zaczęto także badać związki, jakie mogą zachodzić między symetriami w przestrzeni Minkowskiego i symetriami w przestrzeni izotopowej. Dotychczas wydawało się,

¹ A. Jurewicz, „Postępy Fizyki“ 8, 71 (1957), G. Białkowski, A. Jurewicz, „Postępy Fizyki“ 11, 191 (1960).

że czasoprzestrzeń i przestrzeń izotopowa są całkowicie rozdzielne. Jednak zaobserwowano, że w tych procesach, w których mamy zachowanie „dziwności“ cząstek, mamy również zachowanie parzystości. Ponieważ „dziwność“ jest, jak wiadomo, związana z własnościami cząstek w przestrzeni izotopowej, a parzystość z własnościami cząstek w przestrzeni Minkowskiego, to jednoczesne zachowanie tych wielkości silnie sugeruje istnienie pewnych związków pomiędzy symetriami w czasoprzestrzeni i w izoprzestrzeni. Pierwsze interesujące próby ustalenia takich związków między symetriami zostały przeprowadzone przez Sakuraję [1].

Innym problemem, który ostatnio nabiera coraz większej wagi, jest zagadnienie zachowania parzystości w silnych oddziaływaniach K -barion. Na podstawie dotąd przeprowadzonych doświadczeń wydaje się, że w oddziaływaniach π -barion parzystość jest zachowana, natomiast zachowanie parzystości w oddziaływaniach K -barion jest sprawą zupełnie otwartą. Na ostatniej konferencji w Rochester była referowana praca eksperymentalna Chuwiło i współpr. [2], z której wynikało, że w procesie



asymetrię w rozkładzie kątowym wyprodukowanej Λ^0 można objaśnić przez niezachowanie parzystości.

W tym artykule omówię prace związane z zagadnieniem redukcji ilości stałych sprzężenia i widma mas barionów. Następną grupę problemów związaną z relacjami między symetriami w czaso- i izo-przestrzeni oraz z zagadnieniem zachowania parzystości w silnych oddziaływaniach omówię w następnym artykule.

Globalna symetria Gell-Manna

Pierwsza próba redukcji ilości stałych sprzężenia została dokonana przez Gell-Manna w 1957 r. [3]. Zauważył on, że procesy fotoprodukcji mezonów π i K na protonach



przy progu reakcji są bardzo podobne. Wobec tego wysunął przypuszczenie, że wyrażenia na całkowity przekrój czynny dla procesu (3) i (4) będą miały podobną formę. Z dokonanych już dawniej obliczeń wiadomo było, że całkowity przekrój czynny dla procesu (3) ma postać:

$$\sigma_\pi \approx \frac{1}{m_N^2} e^2 G_1^2 \frac{V_\pi}{c}, \quad (5)$$

(V_π — prędkość mezonu π^+) wobec czego dla procesu (4) otrzymujemy

$$\sigma_K \approx \frac{1}{m_A^2} e^2 F_1^2 \frac{V_K}{c}. \quad (6)$$

Biorąc stosunek σ_π/σ_K i porównując go ze stosunkiem otrzymanym z doświadczenia Gell-Mann stwierdził, że

$$\frac{F_1^2}{G_1^2} \approx \frac{1}{15} \div \frac{1}{5}. \quad (7)$$

Na podstawie analizy fotoprodukcji mezonów na nukleonach doszedł więc on do ważnego wniosku, że oddziaływania mezonów K z barionami są w przybliżeniu o jeden rząd wielkości słabsze od oddziaływań mezonów π z barionami. Dalej, badając procesy produkcji mezonów π i K w zderzeniach $\pi-N$ lub $N-N$ przy dostatecznie dużych energiach (przy których można zamieścić różnicę mas $m_K - m_\pi \approx 350$ MeV) Gell-Mann zauważył, że mezony K są znacznie rzadziej produkowane niż π . Otrzymał więc on jeszcze jedno doświadczalne potwierdzenie poprzedniego wniosku. Aby wysnuć z tych faktów doświadczalnych nowe warunki na stałe sprzężenia, Gell-Mann posłużył się analogią z elektrodynamiką. Mianowicie przy nieobecności oddziaływań elektromagnetycznych masy protonu i neutronu są równe. Dopiero włączenie oddziaływań elektromagnetycznych, które są słabsze i posiadają mniej symetrii niż oddziaływania silne $N-N$, powoduje rozszczepienie zdegenerowanego widma mas nukleonów.

Upřednio zauważyliśmy, że oddziaływania K -barion są słabsze niż oddziaływania π -barion. Wobec tego, przyjmując, że oddziaływania K -barion jako słabsze odgrywają względem barionów taką rolę, jak oddziaływania elektromagnetyczne względem nukleonów, dochodzimy do wniosku, że oddziaływania K -barion powinny posiadać mniej symetrii niż π -barion oraz powinny być odpowiedzialne za obserwowane doświadczalnie widmo mas barionów. Ale skoro oddziaływania mezonów K z barionami produkują obserwowane różnice mas barionów, to jest naturalną rzeczą przyjąć, że wszystkie stałe sprzężenia mezonów π z barionami są równe. Mamy więc

$$G_1 = G_2 = G_3 = G_4 = G = \text{const}. \quad (8)$$

Postulaty Gell-Manna możemy interpretować obrazowo w następujący sposób. Jeśli „wylączymy“ wszystkie oddziaływania, wówczas bariony posiadają tzw. „gołą“ masę, która jest taka sama dla wszystkich barionów. Włączając teraz oddziaływania π -barion ubieramy wszystkie bariony w mezony π . Jednak dzięki równości stałych sprzężenia (8) nowe masy barionów ubranych będą w dalszym ciągu równe. Dopiero włączenie słabszych oddziaływań K -barion powoduje rozszczepienie tego ośmiokrotnie zdegenerowanego widma mas barionów na 4 poziomy odpowiadające czterem multipletom izotopowym N , Λ , Σ , oraz Ξ . Wreszcie włączenie najslabszych, elektromagnetycznych oddziaływań powoduje rozszczepienie widma mas wewnątrz poszczególnych multipletów.

Korzystając z równości (8) możemy zapisać część lagrangianu (1) dla oddziaływań π -barion w następującej postaci

$$L_{\pi-N} = G_{\pi N} [\bar{N} \vec{\tau} N \vec{\pi} + \bar{\Lambda} \vec{\Sigma} \vec{\pi} + (\vec{\Sigma} \times \vec{\Sigma}) \cdot \vec{\pi} + \bar{\Xi} \vec{\tau} \Xi \vec{\pi}] + h.c. \quad (9)$$

Ta postać wydała się Gell-Mannowi za mało symetryczna, gdyż widzimy, że mezony π oddziałują z różnymi multipletami izotopowymi barionów, tzn. z singletem Λ^0 , dubletami N i Σ oraz tripletem Σ . Aby doprowadzić lagrangian (9) do postaci bardziej symetrycznej Gell-Mann wprowadził do teorii zamiast pól Λ^0 i Σ^0 dwa nowe pola Y^0 i Z^0 , zdefiniowane w następujący sposób:

$$Y^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Lambda^0 - \Sigma^0); \quad Z^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Lambda^0 + \Sigma^0). \quad (10)$$

Aby nowe pola miały sens fizyczny, musimy także przyjąć, że parzystości Λ^0 i Σ^0 są identyczne.

Korzystając z nowych pól Gell-Mann konstruuje dwa nowe dublety izotopowe

$$N_2 = \begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ Y^0 \end{pmatrix} \quad \text{oraz} \quad N_3 = \begin{pmatrix} Z^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix}, \quad (11)$$

które są analogonami dubletów

$$N_1 = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \quad \text{oraz} \quad N_4 = \begin{pmatrix} \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Możemy teraz zapisać lagrangian dla oddziaływań π -barion w następującej postaci:

$$L_{\pi\text{-barion}} = G \sum_{i=1}^4 \bar{N}_i \vec{\tau} N_i \vec{\pi}. \quad (13)$$

Równość stałych sprzężenia π -barion (8) oraz związki (11) nazwał Gell-Mann globalną symetrią teorii.

Widzimy, że globalna symetria opiera się na trzech założeniach:

- 1) oddziaływania K -barion są słabsze niż π -barion,
- 2) słabsze oddziaływania posiadają mniej symetrii,
- 3) analogia z oddziaływaniami elektromagnetycznymi jest słuszna.

Właściwie każde z tych założeń budzi wiele zastrzeżeń. Aby dać pewną rachunkową podbudowę swoich założeń Gell-Mann obliczył perturbacyjnie (w najniższym rzędzie) przyczynki do energii własnej barionów, pochodzące od oddziaływań z mezonami K . Te oddziaływania są reprezentowane przez następujące grafy Feynmana (rys. 1).

Otrzymał następujące wyrażenia na poprawki:

$$\begin{aligned} \Delta E_N &= C(F_1^2 + 3F_2^2); & \Delta E_\Lambda &= C(2F_1^2 + 2F_3^2) \\ \Delta E_\Sigma &= C(2F_2^2 + 2F_4^2); & \Delta E_\Xi &= C(F_3^2 + 3F_4^2), \end{aligned} \quad (14)$$

gdzie C jest nieskończoną stałą.

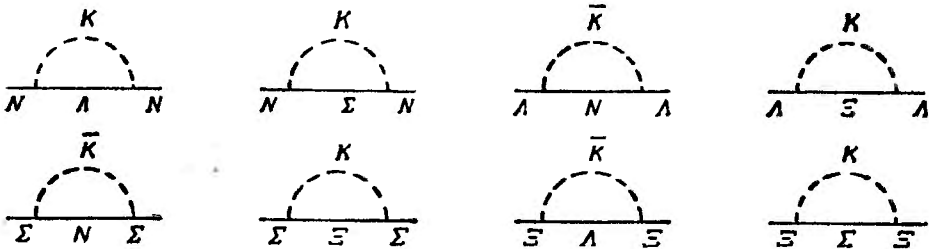
Zauważamy od razu, że między poprawkami do energii własnej różnych barionów zachodzi związek

$$2(\Delta E_N + \Delta E_\Xi) = 3\Delta E_\Sigma + \Delta E_\Lambda. \quad (15)$$

Dodając do obu stron po 4 równe masy barionów „ubranych“ w mezony π , otrzymujemy związek dla mas fizycznych

$$2(m_N + m_\Sigma) = 3M_\Sigma + M_\Lambda. \quad (16)$$

Związek ten jest spełniony przez fizyczne masy z dokładnością do 4%. Widzimy więc, że przyjęcie, iż mezony K powodują rozszczepienie zdegenerowanego widma mas barionów na poziomy obserwowane eksperymentalnie, prowadzi do zgodności wyników teoretycznych z danymi doświadczalnymi.



Rys. 1.

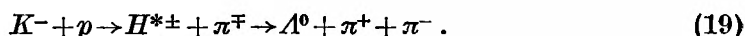
Dzięki wprowadzeniu do teorii silnych oddziaływań zasady globalnej symetrii można było dokonać obliczeń różnych wielkości charakteryzujących reakcje między cząstkami elementarnymi. Np. dla reakcji



Amati i Vitale [4] obliczyli stosunki prawdopodobieństw dla poszczególnych kanałów reakcji oraz wyprowadzili pewne związki między przekrojami czynnymi. Te wielkości można porównać z danymi eksperymentalnymi i w ten sposób rozstrzygnąć, czy zasada globalnej symetrii odpowiada rzeczywistości. Jak dotąd, największym sukcesem tej zasady było przepowiedzenie już w 1957 r. [3] wystąpienia rezonansu π -barion. Jak wiadomo, przy oddziaływaniach mezonów π z nukleonami, przy pewnej energii, występuje zjawisko rezonansu w stanie $J = \frac{3}{2}$ oraz $I = \frac{3}{2}$. Z drugiej strony, wiemy z założeń globalnej symetrii, że oddziaływania π -hiperon są takie same jak π -nukleon. Wobec tego i w oddziaływaniach π -hiperon musi wystąpić rezonans scharakteryzowany przez $J = \frac{3}{2}$ $I = 1$. Ten rezonans został faktycznie zaobserwowany przez grupę Gooda [5]. Mianowicie przy bombardowaniu targetu wiązką K^- o energii 1,15 GeV zauważono, że aby móc wytłumaczyć występujące maksimum w rozkładzie energetycznym cząstek wtórnych w reakcji



musimy przyjąć, że w 70% przypadków reakcja ta przebiega dwustopniowo poprzez wzbudzony hiperon H^*



Doświadczalne potwierdzenie występowania rezonansu π -hiperon wywołało ostatnio istną lawinę prac teoretycznych [6] poświęconych badaniu własności modelu globalnej symetrii.

Krytykę modelu Gell-Manna przeprowadzoną przez Sakuraira [1] przedstawię przy omawianiu modelu kosmicznej symetrii.

Ograniczona symetria Paisa

Następnej próby redukcji ilości stałych sprzężenia dokonał Pais, w cyklu prac opublikowanych w „Physical Review“ [7].

Punktem wyjścia rozważań Paisa było założenie, że te bariony różnych multipletów izotopowych Λ , N , Σ i Ξ jednakowo oddziałują z mezonami π i K , które mają najmniejszą różnicę mas. Jak wiemy, najmniejszą różnicę mas posiadają bariony Λ i Σ , wobec czego Pais założył, że:

$$G_2 = G_3; F_1 = F_2, \quad F_3 = F_4 \quad \text{oraz parzystość } \Lambda = \text{parzystości } \Sigma. \quad (20)$$

Widzimy więc, że Pais od razu traktuje swoją teorię jako teorię przybliżoną, a parametrem, który charakteryzuje przybliżenie, jest względna różnica mas barionów.

$$\Delta m = \frac{m_\Sigma - m_\Lambda}{m_\Lambda} = 0,067 . \quad (21)$$

Dalej Pais zauważa, że jeśli wszystkie bariony pogrupujemy w dublety (11) i (12), wówczas musimy przyjąć, że mezony K są skalarami izotopowymi. Przy przyjęciu, że mezony K również tworzą dublet, nie moglibyśmy z samych dubletów (a więc spinorów) utworzyć skalaru dla oddziaływań K -barion. Całkowity lagrangian w modelu Paisa ma postać

$$L_{int} = \sum_{i=1}^4 G_i \bar{N}_i \vec{\tau} N_i \pi + F_1 [\bar{N}_1 N_2 K^0 + \bar{N}_1 N_3 K^+] + \\ + F_2 [\bar{N}_4 N_2 \bar{K}^+ - N_4 N_3 \bar{K}^0] + h.c. \quad (22)$$

Widzimy więc, że ilość stałych sprzężenia uległa redukcji z 8 do 5.

Przebadajmy teraz własności nowego lagrangianu. Zauważamy natychmiast, że możemy dokonać cechowań pól

$$\begin{aligned} N_2 &\rightarrow e^{i\alpha} N_2, & K^0 &\rightarrow e^{-i\alpha} K^0, \\ N_3 &\rightarrow e^{i\beta} N_3, & K^+ &\rightarrow e^{-i\beta} K^+, \end{aligned} \quad (23)$$

nie zmieniając postaci lagrangianu. Jak wiadomo, niezmienniczość lagrangianu względem jakiegokolwiek cechowania prowadzi do zachowania w procesach fizycznych odpowiedniej liczby kwantowej. W naszym wypadku dzięki niezmienniczości lagrangianu względem dwu niezależnych cechowań otrzy-

	S_1	S_2
$\pi, N_1, (p, n)$	0	0
K^\pm	± 1	0
$K^0 (\bar{K}^0)$	0	$1(-1)$
$N_2(\Sigma^+, Y^0)$	0	-1
$N_3(Z^0, \Sigma^-)$	-1	0
$N_4(\Xi^-, \Xi^0)$	-1	-1

mujemy niezależne zachowanie dwu liczb kwantowych S_1 i S_2 . Powyższa tabela przedstawia wartości liczb kwantowych dla poszczególnych cząstek. Na podstawie tabeli stwierdzamy, że strangness S i ładunek Q wyrażone są za pomocą nowych liczb kwantowych w następujący sposób:

$$S = S_1 + S_2, \quad Q = I_3 + S_1 + N/2. \quad (24)$$

Zauważamy ponadto, że lagrangian oddziaływania jest niezmienniczy względem jednoczesnych przestawień

$$N_2 \leftrightarrow N_3 \quad K^+ \leftrightarrow K^0 \quad -\bar{K}^0 \leftrightarrow \bar{K}^+. \quad (25)$$

Przejdźmy teraz do fizycznych konsekwencji symetrii Paisa. Rozpatrzmy najpierw procesy

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \quad \text{oraz} \quad \pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0. \quad (26)$$

W naszym schemacie cząstki Λ^0 i Σ^0 nie występują. Obliczamy więc najpierw amplitudę prawdopodobieństwa przejścia ze stanu $|\pi^- p\rangle$ do stanu $|Z^0 K^0\rangle$. Zauważamy, że w stanie $|\pi^- p\rangle$ $S_1 = 0$, a w stanie $|Z^0 K^0\rangle$ $S_1 = 1$. Wobec tego mamy

$$\langle \pi^- p | Z^0 K^0 \rangle = 0. \quad (27)$$

Stąd korzystając z faktu, że $Z^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Lambda^0 + \Sigma^0)$, otrzymujemy

$$\langle \pi^- p | \Lambda^0 K^0 \rangle = - \langle \pi^- p | \Sigma^0 K^0 \rangle \quad (28)$$

i dalej

$$d\sigma(\Lambda^0 K^0) = d\sigma(\Sigma^0 K^0). \quad (29)$$

Otrzymaliśmy więc wniosek, że różniczkowe przekroje czynne na produkcję Λ^0 i K^0 oraz Σ^0 i K^0 w procesie (26) są takie same. Wynik ten dobrze zgadza się z danymi eksperymentalnymi, na podstawie których wiadomo, że zarówno Λ^0 jak i Σ^0 w układzie środka masy są „wypikowane“ do tyłu oraz całkowite przekroje czynne na produkcję Λ^0 i K^0 oraz Σ^0 i K^0 są zbliżone.

Korzystając z prawa przestawień (25) możemy z równania (28) otrzymać związki na amplitudy prawdopodobieństwa przejść dla innych procesów fizycznych. W szczególności możemy otrzymać

$$\langle \pi^- p | \Sigma^- K^+ \rangle = -\sqrt{2} \langle \pi^- p | \Sigma^0 K^0 \rangle, \quad (30)$$

a stąd

$$d\sigma(\Sigma^- K^+) = 2d\sigma(\Sigma^0 K^0). \quad (31)$$

Ostatni wynik jest jednak sprzeczny z danymi eksperymentalnymi, na podstawie których stwierdzono, że w układzie środka masy reakcji (30) Σ^- są wypikowane do przodu, podczas gdy Σ^0 do tyłu. Ponadto wykazano, że całkowity przekrój czynny na produkcję Σ^- i K^+ w zderzeniach π^- z protonami jest mniejszy niż całkowity przekrój czynny na produkcję Σ^0 i K^0 .

Analizując dalej fizyczne konsekwencje symetrii Paisa zauważamy, że procesy

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+ \quad \text{oraz} \quad K^0 + p \rightarrow K^+ + n \quad (32)$$

są w jego schemacie zabronione ze względu na niezachowanie w tych procesach liczby kwantowej S_1 . Z drugiej strony wiemy, że procesy takie są w przyrodzie obserwowane. Widzimy więc, że symetria Paisa prowadzi do jaskrawych sprzeczności z danymi doświadczalnymi, które zawsze są ostatecznym kryterium przydatności każdej teorii.

Te sprzeczności nie zmusiły jednak Paisa do porzucenia jego modelu. W kilku pracach starał się przedstawić przyczyny, dla których tak piękna i naturalna jego zdaniem teoria jak ograniczona symetria prowadzi do sprzeczności z eksperymentem. Przede wszystkim zauważył on, że z danych doświadczalnych nie wynika wcale, że parzystość mezonu K^0 jest taka sama jak parzystość mezonu K^+ . Jeśli by przypuścić, że parzystości K^+ i K^0 są przeciwne, wówczas nie mogłoby zachodzić prawo przestawień (25), gdyż jeden z mezonów K byłby sprzężony z barionami poprzez γ_5 , a drugi poprzez I .

Unieważniając prawo przestawień naruszamy równość (31) dla różniczkowych przekrojów czynnych na produkcję Σ^0 i K^0 oraz Σ^- i K^+ , a tym samym usuwamy jedną ze sprzeczności między teorią a doświadczeniem.

Dla definitywnego rozstrzygnięcia problemu parzystości mezonów K Pais zaproponował następujące dwa doświadczenia:

$$\begin{aligned} \pi^- + d &\rightarrow \Sigma^- + n + K^+, \\ \pi^+ + d &\rightarrow \Sigma^+ + p + K^0. \end{aligned} \quad (33)$$

Jeśli różniczkowe przekroje czynne dla obu procesów dla wszystkich kątów są równe, wówczas przypuścilibyśmy, że parzystości mezonów K są takie same, natomiast w przeciwnym wypadku istniałaby silna sugestia, że parzystości mezonów K są różne.

Aby usunąć sprzeczności między konsekwencjami płynącymi z ograniczonej symetrii i wynikami eksperymentalnymi dla procesów typu (32) Pais użył bardzo drastycznych argumentów. Mianowicie stwierdził on, że nie ma żadnych

wskazań na to, aby w teorii silnych oddziaływań cząstek elementarnych ograniczać się do oddziaływań dwuliniowych w barionach i liniowych w mezonach. Fakt, że dotychczas badano jedynie tylko tego typu oddziaływania wynika głównie z postulatu maksymalnej prostoty teorii. Nie ma żadnych argumentów fizycznych na to, aby nie wprowadzać do teorii oddziaływań kwadryliniowych (tj. dwuliniowych w barionach i dwuliniowych w mezonach) lub oddziaływań tryliniowych w mezonach. Otóż Pais proponuje dołączenie do lagrangianu nterakcji (1) członu tryliniowego w mezonach o postaci

$$\bar{K}^0 K^+ \pi^- + \bar{K}^+ K^0 \pi^+ \quad (34)$$

(członów $\bar{K}^0 K^0 \pi^0$ oraz $\bar{K}^+ K^+ \pi^0$ nie możemy dołączyć, bo nie są one niezmiennicze względem operacji CP , względem której jest niezmienniczy cały lagrangian). Ponieważ lagrangian (34) nie zawiera barionów, więc teraz nie możemy w sposób niezmienniczy cechować pól za pomocą transformacji (23). Zatem teraz, po dołączeniu lagrangianu (34), nie mamy zachowania liczb kwantowych S_1 i S_2 i procesy (32) są w teorii dozwolone.

Na podstawie rozważań opartych na rachunku perturbacyjnym Pais doszedł do wniosku, że stała sprzężenia stojąca przy oddziaływaniach typu (34) będzie rzędu stałej sprzężenia dla oddziaływań elektromagnetycznych. Wobec tego oddziaływania tego typu są pewnego rodzaju zaburzeniami silnych oddziaływań, powodującymi jedynie przybliżone, a nie bezwzględne zachowanie liczb kwantowych S_1 i S_2 .

Widzimy więc ostatecznie, że drogą ciężkich ofiar Pais doprowadził swoją teorię do takiego stanu, w którym nie mamy już sprzeczności pomiędzy wnioskami wypływającymi z teorii i wynikami doświadczeń, jednak korzyści z tak „zdeformowanej“ teorii są już problematyczne.

Kosmiczna symetria Sakurai

Z dwu przedstawionych powyżej symetrii globalnej Gell-Manna i ograniczonej Paisa bardziej atrakcyjna wydaje się globalna symetria. Dlatego też wielu teoretyków przeprowadziło szczegółową analizę konsekwencji wypływających z postulatów globalnej symetrii. Najbardziej interesujące okazały się badania Amatięgo i Vitale [4] oraz Rossa [8], którzy analizowali następujące procesy:

$$K^- + p \begin{cases} \nearrow \Sigma^+ + \pi^- \\ \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0 \\ \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ \\ \searrow \Lambda^0 + \pi^0 \end{cases} \quad (35)$$

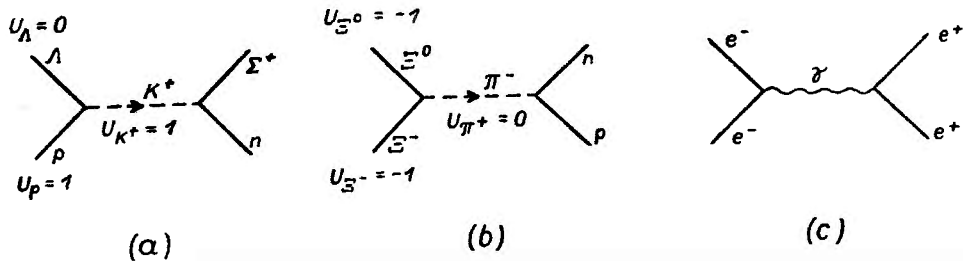
Z rozważań teoretycznych otrzymali oni, że *branching ratios* dla poszczególnych kanałów są bliskie jedności, tymczasem z dość dokładnych pomiarów doświadczalnych wynika, że np.

$$\Sigma^- : \Lambda^0 = 8 : 1 . \quad (36)$$

Ta sprzeczność oraz inne mniej wyraźne, ale istotne, dały podstawę Sakuraj do przeprowadzenia ostrej krytyki założeń, na których opiera się globalna symetria. Fakt, że przekrój czynny na produkcję mezonów K jest mniejszy od przekroju czynnego na produkcję mezonów π , można według Sakuraj interpretować wieloznacznie. Można np. przypuścić, że spowodowane to jest trzykrotnie mniejszym zasięgiem sił K -mezonowych, a nie różnicą w wielkościach stałych sprzężenia. Ponadto hipoteza przyjęta przez Gell-Manna, że oddziaływania słabsze mają mieć mniej symetrii, wydaje się Sakuraj nieuzasadniona.

Chciałbym zaznaczyć jednak, że mimo krytyki Sakuraj i sprzeczności pomiędzy wnioskami wypływającymi z globalnej symetrii i danymi doświadczalnymi, ta teoria znajduje się w centrum zainteresowań fizyków i ostatnio okazało się wiele prac najwybitniejszych teoretyków [6] omawiających te problemy.

Po „obaleniu“ globalnej symetrii Sakuraj przystępuje do konstruowania własnej symetrii, którą nazwał kosmiczną. Najpierw rozpatruje on procesy, które odbywają się za pomocą wirtualnych mezonów π oraz K . Zilustrujemy te procesy za pomocą grafów Feynmana.



Rys 2.

Wiemy, że mezony K różnią się od π liczbą kwantową zwaną *hiperładunkiem* U (związaną z *dziwnością* S za pomocą związku $S = U - N$). Widzimy więc, że w procesach, w których uczestniczą mezony K , mamy przekaz hiperładunku, natomiast w procesach, w których uczestniczą mezony π , przekazu nie ma. Z drugiej strony, jeśli porównamy procesy, w których uczestniczą wirtualne mezony π (rys. 2), z procesami elektromagnetycznymi (rys. 2c) widzimy, że w pierwszych jest przenoszony zwykły ładunek, a w drugich przekaz ładunku jest niemożliwy.

Widzimy więc, że procesy z wirtualnymi mezonami K mają się tak do procesów z wirtualnymi mezonami π ze względu na przekaz hiperładunku, jak procesy z wirtualnymi mezonami π do procesów elektromagnetycznych ze względu na przekaz zwykłego ładunku. Z tej analogii między własnościami ładunku i hiperładunku Sakuraj wyciągnął następujący wniosek: skoro oddziaływania π -barion mają więcej symetrii niż oddziaływania elektromagnetyczne, to oddziaływania K -barion powinny mieć więcej symetrii niż π -barion. A więc teraz dla oddziaływań mezonów K z barionami jako bardziej syme-

trycznych, zachodzi równość wszystkich stałych sprzężenia. Natomiast stałe sprzężenia dla oddziaływań π -barion w tym schemacie musimy przyjąć różne, aby móc wytłumaczyć widmo mas barionów.

Przy okazji chciałbym zauważyć, jak zawodne i wieloznaczne są w fizyce różne analogie. Punktem wyjścia Gell-Manna i Sakurai była analogia między oddziaływaniami silnymi i elektromagnetycznymi. Jednak wnioski końcowe są zupełnie sprzeczne ze sobą.

Doswiadczalnym potwierdzeniem symetrii kosmicznej Sakurai byłoby zaobserwowanie, że różniczkowe przekroje czynne dla reakcji

$$\bar{K} + N \rightarrow \bar{K} + N \quad \text{oraz} \quad \bar{K} + N \rightarrow \bar{K} + \Sigma \quad (37)$$

są identyczne dla wszystkich kątów. Wydaje się jednak, że wskutek trudności technicznych procesy tego typu nie prędko zostaną dokładnie zbadane eksperymentalnie. Wprowadzenie wszystkich stałych sprzężenia dla oddziaływań K -barion dało Sakurai [1] możliwość dokładnego przebadania zagadnienia zachowania parzystości w silnych oddziaływaniach K -barion. Problem ten będzie omówiony w innym artykule.

Symetria galaktyczna Lichtenberga

W końcu 1959 r. duże poruszenie wśród fizyków wywołał fakt zaanonsovania przez Yamanouchiego i Eisenberga [9] rejestracji mezonu D i hiperonu Ω . Z przeprowadzonej analizy wynikało, że nowe cząstki D i Ω mają następujące liczby kwantowe:

$$\begin{aligned} D: S = 2, \quad I = 0, \quad U = 2, \quad Q = 1 \\ \Omega: S = -3, \quad I = 0, \quad U = -2, \quad Q = -1. \end{aligned} \quad (38)$$

Widzimy więc, że zarówno D jak i Ω są singletami izotopowymi. Ponieważ dla nich $U = \pm 2$, są to więc izopseudoskaldary². Wychodząc z zasady niezmienniczości teorii względem odbić i obrotów w przestrzeni izotopowej otrzymujemy teraz lagrangian interakcji dla wszystkich cząstek w postaci

$$\begin{aligned} L_{int} = G_1 \bar{N}_1 \bar{\tau} N \bar{\pi} + G_2 \bar{\Lambda} \bar{\Sigma}^* \bar{\pi} + G_3 (\bar{\Sigma} \times \bar{\Sigma}) \bar{\pi} + G_4 \bar{E} \bar{\tau} E \bar{\pi} + \\ + F_1 \bar{N} \Lambda K + F_2 \bar{N} \bar{\tau} K \bar{\Sigma} + F_3 \bar{E} \tau_2 K^* \Lambda + F_4 \bar{E} \bar{\tau} \tau_2 K^* \bar{\Sigma} + \\ + F_5 \bar{E} \Omega K + H_1 \bar{N} E D + H_2 \Lambda \Omega D. \end{aligned} \quad (39)$$

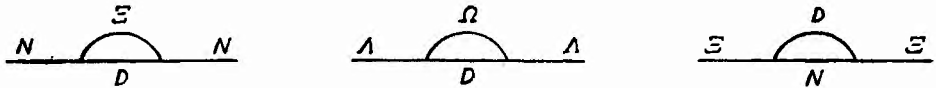
Zauważamy, że do konwencjonalnego lagrangianu d'Espagnata-Prentkiego [1] doszły trzy człony z nieznanymi stałymi sprzężenia F_5 , H_1 i H_2 .

Powyższy lagrangian stał się punktem wyjścia dla nowej symetrii zaproponowanej przez Lichtenberga [10] i nazwanej przez niego symetrią galaktyczną. Mianowicie Lichtenberg zaproponował, aby położyć

$$G_i = G \quad (i = 1, 4), \quad F_k = F \quad (k = 1, 5), \quad H_l = H \quad (l = 1, 2). \quad (40)$$

² Patrz G. Białkowski, A. Jurewicz, l. c.

Widzimy więc, że w tym schemacie ilość różnych stałych sprzężenia zostaje zredukowana do trzech. Ponadto wprowadzenie mezonu D i barionu Ω nie pozwala nam dokonywać cechowań zaproponowanych przez Paisa (23). Zatem obserwowane reakcje typu (32), zabronione przez zachowanie liczb S_1 i S_2 , są teraz dozwolone. Z tej symetrii otrzymujemy także rozszczepienie zdegenerowanego widma mas barionów na cztery poziomy. Dochodzimy do tego rozszczepienia drogą kolejnego włączania oddziaływań. Mianowicie „góle“ bariony mają równe masy. Po włączeniu oddziaływań K -barion, bariony ubrane w mezony K dzięki założeniu (40) mają również równe masy. Jednak włączenie



Rys. 3

oddziaływań π -barion powoduje, że barion Ω jako nie oddziaływający z π ma różną masę od barionów N , Λ , Σ i Ξ . Włączając wreszcie oddziaływania z mezonem D zauważamy, że poprzez mezon D oddziaływa tylko Λ^0 z Ω^- oraz N z Ξ . Oddziaływania własne, które ilustrują grafy Feynmana (rys. 3), powodują dodatkowe rozszczepienie poziomu masowego, na którym znajdują się N , Λ , Σ , Ξ po ubraniu w mezony π i K , na cztery poziomy.

Należy sobie jednak zdawać sprawę z faktu, że powyższe rozumowania mają jedynie jakościowy charakter i nie wiadomo, czy można tak dobrać wartości trzech uniwersalnych stałych sprzężenia F , G , H , aby otrzymać różnice mas poszczególnych barionów zgodne z rzeczywistością. Ponadto ostatnio uważa się, że dane eksperymentalne, na podstawie których stwierdzono istnienie mezonu D i hiperonu Ω , były niewystarczające i kwestia istnienia oraz własności tych cząstek jest nadal sprawą otwartą.

Formalizm Dallaporty

Na podstawie dotychczas przeprowadzonych rozważań widzimy, że proponowane symetrie posiadają raczej więcej wad niż zalet. W związku z tym nasuwa się myśl, czy nie udałoby się zbudować formalizmu, który by posiadał następujące cechy:

- 1) pozwalałby na redukcję ilości stałych sprzężenia,
- 2) nie wprowadzałby liczb kwantowych, zabraniających fizycznie zachodzących procesów,
- 3) dawałby eksperymentalnie obserwowane widmo mas barionów,
- 4) nie wprowadzałby do teorii nowych rodzajów oddziaływań z nowymi stałymi sprzężenia.

Taki formalizm został rzeczywiście wypracowany i opublikowany w serii artykułów przez Dallaportę, Toyodę i Pandida [11]. Jest rzeczą jasną,

że nie można zbudować takiej teorii w oparciu o dotychczasowy formalizm trójwymiarowej przestrzeni izotopowej. Wymienieni autorowie zaproponowali rozszerzenie tej przestrzeni do siedmiowymiarowej przestrzeni izotopowej. Dwie przyczyny złożyły się na to, że rozpatrywali oni właśnie siedmiowymiarową przestrzeń. Po pierwsze, tę przestrzeń można zbudować jako sumę prostą trójwymiarowej przestrzeni izotopowej, w której znajduje się trójwektor π -mezonowy, i czterowymiarowej przestrzeni izotopowej, w której jest czterwektor K -mezonowy. Następnie najprostszą reprezentacją spinorową grupy obrotów w siedmiowymiarowej przestrzeni jest reprezentacja 8×8 , a z drugiej strony wiemy, że wszystkie odkryte dotąd bariony można ustawić w jeden ośmio-składnikowy spinor izotopowy typu

$$\psi = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \Xi^0 \\ \Xi^- \\ -\Sigma^+ \\ Y^0 \\ Z^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix} \quad \text{lub} \quad \psi' = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \Xi^0 \\ \Xi^- \\ -\Sigma^+ \\ Z^0 \\ Y^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix} \quad (41)$$

Nie wchodząc w szczegóły tej interesującej teorii, co wykraczałoby znacznie poza ramy przeglądowego artykułu, napiszę jedynie końcową postać lagrangianu oddziaływania wymienionych autorów:

$$L_{int} = G \sum_{j=1}^3 \bar{\psi} T_j \psi \pi_j + \sum_{\mu=1}^4 \bar{\psi} (F \omega_\mu + F' \omega'_\mu) \psi \varphi_\mu + \\ + b \left[G \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}' T_j \psi' \pi_j + \sum_{\mu=1}^4 \bar{\psi}' (F \omega_\mu + F' \omega'_\mu) \psi' \varphi_\mu \right]. \quad (42)$$

W tym lagrangianie G, F, F' i b są stałymi, T_j jest zbudowane ze znanych macierzy Pauliego, a ω_μ są macierzami 8×8 , spełniającymi zwykle związki komutacyjne dla macierzy γ_μ Diraca.

$$T_j = \begin{pmatrix} \tau_j & & & \\ & \tau_j & & \\ & & \tau_j & \\ & & & \tau_j \end{pmatrix}, \quad \{\omega_\alpha, \omega_\beta\} = \{\omega'_\alpha, \omega'_\beta\} = \delta_{\alpha\beta}, \quad \varphi_\mu = \begin{pmatrix} K_1 \\ \bar{K}_1 \\ K_2 \\ \bar{K}_2 \end{pmatrix}. \quad (43)$$

Lagrangian oddziaływania o postaci (42) pozwala zbudować teorię posiadającą wszystkie dodatnie cechy wymienione we wstępie. Widzimy od razu, że ilość stałych w teorii została zredukowana do czterech. Ponadto, jeśli skorzystamy z konkretnej reprezentacji macierzy T_j, ω_μ i ω'_μ , możemy sprowadzić lagrangian (42) do konwencjonalnej postaci d'Espagnata-Prentkiego z nastę-

pującymi stałymi sprzężenia

$$\begin{aligned}
 L_{int} = & iG(1+b)[\bar{N}\bar{\tau}N\pi + \bar{E}\bar{\tau}E\bar{\pi} + (\bar{\Sigma} \times \bar{\Sigma})\bar{\pi}] - iG(1-b)\bar{\Sigma}A\bar{\pi} + \\
 & + (F-F')(1-b)\bar{N}AK + (F-F')(1+b)\bar{N}\bar{\tau}K\bar{\Sigma} + (F+F')(1-b)\bar{E}AK + \\
 & + (F+F')(1+b)\bar{E}\bar{\tau}K\bar{\Sigma}. \quad (44)
 \end{aligned}$$

Zauważmy, iż mimo że do teorii wprowadziliśmy tylko cztery parametry w (44) otrzymujemy sześć różnych stałych sprzężenia. Co więcej, rzut oka na wartości stałych pokazuje, iż stałe sprzężenia są tak zbudowane z parametrów G, F, F' i b , że dają poprawki własne do mas barionów w dobrym kierunku. Dla przykładu zauważmy, że oddziaływanie $N-K$ zachodzi za pomocą stałej $(F-F')(1 \mp b)$, a $E-K$ za pomocą stałej $(F+F')(1 \mp b)$, wobec czego masa E powinna być większa od masy N , ponieważ ponadto obie te cząstki jednakowo oddziałują z mezonami π . Dalej struktura stałych sprzężenia jest taka, że nawet dostajemy rozszczepienie mas cząstek A i Σ w dobrym kierunku, czego dotychczas nie udało się osiągnąć w żadnym formalizmie.

Liczby kwantowe w tym sformułowaniu teorii nie zabraniają żadnego fizycznie zachodzącego procesu. Inną interesującą cechą formalizmu Dalla-Porty, Toyody i Pandida jest, że z żądania niezmienniczości teorii względem operacji CP otrzymujemy niezmienniczość teorii względem operacji P . Jak wiemy, tej własności nie posiada lagrangian d'Espagnata-Prentkiego [1].

Zakończenie

Na podstawie przeprowadzonego powyżej przeglądu prób wprowadzenia nowych symetrii w teorii silnych oddziaływań cząstek elementarnych, można dojść do wniosku, że właściwie wszystkie te próby zakończyły się fiaskiem. Najlepsza z tych prób, teoria Dalla-Porty, dająca dobrą zgodność jakościową z danymi eksperymentalnymi, zawiera jednak wiele poważnych usterek formalnych.

Porażki teorii przedstawione w tym artykule są jedynie niewielkim wycinkiem niepowodzeń obecnej lokalnej teorii silnych oddziaływań, opartej na formalizmie lagrangowskim. Wydaje się, że przy budowie obecnej teorii nie wzięto pod uwagę pewnych istotnych cech cząstek elementarnych, takich np. jak struktura wewnętrzna cząstek. Ponieważ badania eksperymentalne struktury cząstek posuwają się szybko naprzód, być może wkrótce stworzone zostaną podstawy umożliwiające zbudowanie nowej, doskonalszej teorii silnych oddziaływań cząstek elementarnych.

Literatura

- [1] I.I. Sakurai, Phys. Rev., **113**, 1679 (1959); **115**, 1304 (1959).
- [2] T. V. Chuwilo et al., X Rochester Conference, str. 384 (1960).
- [3] M. Gell-Mann, Phys. Rev., **106**, 1296 (1957).

- [4] D. Amati i B. Vitale, *Nuovo Cimento*, **9**, 895 (1958).
- [5] M. Good, *X Rochester Conference*, str. 445 (1960).
- [6] T. D. Lee, C. N. Yang, *preprint*; M. Gell-Mann, *preprint*; W. Królikowski, *preprint*.
- [7] A. Pais, *Phys. Rev.*, **110**, 574 (1958); *Phys. Rev.*, **112**, 624 (1958); *Phys. Rev. Letters*, **1**, 418 (1958).
- [8] M. Ross, *Phys. Rev.*, **112**, 986 (1958).
- [9] Yamanouchi, *Phys. Rev. Letters*, **3**, 480 (1959).
- [10] B. Lichtenberg, *Phys. Rev. Letters*, **4**, (1960).
- [11] N. Dallaporta i L. K. Pandid, *Nuovo Cimento*, **16**, 135 (1960); N. Dallaporta i T. Toyoda, *Nuovo Cimento*, **14**, 142 (1959); N. Dallaporta, *X Rochester Conference*, str. 458 (1960).

Marek Grynberg

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

O stanie rezonansowym $\pi-\Lambda$

Przy obecnym stanie techniki doświadczalnej pewne informacje dotyczące oddziaływania hiperonów z mezonami π można uzyskać jedynie przez analizę takich reakcji, w których cząstki te produkowane są w stanie końcowym jednocześnie.

Wyniki szeregu ostatnich prac doświadczalnych mogą być wyjaśnione w oparciu o założenie, że istnieje izobar hiperonowy o masie 1380 MeV, *strangeness* $S = -1$ i spinie izotopowym $I = 1$, który w wyniku szybkiego procesu rozpada się na π i Λ . Istnienie takiego izobaru powinno spowodować występowanie rezonansu w rozpraszaniu $\pi-\Lambda$.

W części pierwszej niniejszego artykułu dokonujemy przeglądu prac doświadczalnych, wskazujących na istnienie stanu rezonansowego, w części drugiej natomiast porównujemy przewidywania kilku teorii silnych oddziaływań, dotyczące rezonansu $\pi-\Lambda$, z tymi cechami charakterystycznymi rezonansu, które mogą być uzyskane obecnie na podstawie przeprowadzonych doświadczeń.

Dane doświadczalne wskazujące na istnienie stanu rezonansowego $\pi-\Lambda$

Pierwsze dane wskazujące na istnienie omawianego rezonansu daje praca Alston i innych [1], w której badano reakcję

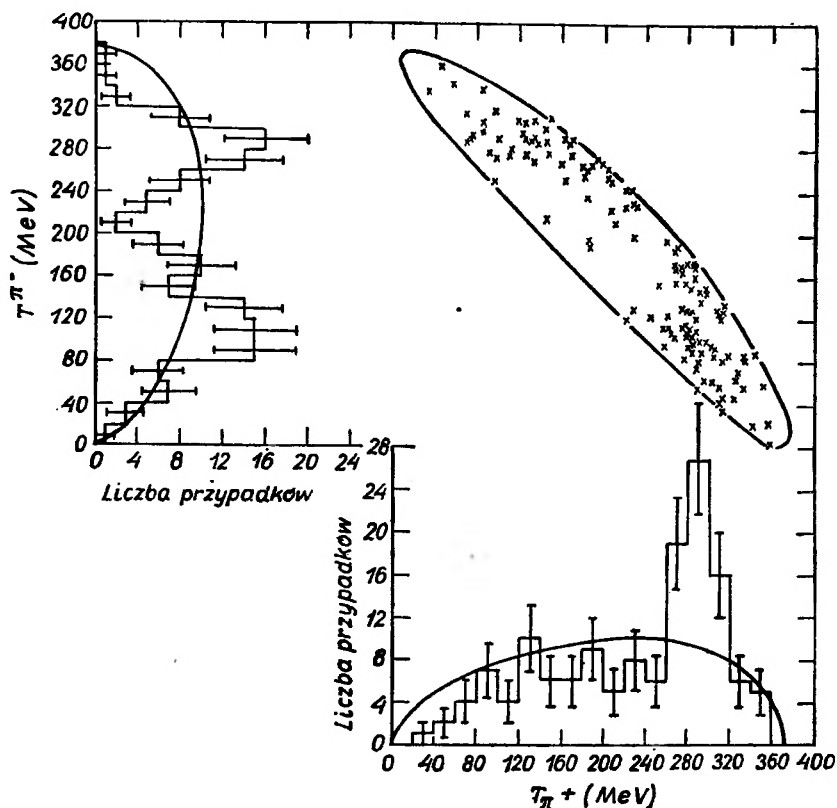


przy energii mezonów K równej 1,15 GeV. Rysunek 1 podaje rozkłady energetyczne mezonów π^+ i π^- pochodzących z tej reakcji, w układzie środka masy K^-p . Każdy punkt w górnej części rysunku odpowiada jednemu przypadkowi badanej reakcji i posiada współrzędne równe odpowiednio energii kinetycznej mezonów π^+ i π^- odpowiadających danemu przypadkowi. Gdyby element macierzowy procesu produkcji nie zależał od energii i istotny byłby tylko czynnik statystyczny określający gęstość stanów w przestrzeni fazowej, punkty na rysunku byłyby rozmieszczone równomiernie wewnątrz zakreślonej krzywej, a rozkład energetyczny mezonów dany byłby przez linie ciągłe na obu wykresach. Tak jednak nie jest i oba wykresy dla π^+ i π^- posiadają cha-

rakterystyczne maksima przy energii 285 MeV. Zgodne to jest z założeniem, że reakcja (1) przebiega w dwóch etapach, w pierwszym jako reakcja quasi-dwucząstkowa



z natychmiastowym rozpadem

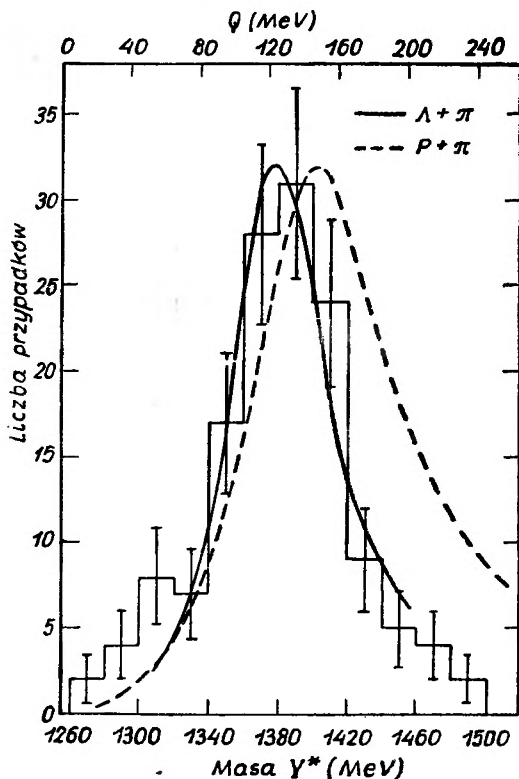


Rys. 1. Rozkłady energetyczne obu pionów z reakcji $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$

Jeśli rozkład masy Y^* ma maksimum w 1380 MeV, to piony z procesu (2) mają maksimum przy 285 MeV, natomiast piony z rozpadu Y^* o masie 1380 MeV mają energię od 58 do 175 MeV (wszystko w układzie środka masy K^-p).

Na każdym z dwu przedstawionych na rysunku 1 wykresów występują mezony π wyprodukowane w reakcji (2), w reakcji (3) oraz nie poprzez kanał rezonansowy. Maksima stają się bardziej widoczne po następującym postępowaniu: normujemy np. na wykresie dla mezonów π^+ krzywą fazową do tła i z wykresu dla mezonów π^- usuwamy wszystkie punkty odpowiadające tym zdarzeniom (1), dla których energia π^+ jest ponad krzywą fazową; na zmienionym w ten sposób wykresie dla π^- normujemy krzywą fazową do tła i z wykresu dla π^+ usuwamy wszystkie punkty odpowiadające zdarzeniom (1),

w których energia π^- jest ponad krzywą fazową. Po powtórzeniu tego postępowania kilkakrotnie na obu wykresach pozostaną tylko punkty odpowiadające bezpośredniej produkcji oraz reakcji (2) i można stwierdzić, że blisko 75% reakcji przebiega przez kanał rezonansowy. Po zastosowaniu opisanego wyżej postępowania z wykresu dla π^- znika drugie niskoenergetyczne maksimum, które odpowiada rozpadom $Y^{*0} \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$. Różnicę w pierwotnym wyglądzie obu krzywych można wyjaśnić faktem, że produkowanych jest więcej Y^{*0}



Rys. 2. Rozkład masy Y^* i krzywe dopasowane do rezonansów $\pi\Lambda$ i πp . Dolna skala dotyczy tylko rezonansu $\pi\Lambda$. Q jest energią kinetyczną uzyskiwaną przy rozpadzie odpowiedniego izobaru. Obie krzywe dopasowywano do odpowiednich danych doświadczalnych posługując się wzorem

$$\sigma \sim \lambda^2 \Gamma^2 / [(E - E_0)^2 + 1/4 \Gamma^2],$$

gdzie

$$\Gamma = 2b(a/\lambda)^2 / [1 + (a/\lambda)^2].$$

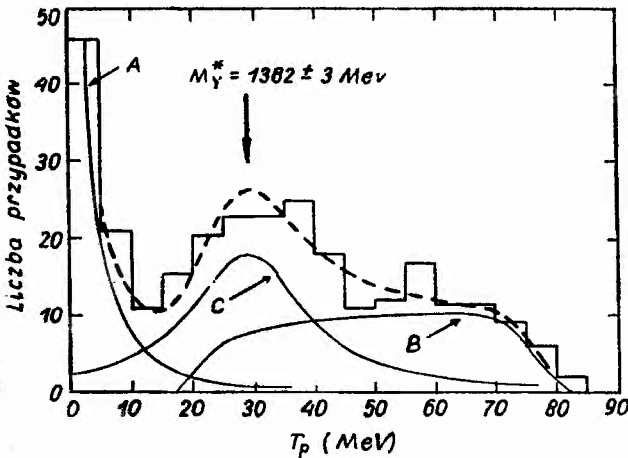
niż Y^{*+} (82/59). Jest to dopuszczalne, gdyż, jak wynika z szybkiego rozpadu (3), Y^* posiada spin izotopowy 1 i może z produkowanym wraz z nim mezonem π tworzyć w szczególności stany o spinie izotopowym 0 i 1, których mieszkanką jest stan wyjściowy, i stosunek Y^{*0} do Y^{*+} będzie zależał od stosunku dwóch amplitud spinu izotopowego.

Przy założeniu że reakcja (1) przebiega poprzez stadia (2) i (3) wyliczono z rozkładu energetycznego mezonów π rozkład masy Y^* ; dany jest on na rysunku 2 (dalsze szczegóły rysunku zostaną wyjaśnione później). Prace nad reakcją (1) przeprowadzone w innym ośrodku [2] oraz analiza reakcji



podana w [3], potwierdziły występowanie Y^* , przy czym z danych [3] wynika istnienie również Y^{*0} .

Zauważmy, że interpretacja uzyskanych wyników poprzez założenie występowania w stanie pośrednim wzbudzonego hiperonu nie jest jedyną, gdyż w stanie końcowym zarówno reakcji (1), jak i (4) występują dwa mezony π , których silne oddziaływanie może powodować występowanie maksimum; mogą również interweniować inne elementy charakterystyczne tylko dla reakcji (1) i (4). Dlatego szczególnie ważna jest przeprowadzona przez Dahla i innych [4] analiza reakcji



Rys. 3. Rozkład energetyczny protonów z reakcji $K^- + d \rightarrow \Lambda + \pi^- + p$ A) bezpośrednia produkcja, B) konwersja $\Sigma^- \rightarrow \Lambda$, C) przypadki rezonansowe (założona szerokość poławkowa ± 20 MeV)

Jeżeli proces produkcji przebiega częściowo poprzez utworzenie w stanie pośrednim Y^{*-} o własnościach podanych w [1] i [2], to rozkład energii kinetycznej protonów w układzie laboratoryjnym powinien mieć maksimum przy 30,5 MeV. Rys. 3 wskazuje na istnienie takiego maksimum, przy czym zgodność z całkowitym rozkładem energetycznym otrzymuje się założywszy produkcję poprzez 3 procesy: a) bezpośrednią produkcję $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$, przy czym proton spoczywa, a pewne poprawki otrzymuje się uwzględnivszy jego oddziaływanie z Λ , b) konwersję $\Sigma^- \rightarrow \Lambda$, K^- oddziaływa z jednym nukleonem $K^- + N \rightarrow \Sigma + \pi^-$, a wyprodukowana Σ oddziaływa z drugim $\Sigma + N \rightarrow \Lambda + p$, c) występowanie w stanie pośrednim Y^* o masie 1382 ± 3 MeV i szerokości poławkowej ± 20 MeV (dane przyjęto na podstawie [1] i [2]). W cytowanych pracach próbowano również wyznaczyć zwykły spin, jednak przy obecnej statystyce wartości 1/2 i 3/2 są równie prawdopodobne.

Ponieważ Y^* może być uważany za izobar hiperonowy, odpowiada on rezonansowi w rozpraszaniu pion-hiperon. W otoczeniu rezonansu przekrój czynny na rozpraszanie $\pi - \Lambda$ powinien być proporcjonalny do rozkładu masy Y^* i poprzez ten rozkład może być porównywany z przekrojami czynnymi na inne reakcje. Na rysunku 2 dokonano tego porównania z przekrojem czynnym na rozpraszanie πp w pobliżu pierwszego rezonansu, dopasowując rezultaty do wzoru na przekrój czynny Gell-Manna i Watsona

$$\sigma \sim k^2 \Gamma^2 / [(E - E_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2] \quad \Gamma = 2b(a/k)^3 / [1 + (a/k)^2].$$

Linia ciągła na rys. 2 przedstawia dopasowanie dla $\Lambda + \pi$, linia przerywana — rezultaty dla πp , nie odnoszące się do dolnej skali. Porównanie odpowiednich parametrów znajduje się w poniższej tabelce, przy czym wartość a dla $\pi - \Lambda$ przyjęto arbitralnie

Parametr	$\pi - p$	$\pi - \Lambda$
Promień oddziaływania a w jednostkach $\hbar/m_{\pi}c$	0,88	1
Szerokość zredukowana b w MeV	58	33,4
Energia rezonansu E_0 w MeV	159	129,3
Pełna szerokość w połowie maksimum w MeV	100	64
Czas życia w sek.	—	10^{-23}

Warto zaznaczyć, że nowsze prace [2] i [3] dają mniejszą wartość na szerokość rezonansu.

Istnieje szereg czynników, które nie pozwalają traktować podanych tu parametrów zbyt poważnie, jednakże ogólne podobieństwo do słynnego rezonansu ($3/2 \ 3/2$) w rozpraszaniu $\pi - N$ jest godne uwagi, tak że rezonans $\pi - \Lambda$ mógłby być jego odpowiednikiem przy założeniu globalnej symetrii w oddziaływaniach π -barion. W ogólności występowanie tego rezonansu może być dobrym sprawdzianem dla różnych teorii silnych oddziaływań. Przewidywania tych teorii dotyczące występowania rezonansów pion-hiperon podamy w drugiej części artykułu. Oprócz rezonansu $\pi - \Lambda$ mogą występować analogiczne rezonanse; nie zostały one dotychczas zbadane, jednak w części teoretycznej będziemy rozważać ogólnie przypadek rezonansu pion-hiperon. Dobra teoria obok właściwych wartości spinu, spinu izotopowego czy energii rezonansu powinna dawać jeszcze odpowiedni stosunek prawdopodobieństw rozpadu Y^* na $\pi - \Lambda$ i $\pi - \Sigma$. Duża ilość koniecznych do wyznaczenia parametrów powoduje, że rezonanse stanowiąc będą dobry test dla poszczególnych teorii silnych oddziaływań.

Występowanie rezonansów pion-hiperon w poszczególnych teoriach silnych oddziaływań

Omówimy na podstawie pracy [5] przewidywania globalnej i ograniczonej symetrii. W tych przypadkach hiperony Λ i Σ posiadające zwykły spin izotopowy odpowiednio 0 i 1 mogą być opisywane przez dublety Y i Z

$$Y = \begin{pmatrix} -\Sigma^+ \\ Y^0 \end{pmatrix} \quad Z = \begin{pmatrix} Z^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix},$$

gdzie

$$Y^0 = \frac{\Lambda - \Sigma^0}{\sqrt{2}} \quad \text{i} \quad Z^0 = \frac{\Lambda + \Sigma^0}{\sqrt{2}}.$$

Wprowadza się pojęcie spinu izotopowego globalnej symetrii „ i “, $i = 1/2$ dla wszystkich barionów

$$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} -\Sigma^+ \\ Y^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} Z^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix}$$

oraz $i = 1$ dla mezonów π . Z wyjątkiem dubletów Y i Z spin i pokrywa się ze zwykłym spinem izotopowym I .

Stany πY i πZ mogą być opisywane przez funkcje własne spinu i

$$|\frac{1}{2}i_3\rangle_Y, \quad |\frac{1}{2}i_3\rangle_Z \quad \text{oraz} \quad |\frac{3}{2}i_3\rangle_Y, \quad |\frac{3}{2}i_3\rangle_Z \quad (6)$$

odpowiadające wartościom własnym $i = \frac{1}{2}$ oraz $i = \frac{3}{2}$. Funkcje te można zbudować z dubletów Y i Z oraz z pola π w sposób zupełnie analogiczny do tego, w jaki tworzy się funkcje falowe dla stanów πN o wartościach $i = I = \frac{1}{2}$ lub $\frac{3}{2}$. Funkcje falowe (6) są kombinacjami liniowymi $|\pi A\rangle$ i $|\pi Z\rangle$, te z kolei mogą być wyrażone przez kombinacje liniowe stanów o określonej wartości zwykłego spinu izotopowego

$$|II_3\rangle_A, \quad |II_3\rangle_Z \quad (I = 0, 1, 2).$$

Dla celów późniejszych potrzebne są funkcje falowe:

$$|i; II_3\rangle$$

będące równocześnie funkcjami własnymi i oraz I . Takie funkcje własne można otrzymać przez odpowiednie kombinacje liniowe funkcji (6). Przykłady dla różnych wartości I_3 podane są niżej:

$$\begin{aligned} |\frac{1}{2}; 00\rangle &= 1/\sqrt{2} (|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle_Y + |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle_Z) \\ |\frac{1}{2}; 11\rangle &= |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle_Y \\ |\frac{3}{2}; 11\rangle &= \frac{1}{2} (|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\rangle_Y + \sqrt{3} |\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\rangle_Z) \\ |\frac{3}{2}; 22\rangle &= |\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\rangle_Y \end{aligned} \quad (7)$$

Chcemy obecnie wyrazić $|i; II_3\rangle$ poprzez $|II_3\rangle_A$ i $|II_3\rangle_Z$; zachodzi pewna relacja

$$|i; II_3\rangle = \alpha_{Ii} |II_3\rangle_Z + \beta_{Ii} |II_3\rangle_A,$$

w której α_{Ii} oraz β_{Ii} z uwagi na niezależność ładunkową nie zależą od I_3 , można więc je obliczyć z wzorów (7) dla poszczególnych wartości I_3 ; otrzymuje się:

$$|\frac{1}{2}; 00\rangle = |00\rangle_Z \quad (8)$$

$$|\frac{1}{2}; 1I_3\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |1I_3\rangle_Z + \sqrt{\frac{2}{3}} |1I_3\rangle_A \quad (9)$$

$$|\frac{3}{2}; 1I_3\rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}} |1I_3\rangle_Z + \sqrt{\frac{1}{3}} |1I_3\rangle_A \quad (10)$$

$$|\frac{3}{2}; 2I_3\rangle = |2I_3\rangle_Z. \quad (11)$$

Funkcje własne $i = \frac{1}{2}$ równocześnie mogą być jedynie funkcjami własnymi $I = 1$ oraz $I = 0$, natomiast funkcje własne $i = \frac{3}{2}$ funkcjami własnymi $I = 1$ oraz $I = 2$.

Przydatne będzie jeszcze wyrażenie elementów macierzy S dla rozpraszania pion-hiperon w przedstawieniu I poprzez elementy macierzowe w przedstawieniu i . Korzystając z wzorów (8), (9), (10) i (11) otrzymuje się:

$$\langle \pi \Sigma | S | \pi \Sigma \rangle_{I=2} = S_{3/2} \quad (12)$$

$$\langle \pi \Sigma | S | \pi \Sigma \rangle_{I=1} = \frac{1}{3} S_{3/2} + \frac{2}{3} S_{1/2} \quad (13)$$

$$\langle \pi \Sigma | S | \pi \Lambda \rangle_{I=1} = -\sqrt{2}/3 S_{3/2} + \sqrt{2}/3 S_{1/2} \quad (14)$$

$$\langle \pi \Lambda | S | \pi \Lambda \rangle_{I=1} = \frac{2}{3} S_{3/2} + \frac{1}{3} S_{1/2} \quad (15)$$

$$\langle \pi \Sigma | S | \pi \Sigma \rangle_{I=0} = S_{1/2}, \quad (16)$$

gdzie

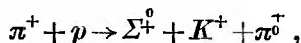
$$S_i = \langle i I I_3 | S | i I I_3 \rangle = {}_Y \langle i i_3 | S | i i_3 \rangle_Y = {}_Z \langle i i_3 | S | i i_3 \rangle_Z$$

nie zależy zarówno od I_3 , jak I .

Jeśli teraz w ramach globalnej lub ograniczonej symetrii rozpatrujemy rezonans Y^* o spinie izotopowym 1, to może on być opisywany przez funkcję $|\frac{1}{2}; 1I_3\rangle$ lub $|\frac{3}{2}; 1I_3\rangle$; znaczy to, że funkcje $\pi-\Lambda$ i $\pi-\Sigma$ odpowiadające rozpadowi Y^* mogą pojawiać się albo w kombinacji (9), albo (10); wyznacza to *branching ratio* ($\Lambda+\pi$) do ($\Sigma+\pi$). Należy rozróżnić dwa przypadki:

A) Globalna symetria

W tym przypadku dla stałych sprzężenia g_1, g_2, g_3, g_4 odpowiadających $NN\pi, \Sigma\Lambda\pi, \Sigma\Sigma\pi$ oraz $\Xi\Xi\pi$ zachodzi $g_1 = g_2 = g_3 = g_4$. W tym przypadku istnieje pełna symetria między wprowadzonymi dubletami barionowymi i rezonans pion-hiperon musi być odpowiednikiem rezonansu ($\frac{3}{2} \frac{3}{2}$) dla rozpraszania πN , tzn. musi wystąpić w stanie $i = \frac{3}{2}$ oraz całkowitym momencie pędu $J = \frac{3}{2}$; oznacza to, że rezonans odpowiada kombinacji (10). Z wzoru (12) widać, że jeżeli rezonans występuje w stanie $i = \frac{3}{2}$, to powinno się wykryć jeszcze jeden rezonans o zwykłym spinie izotopowym $I = 2$. Jeśli globalna symetria jest ściśle spełniona, to oba rezonanse $I = 1$ oraz $I = 2$ powinny się z sobą pokrywać, jednakże jeśli przyjmiemy, że występują pewne oddziaływania zakłócające globalną symetrię, odpowiedzialne np. za różnicę mas Σ i Λ , oraz że powodują podobne zmiany w położeniu rezonansów, to dla izobaru Y^{**} odpowiadającego rezonansowi o spinie izotopowym $I = 2$ otrzymamy masę równą w przybliżeniu 1500 MeV. Ponieważ izobar o spinie izotopowym $I = 2$ nie może się rozpaść na Λ i π , więc w doświadczeniach opisanych w części pierwszej Y^{**} nie mógł zostać wykryty, można natomiast stwierdzić jego istnienie badając reakcję



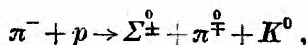
która może przebiegać zarówno przez utworzenie w stanie pośrednim Y^* jak i Y^{**} . Występowanie Y^{**} może być stwierdzone przez wykrycie odpowiedniego maksimum w widmie energetycznym mezonów K^+ (tak więc w doświadczeniu tym istnieje możliwość zaobserwowania dwóch maksimumów).

B) Ograniczona symetria

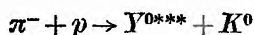
W tym przypadku zakładamy, że stałe sprzężenia odpowiadające $\Sigma\Sigma\pi$ oraz $\Sigma\Lambda\pi$ nie są sobie równe, $g_2 \neq g_3$. Obecnie nie mamy prawa twierdzić, że rezonans pion-hiperon odpowiada wartości $i = \frac{3}{2}$. Możliwe są dwa przypadki:

1) Albo rezonans w stanie $I = 1$ odpowiada $i = \frac{3}{2}$, wtedy dyskusja jest taka sama jak w przypadku globalnej symetrii i wystąpi drugi rezonans o $I = 2$.

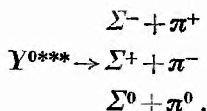
2) Albo rezonans $I = 1$ odpowiada $i = \frac{1}{2}$, wtedy przy badaniu *branching ratio* dla Y^* należy wziąć pod uwagę kombinację funkcji falowych (9). Z wzoru (16) widać, że w tym przypadku wystąpi jeszcze drugi rezonans w stanie izotopowym $I = 0$. Występowanie izobaru Y^{***} odpowiadającego temu rezonansowi można by stwierdzić badając reakcję



która może przebiegać przez kanał rezonansowy



z natychmiastowym rozpadem



Oczywiście możliwe są przypadki bardziej skomplikowane i w ramach ograniczonej symetrii wystąpią wszystkie trzy rezonanse $I = 0, 1, 2$. Teoria ograniczonej symetrii nie narzuca ograniczeń wartości zwykłego spinu rezonansów.

Na podstawie powyższych uwag możemy stwierdzić, że wykrycie rezonansu $I = 2$ nie musi świadczyć o zachodzeniu globalnej symetrii, natomiast wykrycie rezonansu $I = 0$ dowiedzie jej niespełniania; takim dowodem będzie również stwierdzenie, że zwykły spin rezonansów jest różny niż $\frac{3}{2}$.

Rozważania globalnej i ograniczonej symetrii bez wprowadzenia dodatkowych założeń upraszczających mogą dostarczyć jedynie jakościowych informacji na temat omawianych rezonansów; bardziej szczegółowe przewidywania dotyczące takich cech charakterystycznych jak energia rezonansu czy jego szerokość połówkowa można otrzymać na gruncie tzw. teorii sztywnego źródła. Podamy tu na podstawie [7] i [8] przewidywania tej teorii dotyczące rezonansów w rozpraszaniu pion-hiperon.

Teoria sztywnego źródła

Teoria sztywnego źródła opisująca rozpraszanie pion-hiperon zbudowana jest analogicznie do teorii Chew i Lova, opisującej rozpraszanie pion-nukleon, która ma duże sukcesy w opisanu niskoenergetycznego rozpraszania πN . Podobnie jak w przypadku nukleonu rozpatruje się nieruchomy hiperon, który może być albo cząstką Λ albo Σ , posiadający określoną rozciągłość przestrzenną $\rho(x)$ i oddziaływający z polem mezonowym π i K , które rozpatruje się w przybliżeniu jednomezonowym. Problem rozpraszania pion-hiperon w tym modelu może być ściśle rozwiązany, jeżeli przyjmiemy, że w stanach pośrednich uwzględniamy tylko występowanie pojedynczego hiperonu lub hiperonu wraz z mezonem π ; zaniedbanie stanu $\bar{K}N$ motywuje się tym, że proces $\Lambda(\Sigma) + \pi \rightarrow \bar{K} + N$ posiada próg energetyczny tego samego rzędu co proces produkcji

dotatkowego pionu, który zaniedbujemy już dokonując przybliżenia jedno-mezonowego.

Otrzymane fazy zależą od dwóch znormalizowanych stałych sprzężenia f_A i f_X , energii obcięcia Ω , która pochodzi stąd, że dla transformaty fourierowskiej funkcji $\rho(x)$ zakłada się postać funkcji schodkowej z parametrem obcięcia odpowiadającym energii Ω , oraz od wprowadzonej fenomenologicznie różnicy mas Σ i Λ , oznaczanej przez Δ . Zależność od stałych f_A i f_X można wyrazić poprzez parametr $\delta = (f_A^2 - f_X^2)/(f_A^2 + f_X^2)$. W chwili obecnej nie wiadomo o stosunku stałych f_A i f_X ; w [8] najdokładniej dyskutuje się położenie rezonansów dla $\delta \sim 0,3$. Dla tej wartości model przewiduje dwa stany rezonansowe o całkowitym momencie pędu $J = \frac{3}{2}$ oraz spinie izotopowym $I = 1, 2$. Całkowite energie obu rezonansów dane są przez wzory:

$$\begin{aligned} E_r^1 &= m_\Lambda + \Omega - \frac{1}{2}\Delta - \frac{5}{6}\delta \cdot \Delta \\ E_r^2 &= m_\Lambda + \Omega + \frac{3}{2}\Delta + \frac{1}{2}\delta \cdot \Delta \\ \Delta &= m_\Sigma - m_\Lambda = 80 \text{ MeV} . \end{aligned} \quad (17)$$

Szerokości połówkowe dane są przez wyrażenia:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \frac{4}{3} f_Y^2 \bar{q}^3 0,72(1 + 0,66\delta) \\ \Gamma_2 &= \frac{4}{3} f_Y^2 q^3 (1 + 0,15\delta) , \end{aligned}$$

gdzie $f_Y^2 = \frac{1}{2}(f_A^2 + f_X^2)$, a \bar{q} i q są pędami pionów odpowiednio w układzie środka masy dla $\pi\Lambda$ ($I = 1$) oraz $\pi\Sigma$ ($I = 2$) przy energii rezonansu.

Rozwiązania w modelu sztywnego źródła pozwalają również na obliczenie *branching ratio*; otrzymuje się:

$$R = (Y^* \rightarrow \pi\Sigma)/(Y^* \rightarrow \pi\Lambda) \sim \frac{1}{2}(0, 1)/(1 + \delta)^2 .$$

Zależność od δ we wzorach (17) jest słaba, jeżeli położyć w oparciu o sugestie globalnej symetrii $\Omega = 290 \text{ MeV}$, tak jak w przypadku πN otrzyma się $E_r^1 = 1365 \text{ MeV}$, a więc w dobrej zgodności z przedstawionymi w części pierwszej wynikami dla $\pi\Lambda$. Na odległość między dwoma rezonansami otrzymuje się

$$E_r^2 - E_r^1 = 2\Delta + \frac{4}{3}\delta \cdot \Delta = (160 + 105\delta) \text{ MeV} .$$

Podobnie jak w przypadku globalnej symetrii interesujące byłoby przestudiowanie odpowiedniej reakcji, np. $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^0 + \pi^+$ i porównanie odległości ewentualnych rezonansów.

Jeśli f_A^2 i f_X^2 różnią się znacznie, np. $f_X^2 \sim 0$, wtedy wystąpią 3 rezonanse dla $J = \frac{3}{2} I = 0, 1, 2$, przy czym rezonanse $I = 0$ i $I = 2$ pokrywają się 240 MeV ponad rezonansem $I = 1$; wystąpi również rezonans $J = \frac{1}{2} I = 1$ mający energię odpowiadającą rezonansom $J = \frac{3}{2} I = 0, 2$. Jeśli f_X^2 wzrasta, to znikają kolejno rezonanse $J = \frac{1}{2} I = 0$ oraz $J = \frac{3}{2} I = 0$.

Wszystkie przedstawione tu wnioski przy założeniu małego δ są albo w zgodzie z danymi doświadczalnymi, albo mogą zostać w przyszłości sprawdzone.

Dla pełniejszej dyskusji korzystne byłoby uzyskanie wartości f_{Λ}/f_{Σ} z innych źródeł, np. w przyszłości z danych o reakcjach $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ i $\Sigma N \rightarrow \Sigma N$.

Wszystkie podane dotychczas rezultaty otrzymano przy założeniu równej parzystości Σ i Λ , obecnie w CERNie przeprowadza się rachunki na gruncie teorii sztywnego źródła przy przyjęciu przeciwnych parzystości.

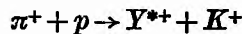
Mimo że model sztywnego źródła zapewnia dobre położenie rezonansów, może to być tylko zgodność przypadkowa, np. Dalitz w [6] uważa, że uwzględnienie kanału $Y + \pi \rightarrow \bar{K} + N$, którego próg przypada na obszar rezonansu, może spowodować jego wyraźne przesunięcie i proponuje w miejsce wszystkich rozważań opartych o symetrię oddziaływań pionów z barionami interpretację stanu rezonansowego pion-hiperon jako stanu związanego $\bar{K}N$ o orbitalnym momencie pędu $l = 0$, przy czym w ramach tego modelu uzyskuje zgodność z wszystkimi istniejącymi dotychczas danymi doświadczalnymi. Jeżeli stany rezonansowe pion-hiperon są po prostu stanami związanymi o $l = 0$, to mogą one występować tylko dla $I = 0$ i $I = 1$ i mają zwykły spin $J = \frac{1}{2}$. Dla wybrania właściwej interpretacji może być więc decydujące ustalenie spinu stanów rezonansowych oraz wykrycie innych niż dotychczas zbadany $\pi\Lambda$, stanów rezonansowych (o $I = 2$).

Występowanie stanów rezonansowych pion-hiperon stanowi nie tylko test dla różnych przewidywań teoretycznych, ale daje również możliwość obliczenia z doświadczeń pewnych wartości dotychczas niedostępnych, np. wyznaczenie względnej parzystości Λ i Σ zaprojektowane w [5]. Krótki opis proponowanego tam doświadczenia podajemy na zakończenie naszego przeglądu.

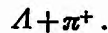
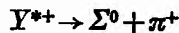
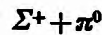
Badając widmo energetyczne mezonów K^+ z reakcji



wyбираemy te przypadki, które odpowiadają następującemu przebiegowi (18)



z natychmiastowym rozpadem



Kierunki K^+ i π^+ padającego wyznaczają płaszczyznę produkcji. Jako oś kwantyzacji przyjmujemy normalną do tej płaszczyzny. Jeśli spin Y^* jest J , jego rzut na oś kwantyzacji M , a W_J^M jest amplitudą prawdopodobieństwa produkcji Y^* w stanie spinowym (J, M) , to funkcje falowe $\pi - \Lambda$ ($\pi - \Sigma$) pochodzące z rozpadu Y^* dane są w jego układzie spoczynkowym przez

$$\psi_J = \sum_M W_J^M a_J \left\{ \sqrt{\frac{J+M}{2J}} \alpha Y_{J-1/2}^{M-1/2}(\Theta, \varphi) + \sqrt{\frac{J-M}{2J}} \beta Y_{J-1/2}^{M+1/2}(\Theta, \varphi) \right\} \quad (19)$$

dla $l = J - \frac{1}{2}$ oraz

$$\psi_J = \sum_M W_J^M b_J \left\{ \sqrt{\frac{J-M+1}{2J+2}} \alpha Y_{J+1/2}^{M-1/2}(\theta, \varphi) - \sqrt{\frac{J+M+1}{2J+2}} \beta Y_{J+1/2}^{M+1/2}(\theta, \varphi) \right\} \quad (20)$$

dla $l = J + \frac{1}{2}$, gdzie l jest orbitalnym momentem pędu produktów rozpadu Y^* , a_J i b_J są amplitudami prawdopodobieństwa dla danego l i danego Λ lub Σ , α i β są dwuskładowymi spinorami dla spinu odpowiednio w górę i w dół. Funkcje falowe stanu końcowego dane są przez kombinacje (19) lub (20) zależnie od l , a tym samym zależnie od względnej parzystości Λ i Σ , gdyż zachodzi

$$\pi(Y^*) = \pi(\Lambda \text{ lub } \Sigma)(-1)^{l+1}. \quad (21)$$

Dla średniej polaryzacji w stanie końcowym $\Lambda(\Sigma) - \pi$ otrzymujemy korzystając z funkcji (19) i (20) ($\langle \sigma_z \rangle$ jest jedyną nie znikającą składową):

$$P_{\Lambda(\Sigma)} = \langle \sigma_z \rangle = \sum_M \frac{M}{J} \frac{|W_J^M|^2}{\sum_{M'} |W_J^{M'}|^2}$$

dla $l = J - \frac{1}{2}$,

$$P_{\Lambda(\Sigma)} = \langle \sigma_z \rangle = \sum_M \left(-\frac{M}{J+1} \right) \frac{|W_J^M|^2}{\sum_{M'} |W_J^{M'}|^2}$$

dla $l = J + \frac{1}{2}$.

Z tych wzorów oraz z (21) widać, że jeśli parzystości Λ i Σ są równe, to występują one w stanach końcowych o tym samym l i $P_\Lambda = P_\Sigma$. Przy przeciwnych parzystościach $P_\Lambda/P_\Sigma < 0$.

Analiza rozpadów $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ i $\Lambda \rightarrow p + \pi^0$ daje jedynie stosunek $\alpha_\Lambda P_\Lambda / \alpha_0 P_{\Sigma^+}$, gdzie α_Λ i α_0 są współczynnikami asymetrii obu rozpadów. Będzie je można uzyskać z innych eksperymentów (w [5] podano również doświadczenia prowadzące do ich wyliczenia w oparciu o założenie istnienia rezonansów) i ustalić znak P_Λ/P_{Σ^+} , a tym samym względną parzystość Λ i Σ .

Literatura

- [1] M. Alston, L. W. Alvarez, P. Eberhard, M. L. Good, W. Graziano, H. Ticho, S. Wojcicki, Phys. Rev. Letters, **5**, 520 (1960).
- [2] M. Ferro-Luzzi, J. Berge, J. Kirz, J. Murray, A. Rosenfeld, M. Watson, Bull. Amer. Phys. Soc., **5**, 509 (1960).
- [3] H. J. Martin, L. B. Leipuner, W. Chinowsky, F. T. Shively, R. K. Adair, Phys. Rev. Letters, **6**, 283 (1961).
- [4] O. I. Dahl, N. Horwitz, D. H. Miller, J. J. Murray, P. G. White, Phys. Rev. Letters, **6**, 142 (1961).
- [5] Ph. Meyer, J. Prentki, Y. Yamaguchi, Nuovo Cimento, **19**, 794 (1961).
- [6] R. H. Dalitz, Phys. Rev. Letters, **6**, 239 (1961).
- [7] D. Amati, A. Stanghellini, B. Vitale, Nuovo Cimento, **13**, 1143 (1959).
- [8] D. Amati, B. Vitale, A. Stanghellini, Phys. Rev. Letters, **5**, 524 (1960).

Alfons Karwski

Katedra Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej
Gdańsk

Momenty dipolowe drobin wzbudzonych

Pomimo że istnieje cały szereg sposobów wyznaczania elektrycznych momentów dipolowych drobin w stanie podstawowym [1], to jednak do 1955 r. nie były znane odpowiednie metody pomiaru momentów dipolowych drobin wzbudzonych. Dopiero w ostatnich latach ukazały się ciekawe prace dotyczące momentów dipolowych drobin wzbudzonych. Lippert [2, 3] i Mataga [4] w nawiązaniu do jakościowych rozważań Förstera [5] opracowali spektroskopową metodę wyznaczania momentów dipolowych drobin wzbudzonych na podstawie zależności liczby falowej maksimum pasm absorpcji i fluorescencji związków fluoryzujących od rodzaju rozpuszczalnika. Natomiast prace Czekałli [6, 7, 8] opisują dwie elektrooptyczne metody: elektrycznej polaryzacji fluorescencji i elektrycznego dichroizmu.

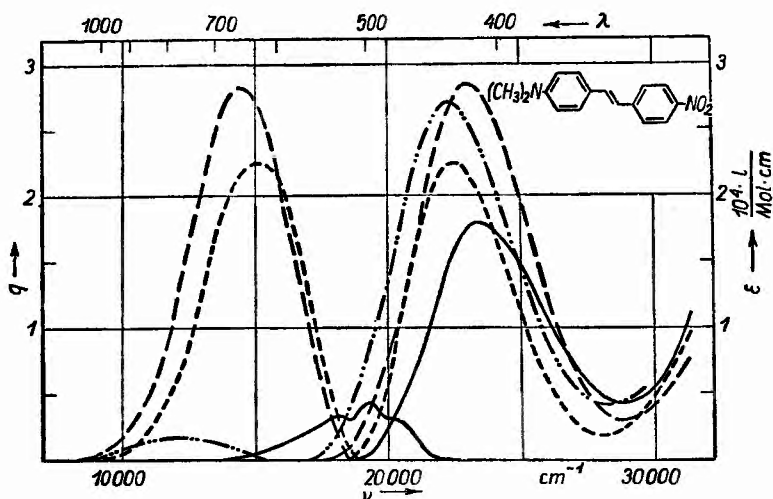
W niniejszym artykule zajmiemy się właśnie zagadnieniem wyznaczania momentów dipolowych drobin wzbudzonych.

1. Spektroskopowa metoda wyznaczania momentów dipolowych drobin wzbudzonych

Lippert [2, 3] zaobserwował dla całego szeregu związków aromatycznych duże przesunięcie maksimum pasm fluorescencji w porównaniu z przesunięciem maksimum absorpcji ze wzrostem polarności rozpuszczalników. Na rys. 1 przedstawiono widma absorpcji i fluorescencji 4-dwumetyloamino-4'-nitrostilbenu (*DNS*) jako funkcję liczby falowej dla różnych polarnych rozpuszczalników. Długofalowe maksimum pasma absorpcji *DNS* w acetonie przesunięte jest względem maksimum pasma absorpcji w cykloheksanie tylko o około $1000 \text{ cm}^{-1} = \text{kK}$, podczas gdy przesunięcie maksimum pasm fluorescencji wynosi około $7,6 \text{ kK}$. Tego rodzaju przesunięcie widm absorpcji i fluorescencji może być wytłumaczone, jeżeli przyjąć, że moment dipolowy drobin w stanie wzbudzonym jest dużo większy od momentu dipolowego w stanie podstawowym.

Jak wiadomo, liczba falowa przejścia elektronowego określona jest przez różnicę energii pomiędzy stanem podstawowym i wzbudzonym drobin. Energia oddziaływania pomiędzy fluoryzującą drobiną i otaczającym dielektrykiem

jest tym większa, im większy jest moment dipolowy dla odpowiedniego stanu energetycznego. Procesy absorpcji i fluorescencji zachodzą w czasie $\sim 10^{-15}$ sek, średni czas życia stanu wzbudzonego drobin jest większy od 10^{-9} sek, tymczasem czasy relaksacji orientacji dipolowej dla przebadanych rozpuszczalników w temperaturze pokojowej leżą w przedziale 10^{-12} — 10^{-10} sek. Absorpcja światła, zgodnie z zasadą Francka-Condon, prowadzi układ do stanu wzu-

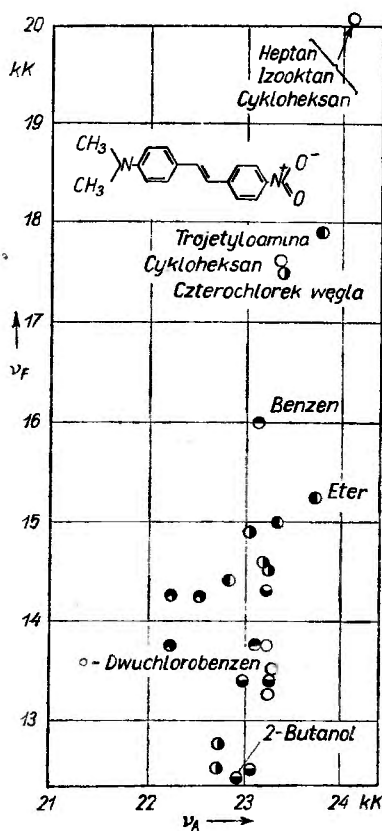


Rys. 1. Widma absorpcji i fluorescencji DNS w różnych rozpuszczalnikach. $C = 2 \cdot 10^{-5}$ mol/l. ——— cykloheksan, - - - - - dwuetyloeter, benzen, - · - · - aceton. $q(\nu)$ jest względną widmową wydajnością kwantową (wg pracy [3])

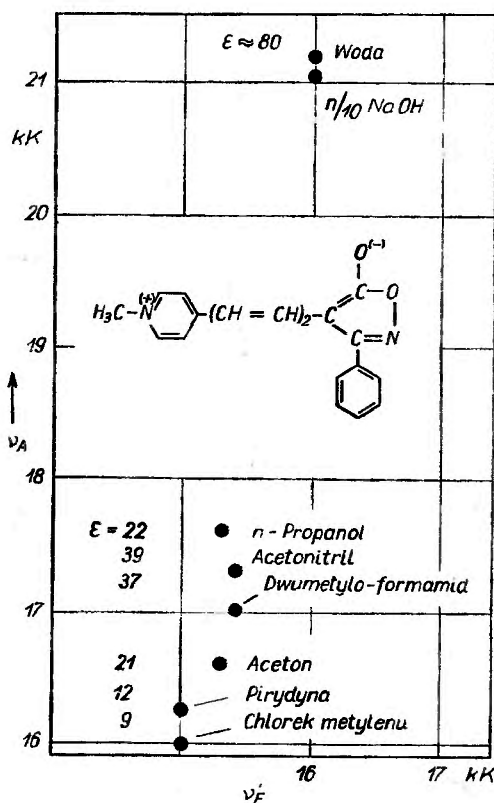
dzzonego, w którym polaryzacja rozpuszczalnika jest taka sama jak w stanie podstawowym. W czasie trwania stanu wzbudzonego drobin fluoryzujących następuje reorientacja drobin rozpuszczalnika. Zanim nastąpi akt emisji ustala się w czasie przebywania drobin w stanie wzbudzone o momencie dipolowym μ_w ponownie jej stan równowagi z otaczającymi drobinami rozpuszczalnika. Fluorescencja nastąpi zgodnie z zasadą Francka-Condon ze wzbudzonego stanu równowagi do stanu podstawowego. Jeżeli poziom podstawowy drobin wskutek jej oddziaływania z drobinami rozpuszczalnika zostanie bardziej obniżony niż wzbudzony, nastąpi wówczas przesunięcie pasma w stronę fal krótkich, w przeciwnym przypadku przesunięcie ku falom dłuższym. A więc gdy moment dipolowy drobin w stanie podstawowym μ_P jest większy od momentu dipolowego drobin w stanie wzbudzone μ_w , to nastąpi przesunięcie widma absorpcji w stronę niebieską, gdy natomiast $\mu_w \geq \mu_P$ — przesunięcie ku czerwieni.

Wpływ rozpuszczalników na widmowe położenie maksimum absorpcji i fluorescencji DNS pokazano na rys. 2. Na osi rzędnej odłożono liczbę falową ν_F — maksimum pasma fluorescencji, na osi odciętych ν_A — maksimum pasma absorpcji. Podczas gdy maksimum absorpcji DNS leży stale w niebieskim lub fioletowym obszarze widmowym, to maksimum fluorescencji przesuwa

się od obszaru niebiesko-zielonego do bliskiej podczerwieni. Na podstawie rys. 3 widzimy natomiast, że maksimum absorpcji ν_A dla γ -[4-(5-oksy-3-fenylizoksazol)-4 butadienylo]-N-metylopirydinobetaina (XXX) w różnych rozpuszczalnikach przesuwają się w dużym stopniu w stronę fal niebieskich, podobnie jak ν_F dla DNS ku czerwieni. Tymczasem wpływ rozpuszczalnika na ν_F dla XXX jest podobnie mały jak w przypadku ν_A dla DNS.



Rys. 2. Wpływ rozpuszczalnika na widmowe położenie maksimum absorpcji i fluorescencji DNS (wg pracy [3])



Rys. 3. Wpływ rozpuszczalnika na widmowe położenie maksimum absorpcji i fluorescencji XXX (wg pracy [3])

Teoria Lipperta [2, 3] rozpatruje drobinę rozpuszczoną jako kulę o promieniu a , w środku której znajduje się punktowy dipol o momencie μ . Rzeczywisty kształt drobin, jak też rozkład ładunku uwzględnia się przez odpowiedni dobór promienia oddziaływania a . Dielektryczne zachowanie się rozpuszczalnika otaczającego drobinę luminescującą opisane jest za pomocą stałej dielektrycznej ϵ i współczynnika załamania środowiska n .

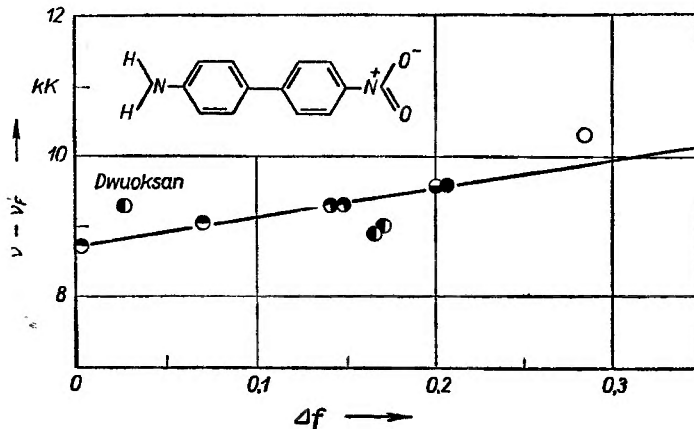
Okazuje się, że ten uproszczony model opisuje w zadowalający sposób wpływ rozpuszczalnika na różnicę liczb falowych maksimum pasm absorpcji

i fluorescencji, $\nu_A - \nu_F$, i pozwala obliczyć moment dipolowy drobiny w stanie wzbudzonym.

Jeżeli moment dipolowy zmieni się od μ_P do μ_W wskutek optycznego wzbudzenia drobiny, przy przejściu ze stanu podstawowego do najniższego wzbudzonego stanu singletowego, to na podstawie Lipperta [2, 3] i Matagi [4] otrzymuje się dla polarnych związków fluoryzujących w polarnych rozpuszczalnikach następujące wyrażenie:

$$\nu_A - \nu_F = \frac{2(\mu_W - \mu_P)^2}{hca^3} \Delta f + \text{const} + \text{mniejsze wyrazy} \quad (1)$$

dzie



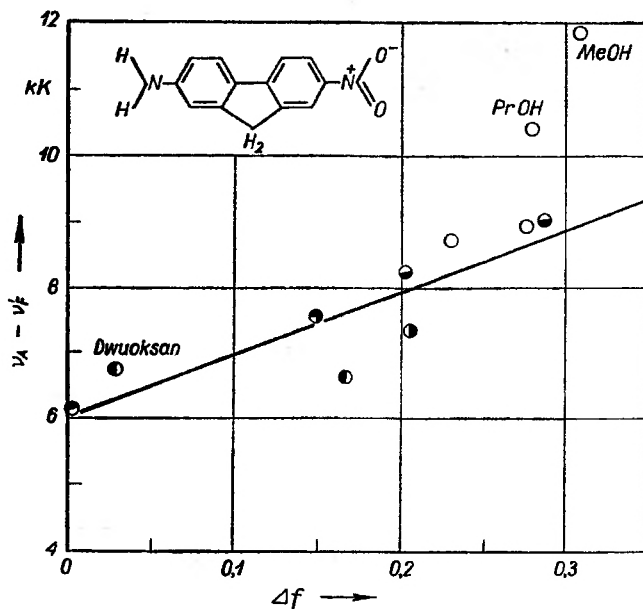
Rys. 4. Różnica liczb falowych pomiędzy maksimami absorpcji i fluorescencji $\Delta \nu$ jako funkcja Δf (wg pracy [3])

$$\Delta f = \left(\frac{\varepsilon - 1}{2\varepsilon + 1} - \frac{n^2 - 1}{2n^2 + 1} \right) \quad (2)$$

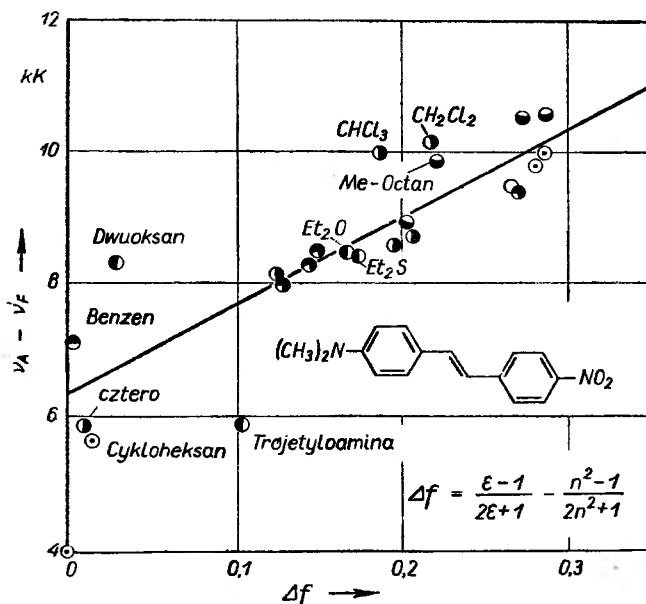
h — stała Plancka, c — prędkość światła w próżni. We wzorze (1) const jest wyrażeniem niezależnym od rodzaju rozpuszczalnika, natomiast „mniejsze wyrazy“ zależą od ε , n i λ . Z nachylenia prostej $\Delta \nu = \nu_A - \nu_F = m \Delta f + b$ można więc wyznaczyć moment dipolowy drobiny wzbudzonej

$$\mu_W = \mu_P \pm \sqrt{\frac{1}{2} h c m a^3} \quad (3)$$

Równanie (1) jest najlepiej spełnione dla silnie polarnych związków fluoryzujących w słabo polarnych rozpuszczalnikach. W niepolarnych rozpuszczalnikach, dla których $\varepsilon \approx n^2$, „mniejsze wyrazy“ zyskują na wadze. Natomiast dla silnie polarnych rozpuszczalników założenia teorii są niewystarczające. Do słabych stron teorii należy chociażby to, że przyjęto kulisty kształt drobin z punktowym dipolem w środku kuli, że polaryzowalność drobin rozpuszczalnika jest izotropowa, oraz że opis dielektrycznej polaryzacji rozpuszczalnika w otoczeniu rozpuszczonej drobiny dany jest przez teorię Onsagera.



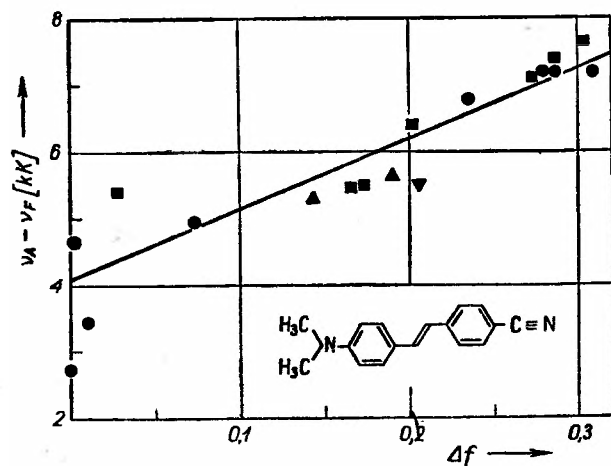
Rys. 5. Różnica liczb falowych pomiędzy maksimami absorpcji i fluorescencji ANF jako funkcja Δf (wg pracy [3])



Rys. 6. Różnica liczb falowych pomiędzy maksimami absorpcji i fluorescencji DNS jako funkcja Δf (wg pracy [3])

Celem sprawdzenia liniowości równania (1) opisującego zależność pomiędzy $\nu_A - \nu_F$ i czynnikiem opisującym polaryzację orientacji Δf , z przyczyn czysto doświadczalnych najlepiej nadają się związki aromatyczne, wykazujące inten-

sywną fluorescencję w widzialnym obszarze widma. Na rys. 4—7 podano wyniki pomiarów Lipperta [2, 3]. Widzimy, że większość zmierzonych wartości leży w granicach błędów doświadczalnych i rozrzuciona jest o mniej więcej $\pm 0,5$ kK wokół prostej teoretycznej (1). Niektóre z tych punktów wykazują jednakże duże odchylenie od wartości teoretycznych. Największy rozrzut punktów doświadczalnych zachodzi dla niepolarnych rozpuszczalników, natomiast dla słabo polarnych rozpuszczalników punkty zmierzone spełniają równanie (1) najlepiej. Tablica I zawiera wartości liczbowe m nachylenia prostych przedstawionych na rys. 4—7 oraz momenty dipolowe drobin wzbudzonych obliczone za pomocą wzoru (3).



Rys. 7. Różnica liczb falowych pomiędzy maksimami absorpcji i fluorescencji DCS jako funkcja Δf (wg pracy [2])

Tablica I

	Związek	m (kK)	a (Å)	Momenty dipolowe w debey'ach	
				μ_P	μ_W
AND		4,2	7	6,4	18
ANF		9,5	7	7	25
DNS		11,0	8	7,6	32
DCS		10,5	8	6,1	29

2. Metoda elektrycznej polaryzacji fluorescencji

Pomiary stopnia polaryzacji światła fluorescencji roztworu ¹ umieszczonego w silnym polu elektrycznym pozwalają także wyznaczyć momenty dipolowe drobin wzbudzonych [6]. Przyłożone do fluoryzującego roztworu zewnętrzne pole elektryczne powoduje częściową orientację rozpuszczonych drobin dipolowych i w ten sposób wpływa na stopień polaryzacji światła fluorescencji. Oczywiście wielkość efektu orientacji drobin dipolowych wyznaczona jest przez czynnik Boltzmanna $\exp \mu E_i / kT$, gdzie μ — moment dipolowy drobin, E_i — natężenie wewnętrznego pola elektrycznego, k — stała Boltzmanna, T — temperatura bezwzględna. Jeżeli dielektryczny czas relaksacji wzbudzonych drobin jest znacznie krótszy od średniego czasu życia, to po zejściu absorpcji światła ustali się nowy stan równowagi statystycznej drobin wzbudzonych, którym odpowiada moment dipolowy μ_w . Okazuje się, że powyższy warunek będzie spełniony, gdy stosunek średniego czasu życia do czasu relaksacji drobin wzbudzonych τ_F / τ_e , jest większy od 3. Stosunek τ_F / τ_e może być wyznaczony na podstawie depolaryzacji rotacyjnej. Na podstawie teorii Perrina [9] wynika następujące wyrażenie na stopień polaryzacji światła fluorescencji dla roztworu o lepkości η :

$$\frac{1}{P} - \frac{1}{3} = \left(\frac{1}{P_\infty} - \frac{1}{3} \right) \left(1 + \frac{RT\tau_F}{s\eta V} \right), \quad (4)$$

gdzie P_∞ — oznacza stopień polaryzacji dla nieskończenie dużej lepkości rozpuszczalnika, V — objętość molowa, R — stałą gazową, s — bezwymiarowy współczynnik uwzględniający odchyłki kształtu drobin od postaci kulistej. Zgodnie z teorią Debye'a dielektryczny czas relaksacji może być obliczony na podstawie wzoru:

$$\tau_e = \frac{s4\pi\eta r^3}{kT} = \frac{s3\eta V}{RT} \quad (5)$$

(r — promień drobin).

Ponieważ współczynniki s występujące w równaniach (4) i (5) są w przybliżeniu równe, otrzymamy więc

$$\frac{\tau_F}{\tau_e} = \frac{P_\infty - P}{P(3 - P_\infty)}. \quad (6)$$

Celem oszacowania wielkości τ_F / τ_e należy zmierzyć stopnie polaryzacji ² P_∞ i P . Mierząc średni czas życia τ_F za pomocą fluorometru ³ można także wyznaczyć dielektryczny czas relaksacji τ_e drobin wzbudzonych.

¹ Zagadnienie polaryzacji światła fluorescencji roztworów zostało niedawno obszernie omówione w artykule: A. Kawski, *Postępy Fizyki*, **12**, 443—466 (1961).

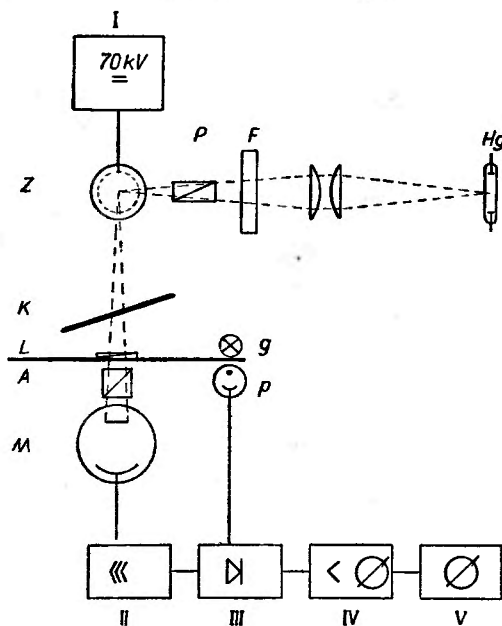
² Metody pomiaru stopni polaryzacji roztworów fluoryzujących są omówione w artykule: A. Kawski, *Postępy Fizyki*, **11**, 503—519 (1960).

³ Różnego rodzaju fluorometry zostały opisane w artykule: R. Bauer i M. Rozwadowski, *Postępy Fizyki*, **11**, 379—404 (1960).

Na podstawie prostych rozważań teoretycznych Czekała [6] otrzymał następujące wyrażenie na stopień polaryzacji światła fluorescencji w polu elektrycznym

$$P_E - P_0 = \frac{1}{10} \frac{3 \cos^2 \alpha - 1}{2} \left(\frac{\mu_W}{kT} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon + 2}{3} \right)^2 E^2 \quad (7)$$

gdzie P_E — stopień polaryzacji w polu elektrycznym, P_0 — stopień polaryzacji światła bez pola elektrycznego, α kąt pomiędzy momentem przejścia M (kie-



Rys. 8. Aparatura do pomiaru stopni polaryzacji fotoluminescencji (wg pracy [7])

Hg — wysokociśnieniowa lampa rtęciowa HBO 200,

F — szklany filtr świetlny,

P — polaryzator,

Z — komórka wysokiego napięcia (elektrody leżą powyżej i poniżej płaszczyzny rysunku),

K — kompensator Arago,

L — wirująca półfalówka,

A — analizator

M — fotopowielacz EMI 6256,

g — żarówka } do wytwarzania sy-

p — fotokomórka } gnału sterującego dys-

I — urządzenie wysokiego napięcia,

II — selektywny wzmacniacz niskiej czę-

stotliwości,

III — dyskryminator fazowy,

IV — zerowy woltomierz lampowy,

V — woltomierz samopiszący

runek polaryzacji przejścia elektronowego) i momentem dipolowym μ_W , ε — stała dielektryczna rozpuszczalnika, E — natężenie zewnętrznego pola w jednostkach egs.

W tych przypadkach, dla których zmiana wektora momentu dipolowego $\Delta \vec{\mu} = \vec{\mu}_W - \vec{\mu}_P$ posiada kierunek momentu przejścia M , słuszny jest następujący związek

$$\sin \alpha = \frac{\mu_P}{\mu_W} \sin \gamma \quad (8)$$

γ — kąt pomiędzy momentem dipolowym w stanie podstawowym μ_P i momentem przejścia M .

Na podstawie wzorów (7) i (8) otrzymuje się na moment dipolowy drobin wzbudzonych

$$\mu_W = \sqrt{10 C k^2 T^2 + \frac{3}{2} \mu_P^2 \sin^2 \gamma}, \quad (9)$$

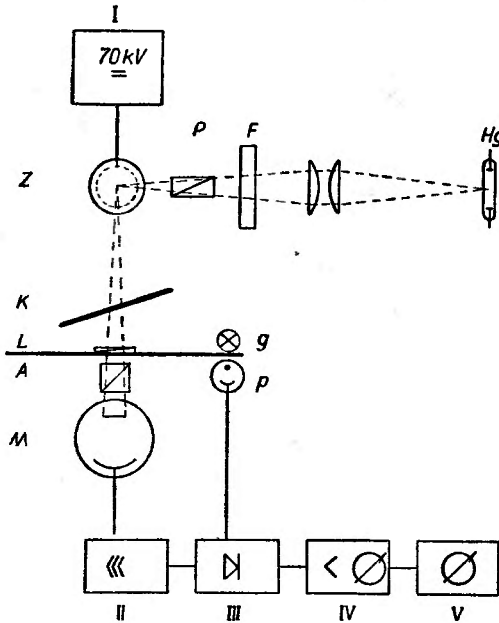
przy czym

$$C = \frac{P_E - P_0}{E^2 \left(\frac{\varepsilon + 2}{3} \right)^2}.$$

Na podstawie prostych rozważań teoretycznych Czekała [6] otrzymał następujące wyrażenie na stopień polaryzacji światła fluorescencji w polu elektrycznym

$$P_E - P_0 = \frac{1}{10} \frac{3 \cos^2 \alpha - 1}{2} \left(\frac{\mu_W}{kT} \right)^2 \left(\frac{\epsilon + 2}{3} \right)^2 E^2 \quad (7)$$

gdzie P_E — stopień polaryzacji w polu elektrycznym, P_0 — stopień polaryzacji światła bez pola elektrycznego, α kąt pomiędzy momentem przejścia M (kie-



Rys. 8. Aparatura do pomiaru stopni polaryzacji fotoluminescencji (wg pracy [7])

Hg — wysokociśnieniowa lampa rtęciowa HBO 200,

F — szklany filtr świetlny,

P — polaryzator,

Z — komórka wysokiego napięcia (elektrody leżą powyżej i poniżej płaszczyzny rysunku),

K — kompensator Arago,

L — wirująca półfalówka,

A — analizator

M — fotopowielacz EMI 6256,

g — żarówka } do wytwarzania sy-

p — fotokomórka } gnału sterującego dys-

skryminator,

I — urządzenie wysokiego napięcia,

II — selektywny wzmacniacz niskiej czę-

stotliwości,

III — dyskryminator fazowy,

IV — zerowy woltomierz lampowy,

V — woltomierz samopiszzący

runek polaryzacji przejścia elektronowego) i momentem dipolowym μ_W , ϵ — stała dielektryczna rozpuszczalnika, E — natężenie zewnętrznego pola w jednostkach egs.

W tych przypadkach, dla których zmiana wektora momentu dipolowego $\Delta \vec{\mu} = \vec{\mu}_W - \vec{\mu}_P$ posiada kierunek momentu przejścia M , słuszny jest następujący związek

$$\sin \alpha = \frac{\mu_P}{\mu_W} \sin \gamma \quad (8)$$

γ — kąt pomiędzy momentem dipolowym w stanie podstawowym μ_P i momentem przejścia M .

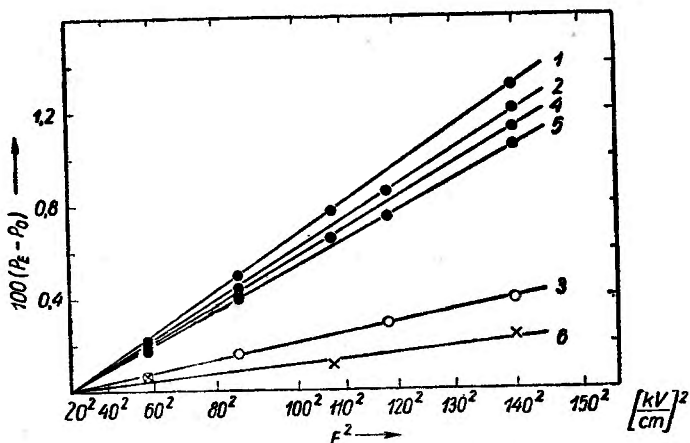
Na podstawie wzorów (7) i (8) otrzymuje się na moment dipolowy drobin wzbudzonych

$$\mu_W = \sqrt{10 C k^2 T^2 + \frac{3}{2} \mu_P^2 \sin^2 \gamma}, \quad (9)$$

przy czym

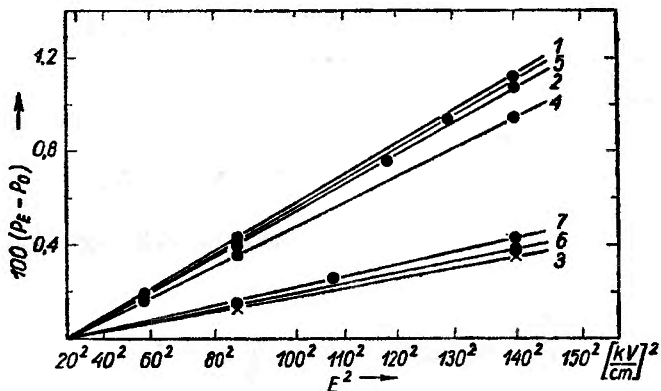
$$C \equiv \frac{P_E - P_0}{E^2 \left(\frac{\epsilon + 2}{3} \right)^2}.$$

Pomiary stopnia polaryzacji światła fluorescencji roztworu, znajdującego się w silnym polu elektrycznym, pozwalają obliczyć za pomocą wzoru (9) moment dipolowy drobin wzbudzonych wtedy, gdy $\tau_F/\tau_s > 3$. Kąt γ wyznacza się na podstawie elektrycznego dichroizmu [10]. Ponieważ zewnętrzne pole elektryczne



Rys. 9. Wyniki pomiarów w benzenie ($t = 20^\circ \text{C}$) (wg pracy [6])

- 1 — dwumetyloamino-nitro-stilben,
- 2 — amino-nitro-stilben,
- 3 — dwumetyloamino-cyjano-stilben,
- 4 — amino-nitro-fluoren,
- 5 — amino-nitro-dwufenyl,
- 6 — amino-cyjano-dwufenyl



Rys. 10. Wyniki pomiarów w dwuoksanie ($t = 20^\circ \text{C}$) (wg pracy [6]) 1, 2, 3, 4, 5, 6 — podobnie jak na rys. 9; 7 — p-dwumetyloamino-benzonitril

$\sim 100 \text{ kV/cm}$ powoduje mały efekt orientacji drobin, wymagana jest więc bardzo czuła aparatura pomiarowa, pozwalająca na stwierdzenie wpływu pola na wartość stopnia polaryzacji światła fluorescencji. Na rys. 8 przedstawiono aparaturę zastosowaną przez Czekallę do pomiaru stopni polaryzacji fotoluminescencji. Maksymalne natężenie zewnętrznego pola wynosiło mniej więcej 150 kV/cm , dokładność pomiaru stopni polaryzacji 10^{-4} . Z pomocą tego urzą-

dzenia można więc zmierzyć stopień polaryzacji 10^{-3} z wystarczającą dokładnością. W związku z tym dolna granica mierzalnych jeszcze momentów dipolowych μ_W leży przy około 6 debye'ach. Na podstawie teorii (wzór 7) wynika, że stopień polaryzacji P_E jest proporcjonalny do E^2 . Na rys. 9 i 10 przedstawiono wyniki pomiarów Czekałli dla kilku związków fluoryzujących w dwóch różnych rozpuszczalnikach. Jak widać, zgodność wyników doświadczalnych z przewidywaniami teorii jest nadzwyczaj dobra. W tabelicy II zestawiono wartości liczbowe τ_F/τ_s i μ_W obliczone na podstawie wzorów (6) i (9).

Tabela II

	Związek	P_∞ (4)	Rozpuszczalnik	100 P	$\frac{\tau_F}{\tau_s}$ (równ. 6)	$\mu_W \cdot 10^{18}$ (równ. 9)
1	4-dwumetyloamino-4'-nitrostilben	45	n-heksan	3,4	4,8	23,7
			CCl_4	3,2	5,1	21,9
			benzen	1,7	10,0	21,9
			dwuoksan	2,9	5,7	20,7
2	4-amino-4'-nitrostilben	45	benzen	1,6	10,6	21,0
			dwuoksan	3,2	5,1	20,1
3	4-dwumetyloamino-4'-cyjano-stilben	42	benzen	21,7	0,36	≥ 12
			dwuoksan	22,6	0,33	$\geq 11,5$
4	2-amino-7-nitro-fluoren	45	benzen	1,4	12,0	20,3
			dwuoksan	2,3	7,3	19,0
5	4-amino-4-nitro-dwufenyl	46	benzen	4,55	3,6	19,7
			dwuoksan	1,8	9,7	20,5
6	4-amino-4'-cyjano-dwufenyl	43	benzen	3,3	4,7	9,0
			dwuoksan	5,9	2,5	12,1
7	p-dwumetyloamino-benzo-nitril	około	dwuoksan *	0,3	około	12,8
		20			24	

* Zmierzone w eterze propylowym/metylocykloheksanie 3:1 przy -180°C .

* Długofalowe pasmo fluorescencji.

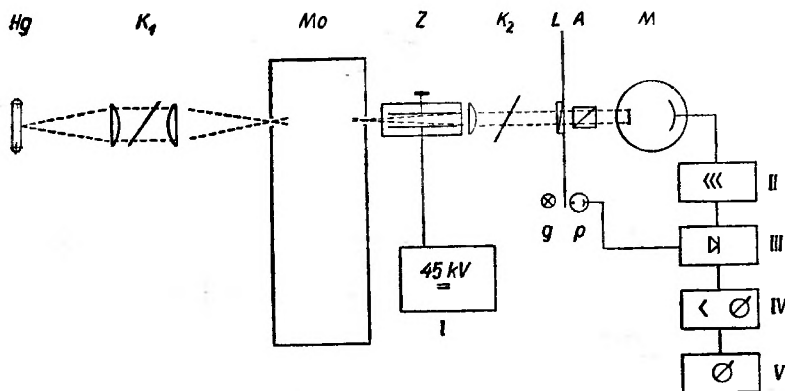
3. Metoda elektrycznego dichroizmu

Efekt elektrycznego dichroizmu Kuhna [11] polega na tym, że światło naturalne po przejściu przez absorbujący roztwór, umieszczony pomiędzy dwoma elektrodami, do których przyłożono wysokie napięcie, zostaje nieznacznie spolaryzowane. Ponieważ absorpcja światła zachodzi z elektronowego stanu podstawowego, dlatego też w pierwszym rzędzie za wielkość efektu Kuhna odpowiedzialny jest moment dipolowy drobin w stanie podstawowym. Dokładne jednakże rozważania pokazują, że częściowa orientacja drobin w polu elektrycznym powoduje nieznaczne przesunięcie pasma absorpcji. Uwzględniając to przesunięcie pasma w teorii elektrycznego dichroizmu [10] otrzymuje

się następujące wyrażenie na stopień polaryzacji światła, zaindukowany przez pole elektryczne:

$$P_E = -2,3D \left\{ \frac{1}{20} (3 \cos^2 \gamma - 1) \frac{\mu_P^2}{k^2 T^2} + \frac{2,3}{10} \left[(3 \cos^2 \gamma - 1) (\mu_W \cos \beta - \mu_P) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{3}{2} \mu_W \sin 2\gamma \sin \beta \cos \kappa \left[\frac{d \log \varepsilon^*}{hc \cdot d\tilde{\nu}} \frac{\mu_P}{kT} \right] \right] \left(\frac{\varepsilon + 2}{3} \right)^2 E^2 \right\} \quad (10)$$

(D — gęstość optyczna (ekstynkcyjność) badanego roztworu, β — kąt pomiędzy μ_W i μ_P , κ — kąt pomiędzy rzutami M i μ_W na płaszczyznę pionową do μ_P , ε^* — molowy dziesiętny współczynnik ekstynkcyjności).



Rys. 11. Aparatura do pomiaru elektrycznego dichroizmu (wg pracy [7])

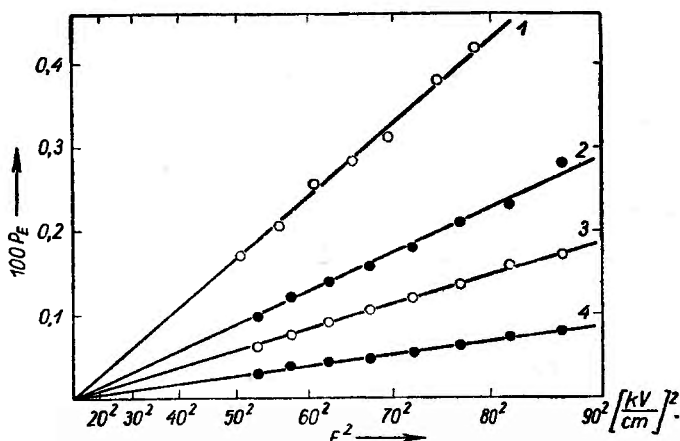
Hg — lampa rtęciowa,
 K_1 — płytka szklana do kompensacji polaryzacji instrumentalnej,
 M_0 — monochromator Zeissa M4Q,
 Z — komórka wysokiego napięcia,
 K_2 — kompensator Arago
(Pozostałe oznaczenia podobnie jak na rys. 8)

Pierwszy wyraz w równaniu (10) opisuje normalny efekt orientacji, pozostałe zaś uwzględniają przesunięcie pasma. Celem wyznaczenia kąta γ mierzy się dichroizm dla maksimum pasma. W tym przypadku można przyjąć $d \log \varepsilon^* / d\tilde{\nu} = 0$. Zakładając, że zmiana momentu dipolowego ($\mu_W - \mu_P$) wskutek wzbudzenia drobinę posiada kierunek momentu przejścia M , otrzymuje się $\kappa = 0$. Wówczas mierząc $d \log \varepsilon^* / d\tilde{\nu}$, dla skrzydeł pasma widma absorpcji barwnika można wyznaczyć wielkości μ_W i β . W przypadku przebadanych związków przez Czekalę, dla których $\gamma = 0$ oraz $\beta = \kappa = 0$, równanie (10) posiada znacznie prostszą postać

$$P_E = -2,3D \left\{ \frac{1}{10} \frac{\mu_P^2}{k^2 T^2} + \frac{2,3}{5} \frac{(\mu_W - \mu_P) \mu_P}{hc kT} \frac{d \log \varepsilon^*}{d\tilde{\nu}} \right\} \left(\frac{\varepsilon + 2}{3} \right)^2 E^2. \quad (11)$$

Celem zmierzenia stopni polaryzacji P_E zastosowano urządzenie przedstawione na rys. 11. Natomiast na rys. 12 pokazane są wyniki pomiarów P_E efektu

elektrycznego dichroizmu dla p-dwumetyloamino-p'-nitrostilbenu w benzenie dla różnych długości fal, od kwadratu natężenia pola. Także w przypadku elektrycznego dichroizmu obserwuje się liniową zależność P_E od E^2 .



Rys. 12. Pomiar elektrycznego dichroizmu dla dwumetyloamino-nitro-stilbenu w benzenie przy 20° C (wg pracy [7])

1 — $\lambda = 492$ m μ ;	ekstynkcyjność roztworu	D = 1,92,
2 — $\lambda = 436$ m μ ;		D = 2,38,
3 — $\lambda = 405$ m μ ;		D = 2,30,
4 — $\lambda = 365$ m μ ;		D = 1,98

4. Uwagi końcowe

Należy podkreślić, że opisanymi wyżej trzema metodami mierzy się zasadniczo różne momenty dipolowe. Za pomocą metody elektrycznego dichroizmu otrzymuje się moment dipolowy drobin wzbudzonej w stanie Francka-Condona, natomiast metoda elektrycznej polaryzacji fluorescencji wyznacza moment dipolowy w stanie równowagi drobin wzbudzonej z otoczeniem. Obie metody dotyczą pomiaru momentów dipolowych drobin polarnych w niepolarnych rozpuszczalnikach. Spektroskopowa metoda zaś daje średnią wartość momentu dipolowego drobin wzbudzonych we wszystkich używanych (niepolarnych i polarnych) rozpuszczalnikach. W tabelicy III zestawiono wartości momentów dipolowych wyznaczonych za pomocą różnych metod.

Już na podstawie tych nielicznych danych można wyciągnąć pewne wnioski. Okazuje się (tabl. III), że moment dipolowy drobin wzbudzonych, otrzymany za pomocą efektu elektrycznego dichroizmu jest nieco większy od momentu dipolowego zmierzonego metodą polaryzacji fluorescencji. Natomiast wartości momentów dipolowych otrzymane metodą spektroskopową są jeszcze większe. co świadczy o tym, że momenty dipolowe drobin wzbudzonych w polarnych rozpuszczalnikach ulegają zwiększeniu. Najbardziej praktyczną metodą wydaje się być metoda elektrycznego dichroizmu, która pozwala także mierzyć momenty dipolowe drobin niefluoryzujących.

Tablica III

	Związek	Rozpuszczalnik	$\mu_w \cdot 10^{18}$		
			Polaryzacja fluorescencji	Dichroizm	Widma
1	4-dwumetyloamino-4'-nitrostilben	CCl ₄	21,9 ± 0,5	24 ± 1	} 32 ± 5
		benzen	21,9	23	
		dwuoksan	20,7	25	
2	4-dwumetyloamino-4'-cyjano-stilben	benzen	≥ 12	17,5	} 29
		dwuoksan	≥ 11,5	20,5	
3	4-amino-4-nitro-dwufenyl	benzen	19,7	22,5	} 18
		dwuoksan	20,5	—	
4	p-nitrozo-dwumetylo-anilina (związek niefluoryzujący)	heksan	—	12	—
		benzen	—	12	—
5	2-amino-7-nitro-fluoren	benzen	20,3	22	} 25
		dwuoksan	19,0	—	

Literatura

- [1] H. A. Staab, *Einführung in die theoretische organische Chemie*, Verlag Chemie (1959).
 [2] E. Lippert, *Z. Naturforsch.*, **10a**, 541 (1955).
 [3] E. Lippert, *Z. Elektrochem.*, **61**, 962 (1957).
 [4] N. Mataga, Y. Kaifu, M. Koizumi, *Bull. Chem. Soc. Japan*, **28**, 690 (1955); **29**, 465 (1956).
 [5] Th. Förster, *Z. Elektrochem.*, **45**, 571 (1939).
 [6] J. Czekalla, *Z. Elektrochem.*, **64**, 1221 (1960).
 [7] J. Czekalla, *Chimia*, **15**, 26 (1961).
 [8] J. Czekalla, K. O. Mayer, *Z. phys. Chem., Neue Folge*, **27**, 185 (1961).
 [9] F. Perrin, *J. Phys. Radium*, **7**, 390 (1926); *Ann. Phys. (Paris)*, **12**, 169 (1929).
 [10] W. Liptay, J. Czekalla, *Z. Naturforsch.*, **15a**, 1072 (1960).
 [11] W. Kuhn, H. Dührkop, H. Martin, *Z. phys. Chem.*, **B45**, 121 (1940).

„Słownictwo fizyczne” i „słownictwo techniczne”

Spory terminologiczne są często równie zaciekle jak spory naukowe. Ten drugi rodzaj sporów może jednak rozstrzygnąć obserwacja i doświadczenie, terminologia zaś zależy od wyuczucia i przyzwyczajania ludzi, którzy się nią posługują. Próbują oni co prawda wtłoczyć zasady formowania terminów w logiczne ramy, ale język naukowy i techniczny, jak każdy żywy język, nie zawsze chce być logiczny.

Badacze uważają zresztą spory terminologiczne za sprawę drugorzędą. Stosowanie tego czy innego terminu nie posunie naprzód ani nauki, ani techniki. Ważne jest przede wszystkim, by każdy wiedział, jakie pojęcie określone jest przez użyty termin. Badacze przyzwyczajeni są przecież do posługiwania się różnymi słowami na określenie tego samego pojęcia, rzadko bowiem korzystają z literatury wyłącznie w jednym języku. Między terminami stosowanymi w różnych językach nie zawsze istnieje odpowiedniość jednoznaczna.

Tego rodzaju uwagi nasuwają się w trakcie przeglądania obszernej pracy prof. dr Mariana Mazura pt. *Terminologia techniczna* wydawanej obecnie przez Państwowe Wydawnictwo Techniczne *. Jej celem jest zaznajomienie czytelników z zasadami odróżniania poprawnych i niepoprawnych terminów technicznych oraz wyjaśnienie wielu wątpliwości. Praca ta jest wynikiem wieloletnich rozważań i dyskusji prowadzonych głównie w kołach elektryków. Tak się bowiem złożyło, że to właśnie środowisko poświęciło najwięcej uwagi sprawom terminologicznym. Skutkiem tego terminy i zasady uznawane przez to właśnie środowisko są w tej pracy szczególnie zalecane. Wiemy, że nie z wszystkimi terminami używanymi przez elektryków zgadzają się inni specjaliści. Stąd istnieje obecnie taki stan rzeczy, że obok projektu terminologii technicznej mamy projekty terminologii fizycznej, chemicznej itd. Stan ten jest bezwzględnie niepożądany, lecz bez wzajemnych ustępstw nie da się go zmienić.

W pierwszej części pracy autor omawia ogólne zagadnienia terminologiczne oraz zasady, którym powinien odpowiadać ustalany termin. Są to zasady: powszechności, rodzimości, międzynarodowości, jednorodności, logiczności, systematyczności, zwięzłości, jednoznaczności (oznaczanie jednego tylko pojęcia), jednomianowości (jeden termin na jedno pojęcie), reprodukowalności (możliwość tworzenia terminów pochodnych), jednolitości, operatywności, poprawności językowej, emocjonalności. Jak to autor sam zaznacza, termin nie musi spełniać wszystkich tych zasad, ponieważ niektóre z nich są lub mogą być ze sobą sprzeczne, np. zasada rodzimości i międzynarodowości, zasada logiczności i powszechności, poprawności i emocjonalności. Dlatego też zasady te nie mogą być traktowane sztywno. W rozdziale *Koordynacja zasad terminologicznych* autor podaje kilka przykładów ustalania terminów, które nie spełniają wszystkich podanych zasad. Autor nie uwzględnia jednak faktu, że w słownictwie technicznym, a także w słownictwie fizycznym, niejednokrotnie stosujemy skróty myślowe, których nie należy utożsamiać z terminami.

Różni autorzy i tłumacze przywiązują różną wagę do poszczególnych z tych zasad. Jedni mogą być na przykład zwolennikami spolszczania możliwie wielu terminów, inni — jak najszerszego stosowania terminów o rdzeniu międzynarodowym. Niektórzy uważają, że należy tworzyć i rozpowszechniać terminy zgodne z wymienionymi zasadami, zastępując nimi używane terminy niezgodne z zasadami, inna zaś grupa przeciwna jest usuwaniu już roz-

* Panu profesorowi dr Marianowi Mazurowi dziękuję bardzo za zgodę na druk niniejszych uwag opartych na tekście maszynopisu jego pracy, zaś Redakcji PWT za udostępnienie mi maszynopisu.

powszechnionych terminów. Pogodzenie tych grup jest właściwie niemożliwe, ponieważ, jak zaznaczyłem na wstępie, brak obiektywnych kryteriów, które pozwalałyby rozstrzygnąć, kto ma rację.

Prof. Mazur proponuje powołanie komisji słownictwa z udziałem fizyków, chemików, techników i językoznawców, która ustaliłaby właściwe terminy zarówno w nauce, jak i w technice. Ale wątpię, czy i taka komisja, choć jej rola może być bardzo duża, zdołałaby osiągnąć jednomyślność we wszystkich spornych terminach. Może się wytworzyć sytuacja podobna do tej, która do niedawna istniała w ONZ i np. zdanie fizyków będzie przegłosowywane przez techniczną większość. Wynika sąd, że nawet taka komisja nie będzie mogła ustalić sztywno obowiązujących norm słownictwa. Pewną drogą ustępstw w najbardziej spornych przypadkach może być odstępianie od zasady jednomianowości (autor sugeruje taką konieczność w odniesieniu do kilku terminów) i wyrażenie zgody na kilka terminów równoznacznych. Ponadto język naukowy i techniczny rozwija się i zmienia stale i nie należy go usztywniać. W sprawie słownictwa można wydawać jedynie zalecenia, a nie obowiązujące normy. Do podobnych wniosków dochodzi również w swej pracy prof. Mazur: „Nawet słowniki normatywne nie mogą być traktowane w taki sam sposób jak normy przemysłowe jeśli chodzi o przymus zastosowania zawartych w nim postanowień. Nie można (jednak) mówić o zupełnej swobodzie w stosowaniu terminologii“.

Nasuwa się pytanie, kto w pierwszym rzędzie jest kompetentny, by proponować takie czy inne terminy określające pojęcia naukowe i techniczne. I tego nie da się ściśle określić. Pojęcia stosowane w języku naukowym i technicznym trzeba podzielić na trzy kategorie: Po pierwsze, pojęcia używane w znaczeniu potocznym. Głos decydujący w ustaleniu terminów powinni tu mieć językoznawcy. Po drugie, pojęcia dotyczące podstaw, stosowane w różnych gałęziach nauki i techniki. Głos decydujący należy do przedstawicieli nauk ścisłych (matematyków, fizyków, chemików). Po trzecie, pojęcia używane głównie w określonych gałęziach techniki, a nie będące pojęciami podstawowymi. Ustalanie terminów określających takie pojęcia należy do danej grupy specjalistów. Oczywiście ścisły podział terminów na takie trzy kategorie nie jest możliwy i niemożliwe jest i w tym przypadku osiągnięcie jednomyślności w komisji. Dlatego też i w tym przypadku rozwiązaniem może być kompromis polegający na dopuszczeniu terminów równoznacznych. Dzięki omówionym poniżej przykładom te ogólne wnioski staną się bardziej przejrzyste.

W drugiej części pracy autor objaśnia stosowanie przeszło 120 terminów głównych, zaznaczając, że część ta nie obejmuje bynajmniej wszystkich stosowanych obecnie terminów technicznych. Nie będę ich wszystkich tutaj omawiał, zwłaszcza że większość z nich zaliczyłbym do kategorii trzeciej. Nie wiem jednak, czy i spośród nich np. koledzy, zajmujący się półprzewodnikami, przyjmą bez dyskusji termin *stylk n-p* zamiast *kontakt n-p*, zachowując równocześnie termin *zjawiska kontaktowe*. Chciałbym jedynie poddać dyskusji pewne terminy, które zaliczyłbym do pierwszej i drugiej kategorii, zwłaszcza te, które od dawna są przedmiotem sporu między fizykami i Technikami.

Własność — *właściwość*. Termin ten zaliczyłbym do pierwszej kategorii. Językoznawcy uważają, że *własność* oznacza posiadanie czegoś, zaś *właściwość* odnosi się do cechy przedmiotu. Prof. Mazur nie zgadza się z tym poglądem. Stara się przekonać, że w języku technicznym *właściwości* są to cechy, odróżniające pewne objekty od innych, które tych cech nie mają, zaś *własności* są to cechy wspólne dla wszystkich przedmiotów, wyrażające się jako wielkości fizyczne“. A więc „*ręć ma właściwość, że w zwykłych warunkach występuje w stanie ciekłym (inne metale nie mają w zwykłych temperaturach stanu ciekłego)*“. *Własnością* zaś wszystkich cieczy będzie ich ciekłość. Różne ciecze będą miały różną ciekłość, której jednostką jest puaz⁻¹. *Właściwość* oznaczałaby zatem jakąś nie określoną bliżej cechę, raczej w znaczeniu potocznym, cecha zaś, którą można by ująć ilościowo byłaby *własnością*. Takie rozróżnienie nie wydaje mi się jednak celowe i jasne. Uważam, że należy się zgodzić na decyzję językoznawców. Wówczas przewodnictwo elektryczne będzie *właściwością* wszystkich materiałów, a materiały będą miały różne przewodnictwo *właściwe*. Taka terminologia jest zgodna z zasadą logiczności.

Sprzeczne z nią będzie natomiast stwierdzenie, że wykonywanie drgań jest *właściwością* układów drgających, a ich częstotści są równe częstotściom *własnym* układów. Podobnie w mechanice kwantowej odpowiednikami terminów niemieckich *Eigenwert* i *Eigenfunktion* pozostaną chyba terminy *wartości własne* i *funkcje własne*. Z tymi nielogicznościami będą się jednak musieli pogodzić językoznawcy.

Opór — *oporność*. Autor uznaje termin *oporność* jako równoznaczny z terminem *opór elektryczny*. Zaznacza przy tym: „Nie zmierza to do dyskwalifikacji nazwy *opór elektryczny*. Bywa ona nawet bardzo użyteczna, np. w rozważaniach na temat analogii między oporami cieplnymi i oporami elektrycznymi“. Nazwę *oporność elektryczna* uważa autor za nieprawidłową, *oporność* bowiem jest tylko elektryczna, a nie np. cieplna czy magnetyczna.

Z tymi rozważaniami autora można się całkowicie zgodzić. Autor ma też zupełną rację twierdząc, że nie można jednym terminem *opór* określać różnego rodzaju oporów, np. mechanicznego, cieplnego, elektrycznego. Ale też nikt nie uważa słowa *opór* za termin. Jest to jedynie skrót myślowy, który stosować można tylko na tych samych prawach, na jakich stosujemy skróty myślowe w mowie potocznej, tzn. tam, gdzie nie ma podstaw do nieporozumień. Zatem w rozdziale o przepływie ciepła nazwa *opór* może być tylko skrótem myślowym terminu *opór cieplny*, zaś w rozdziale o prądzie elektrycznym nazwa *opór* będzie skrótem myślowym terminu *opór elektryczny*, czyli *oporność*.

Słuszna jest też w zasadzie uwaga, że prawidłowa nazwa jednostki milion razy większej od oma jest megaom, a nie megom, lecz wątpię, czy ta dłuższa nazwa się przyjmie.

Przewodność — *przewodnictwo*. Autor stwierdza: „Odwrotność *oporności* fizycy nazywają *przewodnictwem*, a technicy *przewodnością*.“ Argumentem za terminem *przewodność* jest końcówka *-ość*, która zdaniem autora ma charakteryzować *właściwość*. Fizyków nie przekonuje jednak ten argument, a w związku z rozwojem fizyki ciała stałego terminem *przewodnictwo* zaczynają posługiwać się również niektórzy technicy. Przyjął się bowiem w tej gałęzi fizyki i techniki termin *pasma przewodnictwa*. I tu chyba tylko czas pokaże, który z tych terminów równoważnych zwycięży.

Częstość — *częstotliwość*. Argumenty, które wysuwa autor uzasadniając konieczność różniczenia tych dwu terminów budzą bardzo wiele wątpliwości. Autor stwierdza: „nazwy *częstość* i *częstotliwość* są przedmiotem szczególnie przewlekłych sporów ... spory te w znacznym stopniu polegają na nieporozumieniu“.

„Wyraz *częstotliwość* został wprowadzony w słownictwie elektrycznym kilkadziesiąt lat temu. Zdaniem fizyków jest to nieuzasadnione uśłowienie zastąpienia wyrazu *częstość*, używanego w słownictwie fizycznym.“

„W rzeczywistości chodzi tu o dwa różne pojęcia: *Częstość* jest to stosunek liczby określonych zdarzeń do czasu (np. częstość zderzeń, częstość zwarć, częstość burz, częstość pożarów itd.) *Częstotliwość* jest to stosunek liczby cykli zjawiska okresowego do czasu.“

„Jak widać *częstość* jest pojęciem znacznie ogólniejszym niż *częstotliwość*. Omawiane pojęcia stają się identyczne tylko wtedy, gdy chodzi o zdarzenia będące cyklami zjawiska okresowego.“

Rozpatrując powyższe stwierdzenia musimy się przede wszystkim zastanowić, co to jest cykl. Cyklem nazywamy ciąg następujących po sobie zdarzeń, po którym układ powraca do stanu początkowego. W tym sensie mówimy o cyklu Carnota, cyklu suwów tłoka maszyny parowej czy silnika spalinowego. Zdarzeniem będzie opuszczenie młota przez kowala, ręcznie lub mechanicznie, cyklem będzie opuszczenie i podniesienie tego samego tłoka. Zdarzeniem będzie określona zmiana wielkości wektora elektrycznego. Ciąg takich zmian, po którym napięcie jest znowu takie samo jak na początku (np. maksymalne) będzie cyklem. W pewnym sensie cyklem będzie też szereg operacji koniecznych do przygotowania jakiegoś produktu w fabryce. Gdy wszystkie te operacje wykonywane były przez jednego pracownika, po takim cyklu byłby on gotów do podjęcia pracy nad nową sztuką. W tym sensie mówimy o cyklu produkcyjnym. Określenie zaś „zdarzenie będące cyklem zjawiska okresowego“ wydaje się nieporozumieniem, oznacza bowiem „zdarzenie będące ciągiem zdarzeń“.

Zatem zawsze cyklom odpowiadają zdarzenia okresowe i na odwrót. Zgodnie z cytowanymi sformułowaniami mówilibyśmy o częstotliwości określonego ruchu tłoka i częstotliwości cykli ruchów tłoka; o częstotliwości osiągania maksymalnej wartości wektora elektrycznego i częstotliwości drgań wektora elektrycznego; o częstotliwości uderzania młotem przez kowala i częstotliwości cykli pracy kowala; a moglibyśmy także zapytać p. Redaktora, jaka jest częstotliwość cyklu wydawniczego. Ponadto zarówno częstotść jak i częstotliwość mogłaby być stała lub zmienna i to albo zmienna w sposób, który można określić jakąś zależnością matematyczną, lub też, jak w przypadku pracy kowala, w sposób zupełnie przypadkowy. Nie widać zatem podstawy do rozróżniania *częstotści* zdarzeń od *częstotliwości* cykli.

Autor używa jednak sformułowania „zjawisko okresowe“, nie definiując co znaczy okres. Można się domyśleć, że milcząco zakłada, iż zjawisko okresowe jest to szereg zdarzeń powtarzających się w stałych odstępach czasu, a więc o stałej częstotści. Zatem milcząco autor wprowadzałby termin *częstotliwość* jako termin równoważny z terminem *częstotść stała*. Wniosek ten potwierdzają również następujące rozważania:

„Z powyższego rozróżnienia wynikają daleko idące konsekwencje. Przede wszystkim zjawiska mające *częstotliwość* można przewidywać co do ich dalszego przebiegu. Np. jeżeli mamy do czynienia z ruchem wahadła o częstotliwości np. 7200 cykliów na godzinę ... mogliśmy określać co dzieje się z wahadłem w poszczególnych chwilach“. „Inaczej przedstawia się sprawa, gdy chodzi o zdarzenia, którym przypisać można jedynie *częstotść*. Może się okazać, że następstwo poszczególnych zdarzeń jest zupełnie przypadkowe, czyli zależne od nie powiązanych ze sobą przyczyn. Z częstotści połączeń telefonicznych wynoszącej 10 połączeń na godzinę nie wynika wcale, że po 6 minutach nastąpi nowe połączenie“.

Każda wielkość fizyczna, np. droga, przyspieszenie, częstotść, opór elektryczny, może być w czasie stała albo też zmienna w sposób dający się określić jakąś zależnością matematyczną lub w sposób przypadkowy. Jeżeli znamy tę funkcję czasu (np. $v = \text{const.}$, $s = s_0 + v_0 t + \frac{1}{2} g t^2$ $a = (-4\pi^2/T^2) r \sin(2\pi t/T)$), zawsze można określić wartość tej wielkości dla dowolnego czasu t . Zatem ponieważ częstotść drgań wahadła jest stała, gdy zrobimy jeszcze dodatkowe założenie, że stała jest również ich amplituda, potrafimy znaleźć matematyczne wyrażenia na zależność wychylenia, prędkości i przyspieszenia od czasu; potrafimy więc powiedzieć, „co dzieje się z wahadłem w poszczególnych chwilach“. Również gdy zbudujemy elektryczny obwód drgający, zawierający powietrzny kondensator obrotowy poruszany silniczkem elektrycznym, zmianę częstotści drgań takiego obwodu potrafimy ująć w wyrażenie matematyczne i znając parametry obwodu w pewnej chwili t_0 , możemy dla dowolnej chwili t określić wartość wektora elektrycznego w tym samym miejscu. Nie potrafimy tego jednak uczynić, gdybyśmy w sposób przypadkowy obracali kondensator ręcznie (np. dostrajając radioodbiornik). W żaden sposób nie potrafimy też przewidzieć wartości wektora elektrycznego fali elektromagnetycznej wysyłanej przez antenę rozgłośni radiowej. Drgania wektora mają w tym przypadku stałą częstotść, ale ich amplituda modulowana jest w sposób przypadkowy przez falę akustyczną.

Drużga część przytoczonej powyżej cytaty nasuwa jednak obawy innego rodzaju. Wydaje się, że autor chciałby ograniczyć stosowanie terminu *częstotść* jedynie do zdarzeń zależnych od czasu w sposób przypadkowy. Takie ograniczenie nie wydaje się w żadnym przypadku słuszne. Sam autor zresztą stwierdza, że *częstotść* jest pojęciem znacznie ogólniejszym, a więc podobnie jak i inne wielkości fizyczne, może być stała (z terminem *częstotść regularna* wbrew twierdzeniu autora wśród fizyków się nie spotkałem) lub zmienna. Można się zgodzić, by termin *częstotliwość* uznać za równoznaczny z terminem *częstotść stała*, nie oznacza to jednak, by stosowanie ogólniejszego terminu *częstotść* do „cykliów zjawiska okresowego“ było błędne.

Termin *częstotliwość* w znaczeniu *częstotści stałej* jest bardzo obecnie rozpowszechniony w technice (a w mowie potocznej nawet wbrew intencjom techników wypiera termin *częstotść*). Zatem zgodnie z zasadą powszechności trudno specjalnie go usuwać. Fizycy nie widzą jednak potrzeby, by go stosować. Zresztą teoretycy mieliby na pewno poważne i słuszne zastrzeżenia, czy w ogóle istnieje *częstotść stała* (*częstotliwość*). Fluktuacji termodynamicznych energii układów drgających, a więc fluktuacji częstotści uniknąć absolutnie nie można. W praktyce jednak

wiemy, co oznacza częstość stała, i wprowadzenie odrębnego terminu dla tego, tak często spotykanego pojęcia, nie jest błędne. Zgodnie z większością fizyków uważam je jednak za zbędne. Na ogół doskonale wiemy, czy mamy do czynienia z częstością stałą (np. częstością drgań), czy też z częstością zmienną. Nawet przytoczone przez autora zdanie: „Przy odbiorze radioelektrycznym występują zaniki o częstościach przedstawiających się rozmaicie dla różnych częstotliwości“, w moim sformułowaniu: „W czasie odbioru radioelektrycznego występują zaniki o częstościach różnych dla różnych częstości drgań“, nie budzi chyba wątpliwości, bo raz mówimy o częstości zaniku, a następnie o częstości drgań. Termin częstość drgań nie jest też dłuższy od terminu częstotliwość. Zwłaszcza że użycie słowa częstotliwość było właściwie skrótem myślowym, bo nie powiedzieliśmy wyraźnie, o częstotliwość czego nam chodzi. Każdy zaś doskonale się orientuje, która z tych „częstości“ musi być stała, a która nie.

Tak więc fizycy nie widzą potrzeby wprowadzania odrębnego terminu dla pojęcia *częstości stałej*, podobnie jak nie wprowadzają terminu *prędkotliwości* dla prędkości stałej, ani *gestotliwości* dla gęstości stałej. Nie tylko reszta fizyki polscy są tego zdania. Również technicy krajów o tak rozwiniętym przemysle elektrotechnicznym jak Związek Radziecki czy kraje anglosaskie stosują jednolity termin *częstota*, czy też *frequency*. W języku niemieckim natomiast w ogóle nie ma ścisłego odpowiednika terminu *częstość*. Słowo o rdzeniu łacińskim *Frequenz* oznacza odwrotność okresu, stosuje się zatem jedynie do zdarzeń o stałym okresie, zaś słowo o rdzeniu germańskim *Häufigkeit* ma trochę inny zakres znaczeń, określa bowiem coś pośredniego między częstością zmienną a nagromadzeniem (np. *Häufigkeitskurve* w rachunku prawdopodobieństwa).

Powinniśmy zatem w polskiej terminologii techniczno-naukowej uznać za równoważne terminy *częstotliwość* i *częstość stała*, przy czym pozwólmy również stosować termin ogólniejszy — *częstość*.

Promieniowanie temperaturowe — promieniowanie ciepłe (termiczne). Autor nazywa promieniowanie wysyłane przez ciała rozgrzane *promieniowaniem temperaturowym* i wypowiada się przeciw terminowi *promieniowanie ciepłe* nawet w znaczeniu *promieniowania podczerwonego*: „Nazwanie promieniowania temperaturowego promieniowaniem ciepłym jest niewłaściwe, sugeruje bowiem, że promieniowanie to ma charakter energii cieplnej, podczas gdy chodzi o energię promienistą, związaną z rozprzestrzenianiem się fali elektromagnetycznej“. Terminy te wymagają jednak pewnej dyskusji.

Energii cieplną można traktować jako energię oscylatorów atomowych (drgających jąder atomowych), istniejących wewnątrz każdego ciała. Wyjaśniany na podstawie twierdzeń fizyki statystycznej rozkład tej energii jako funkcji częstości oscylatorów jest zależny od temperatury. Drgania oscylatorów atomowych jako drgania cząstek naładowanych elektrycznie wywołują zgodnie z fizyką klasyczną rozprzestrzenianie się fal elektromagnetycznych, których widmo częstości jest takie samo jak widmo częstości oscylatorów (w modelu tym rozważamy wyłącznie ruch jąder, ponieważ częstość drgań oscylatorów elektronowych jest w zasadzie dużo większa i położenia elektronów uśrednione w czasie jednego drgania jądra przyjmujemy jako stałe).

Ciepło, jak wiadomo z fizyki elementarnej, rozprzestrzenia się przez przewodnictwo, uniesienie i promieniowanie. Promieniowaniem jest to właśnie wspomniane wyżej promieniowanie elektromagnetyczne. Wywołane jest ono przez drgania oscylatorów atomowych. Zatem oba terminy, zarówno *promieniowanie temperaturowe* jak i *promieniowanie ciepłe (termiczne)* są w pełni uzasadnione. To promieniowanie elektromagnetyczne jest bowiem wynikiem drgań oscylatorów odpowiedzialnych za energię cieplną ciała, zaś widmo jego częstości zależy od temperatury. Cytowany poprzednio argument przeciw terminowi *promieniowanie ciepłe* można by odnieść również do terminu *promieniowanie temperaturowe*. Nie przenosi ono bowiem temperatury; ani w ciele absorbującym to promieniowanie, ani po jego drodze nie musi bynajmniej panować temperatura równa temperaturze ciała emitującego.

Dla dostatecznie wysokich temperatur widmo ciągle promieniowania ciepłego wkracza w obszar promieniowania widzialnego i nadfioletowego (autor nazywa promieniowanie wi-

działne światłem, w optyce jednak światło ma znaczenie szersze i mówimy często o *świecie niewidzialnym*). Dlatego też słusznie autor sprzeciwia się stosowaniu terminu *promieniowanie ciepłe* jako równoważnego *promieniowaniu podczerwonemu*, chociaż ono właśnie stanowi główną część promieniowania ciepłego.

Od promieniowania wysyłanego przez oscylatory atomowe odróżnić należy promieniowanie wysyłane przez oscylatory elektronowe. Widmo tego promieniowania pokrywa również bardzo szeroki zakres częstotliwości, jednak nie jest ono w zasadzie ciągłe. Promieniowanie podczerwone praktycznie zawsze wywołuje zjawiska ciepłe, zawsze bowiem wzbudza oscylatory atomowe ciała, które je absorbuje. Wbrew jednak (nie cytowanemu) twierdzeniu autora promieniowanie widzialne i nadfioletowe nie musi wywoływać „działania grzejnego”. Wywołuje je tylko wtedy, gdy wzbudza oscylatory atomowe, jeśli zaś wzbudza jedynie oscylatory elektronowe (np. w przypadku luminescencji), działania grzejnego nie obserwujemy.

Prędkość — szybkość. „W terminologii naukowo-technicznej panował przez długi czas stan niepewności, czy zachować obie nazwy, czy przypisać im odmienne znaczenie”. „Istotną różnicą między *prędkością* a rozmaitymi *szybkościami* stanowi to, że *prędkość* jest wektorem, natomiast *szybkości* są skalarami”.

Rozróżnienie takie wydaje się bardzo słuszne i celowe. Powinniśmy więc np. mówić o prędkości pojazdu, prędkości światła, prędkości obrotowej Ziemi i o szybkości reakcji chemicznej, szybkości wzrostu kryształu itd. Na rozróżnienie to warto zwrócić specjalną uwagę, bo na ogół nie formuluje się go tak wyraźnie.

Praca nie omawia oczywiście wszystkich terminów stosowanych w naukach ścisłych. Wydawnictwo takie musiałoby być zbyt obszerne. Musimy się jednak jeszcze zastanowić nad terminem *nateżenie prądu*, przeciw któremu autor występuje omawiając termin *wartość*: „Obecnie *prąd elektryczny* uważa się za wielkość fizyczną (której wymiarem jest stosunek ilości elektryczności do czasu)”. Termin *nateżenie prądu* powstało, zdaniem autora, w czasach, gdy uważano prąd wyłącznie za zjawisko przepływu ładunków elektrycznych.

Zdaniem fizyków określenie *prąd elektryczny* nadal oznacza zjawisko, a sam termin *prąd* wraz z równoważnym mu terminem *strumień* oznacza, że materia jakaś przepływa przez rozważany przekrój. Materią tą może być np. woda, energia świetlna, energia cieplna, czy też ładunki elektryczne. Wielkością określającą, ile materii przepływa w jednostce czasu przez rozważany przekrój, jest zawsze *nateżenie* (prądu lub strumienia). Termin *prąd* stosowany zresztą i w wielu językach obcych, w znaczeniu *nateżenia prądu elektrycznego* jest tylko skrótem myślowym i nie może być uznany za termin naukowy.

Nikt nie będzie chyba twierdził, że w zdaniach: „pod wpływem przyłożonej do końców przewodnika różnicy potencjałów poprzez przewodnik popłynie prąd”, „Pod wpływem różnicy temperatury dwu styków metalicznych pomiędzy nimi popłynie prąd termoelektryczny” — chodzi nam o wielkość nateżenia prądu, a nie o zjawisko.

Nasuwa się też uwaga, że stosowany na ogół przez fizyków termin *oświetlenie* jako wielkość, a nie jako zjawisko, jest niekonsekwentny. Zgodnie z powyższymi uwagami bardziej prawidłowy wydaje się jednak termin *nateżenie oświetlenia* stosowany przez specjalistów techniki oświetleniowej.

Drobina — cząsteczka. Autor występuje przeciw terminowi *cząsteczka* ze względu na możliwość nieporozumień z terminem *cząstka materialna*. Dlatego też poleca proponowany przez fizyków termin *drobina*. Termin ten jednak nie przyjął się nawet wśród części fizyków, nie spełnia zatem zasady powszechności. Ponadto oba terminy zaczerpnięte są z języka potocznego, co zawsze stwarza możliwość nieporozumień. Dlatego w myśl zasady międzynarodowości, znajdującej zwłaszcza wśród młodego pokolenia naukowców coraz większe zrozumienie, proponowałem w „Postęпах Fizyki” Nr 5/6 (1960) jednoznaczny termin *molekuła*.

Z powyższych rozważań wynikają następujące wnioski:

1. Celowe jest powołanie naukowo-technicznej komisji słownictwa.
2. Komisja powinna w pierwszym rzędzie ustalić pojęcia (nie powinno być wyjątków od zasady jednoznaczności).

3. W przypadkach gdy nie można uzgodnić jednego terminu, komisja musi liczyć się z możliwością wprowadzania terminów równoznacznych (wyjątki od zasady jednomianowości muszą być niekiedy dopuszczalne).

4. Uchwały komisji będą miały charakter zaleceń, a nie bezwzględnie obowiązujących norm.

Roman Mierzecki

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa

O ujednoczenie terminologii fizycznej i technicznej

Sprawy terminologiczne, do niedawna uważane za mało istotne, stały się z żywiołowym rozwojem nauki i techniki doniosłym problemem. Co prawda, jak o tym wspomina dr Mierzecki w swoim artykule, zdarzają się jeszcze badacze uważający, że spory terminologiczne są sprawą drugorzędną, oraz że od wyboru terminów nie zależy rozwój nauki, ale też łatwo wykazać niesłuszność takiego poglądu. Terminologia jest — m. in. w sprawach, na których polega rozwój nauki — narzędziem porozumiewania się. Twierdzenie, że „ważne jest przede wszystkim, by każdy wiedział, jakie pojęcie określone jest przez użyty termin“, jest równoznaczne z wymaganiem stosowania odpowiednich narzędzi porozumiewania, tj. prawidłowej terminologii, ale w takim razie nie można uważać sporów terminologicznych za sprawą drugorzędną, gdyż byłoby to podobnie, jak gdyby ktoś twierdził, że spory o wybór lamp są sprawą drugorzędną, byleby tylko było widno.

Jestem zdania, że wiele sporów terminologicznych wynika z nieporozumień, a w szczególności z braku sposobności do konfrontacji rozbieżnych poglądów. Artykuł dr Mierzeckiego stanowi cenną inicjatywę tego rodzaju konfrontacji. Niemniej artykuł ten zawiera niektóre wypowiedzi zdające się świadczyć, że w pewnych sprawach nieporozumienia nie zostały usunięte, co skłania mnie do bliższego ich omówienia.

Styk — kontakt. Wydaje się, że w półprzewodnikach nie chodzi ani o *styk n-p*, ani też o *kontakt n-p*, lecz o *styczność n-p*. Nie ma też chyba przeszkód w używaniu terminu *zjawisko stykowe* (zamiast *zjawisko kontaktowe*), jako należącego do licznej rodziny takich pojęć, jak np. napięcie stykowe, siła elektromotoryczna stykowa, oporność stykowa (opór elektryczny stykowy).

Megaom — megom. Wbrew sceptycyzmowi dr Mierzeckiego jestem przeświadczony o rychłym zniknięciu „megoma“, gdyż nie jest to właściwie nawet zagadnienie terminologiczne, lecz po prostu sprawa podstawowego wykształcenia, zabraniającego np. używania wyrażeń: „15 deko“, „220 wolt“ (zamiast prawidłowego: 15 dekagramów, 220 woltów) itp.

Przewodność — przewodnictwo. Nie jest dla mnie jasne, dlaczego fizyków nie przekonuje argument jednolitości końcówek. Końcówki nie są sprawą bagatelną; prawdopodobnie wskutek jej lekceważenia fizycy używają nazwy *przewodnictwo* mieszając pojęcia *przewodzenie* (ang. *conduction*) i *przewodność* (ang. *conductance*). Upewnia mnie w tym sam dr Mierzecki, gdy w jednym miejscu swego artykułu pisze o *przewodnictwie materiałów* (powinno być *przewodność*, a nawet *przewodność właściwa*), a w innym miejscu o rozprzestrzenianiu się ciepła przez *przewodnictwo*, unoszenie i promieniowanie (powinno być *przewodzenie*).

Częstość — częstotliwość. Nieporozumienie polega na tym, że dr Mierzecki traktuje *częstość* jako częstość stałą, podczas gdy chodzi o częstość regularną, tj. o częstość, w której nie chodzi o wyeliminowanie zmienności, lecz przypadkowości. Częstość może być zmienna lub stała, nie stając się przy tym częstością regularną czyli częstotliwością, a także częstość może być zmienna lub stała nie tracąc regularności. Sprawę tę wyraźnie objaśnia następujący przykład (podany w mojej książce, lecz pominięty przez dr Mierzeckiego). Przy synchronizacji prądnic w elektrowni trzeba doprowadzić do równości częstotliwości i zgodności faz obu synchronizowanych prądnic. W tym celu konieczne jest zmienianie częstotliwości jednej z prądnic aż do uchwycenia zgodności faz. Mamy tu do czynienia z częstotliwością

zmienną, która mimo to nie przestaje być częstością regularną; regularność jej jest podstawowym warunkiem synchronizacji. Natomiast nawet gdy częstość jest stała, to niekoniecznie staje się przez to częstością regularną czyli częstotliwością, co unaoczni prosty przykład: z częstości chodzenia do teatru dwa razy na rok, stałej, tj. jednakowej w każdym roku, nie wynika, że jest to częstotliwość, czyli że ktoś chodzi do teatru co pół roku. Podobnie, w odróżnieniu od częstotliwości drgań, podanie częstości zaników nie wystarcza do określenia odstępów czasu między poszczególnymi zanikami ani do określenia, kiedy wystąpi następny zanik. Używania nazwy *częstość* w dwóch różnych znaczeniach nie można motywować tym, że „każdy“ domyśli się różnicy znaczeń — literatura techniczna jest przecież przeznaczona dla tych, którzy dopiero chcą się z niej czegoś nauczyć. Spotykając termin *częstość* obok słowa *zaników* i obok słowa *drgań* czytelnik ma prawo sądzić, że oznacza on to samo pojęcie, a tymczasem doznaje zawodu z winy autorów. Oczywiście, staranny autor objaśni mu w tekście różnicę znaczeń, ale w takim razie, czyż nie prościej jest wydatnie różnicę odpowiednimi terminami zamiast opisowymi objaśnieniami? Na tym przecież polega sens wszelkiej terminologii. Rzecz jasna, używanie ogólniejszego terminu *częstość*, nawet gdy chodzi o częstotliwość, nie byłoby błędne, podobnie jak nie byłoby błędem nazywanie kwadratu figurą, krzesła meblem, a silnika maszyną. Jest to jednak wprowadzanie wieloznaczności przez naruszanie zasady „per genus proximum“, przy czym nie widać powodów, żeby fizycy mieli naruszać ją w odniesieniu do częstotliwości, skoro nie naruszają jej w odniesieniu do innych pojęć. Nie wypada też atakować nazwy *częstotliwość* przez zestawianie z nią nie istniejących wyrazów *prędkotliwość* czy *gestotliwość*. Wyraz *częstotliwość* został utworzony od przymiotnika *częstotliwy*, używanego w pokrewnym znaczeniu w gramatyce (czasowniki częstotliwe, np. *postukiwać*), a nie przez zniekształcenie wyrazu *częstość* dodaniem końcówki *-liwość*, która, nie wiadomo dlaczego, miałyby mieć związek ze stałością (nie mówiąc już o tym, że w nazwie *częstotliwość* nie o stałość chodzi).

Promieniowanie temperaturowe — promieniowanie cieplne. Ciepło na całej drodze przewodzenia i unoszenia pozostaje energią cieplną; podczas gdy już na początku drogi promieniowania ulega ono przemianę w energię promienistą. Tymczasem nazwa *promieniowanie cieplne* sugeruje, jakoby to energia cieplna wędrowała w przestrzeń, podobnie jak przy przewodzeniu cieplnym. Wprawdzie na końcu drogi promieniowania energia promienista, ulegając pochłanianiu przez ciało znajdujące się na drodze promieniowania, przemienia się w energię cieplną, ale nie ma to związku z okolicznością, że w źródle promieniowania energia promienista powstała z energii cieplnej — równie dobrze energia cieplna powstaje w ciałach, na które pada promieniowanie źródeł innego rodzaju, np. anteny radioelektrycznej. W obu przytoczonych przypadkach mamy do czynienia z energią promienistą jednego i tego samego rodzaju, a jedynie dla scharakteryzowania przyczyny w jednym z tych przypadków (temperatura ciała promieniującego) używamy nazwy *promieniowanie temperaturowe*. Warto zaznaczyć, że analogiczne nazwy rozpowszechniły się już w nowszej literaturze światowej (ang. *temperature radiation*, niem. *Temperaturstrahlung* itp.).

Niepokojąca jest informacja, że w optyce używa się wyrażenia *światło niewidzialne*. Mamy tu do czynienia z „*contradictio in adiecto*“ — niewidzialność jest przecież zaprzeczeniem światła. Prawdopodobnie optycy rozszerzyli sobie pojęcie światła dlatego, że rozmaite zależności, jak np. że kąt odbicia równa się kątowi padania, są spełnione nie tylko w zakresie promieniowania widzialnego, lecz i poza nim. Tego rodzaju arbitralność prowadzi do zatarcia zakresu znaczeniowego wyrazu *światło* i różnic między terminami *natężenie światła*, *naświetlenie* a terminami *natężenie promieniowania*, *napromienienie*.

Nasuują się też wątpliwości co do twierdzenia, że luminescencja nie wywołuje działania grzejjego. Promieniowanie lamp luminescencyjnych ulega przepuszczeniu (dlatego widzimy światło poprzez szkło osłon tych lamp) i odbiciu (dlatego możemy czytać przy oświetleniu za pomocą tych lamp); reszta ulega pochłanianiu i przemianę w energię cieplną (m. in. dlatego osłony szklane tych lamp grzeją się) — w cóż innego mogłaby się przemieniać pochłaniana energia promienista?

Prąd — natężenie prądu. Fizycy są przyzwyczajeni do terminu *natężenie prądu*, ponieważ operują nim w stosunkowo prostych przypadkach. W technice jednak sprawy nieco się skomplikowały. Na przykład w technice prądów sinusoidalnych mówiąc o napięciu elektrycznym rozróżnia się jego wartość i fazę, w związku z czym używa się terminów *wartość napięcia* i *faza napięcia*. Gdyby terminem było *natężenie prądu*, to analogicznie wypadałoby mówić *wartość natężenia prądu* i *faza natężenia prądu*, a tymczasem nikt tak nigdy nie mówił i nie mówi; używa się tu terminów *wartość prądu* (bądź *natężenie prądu*) oraz *faza prądu*, z czego wynika, że charakter terminu przybrał wyraz *prąd*, a wyraz *natężenie* stał się równoznacznikiem wyrazu *wartość*. Na wykresach wektorowych przedstawia się *wektory napięć* i *wektory prądów* (a nie *wektory natężeń prądów*). Dr Mierzecki podaje przykładowe zdanie: „pod wpływem różnicy temperatur dwu styków metalicznych pomiędzy nimi popłynie prąd termoelektryczny“, z którego ma jakoby w sposób oczywisty wynikać, że *prąd* oznacza tu zjawisko, a nie wielkość fizyczną. A co będzie, jeśli napiszemy zdanie: „pod wpływem różnicy temperatur dwu styków metalicznych pomiędzy nimi powstanie siła termoelektryczna“? Czy wobec tego *siła termoelektryczna* to zjawisko, a nie wielkość fizyczna?

Drobina — cząsteczka. Niedogodność nazwy *cząsteczka* polega przede wszystkim na tym, że wielu autorów używa jej w znaczeniu *cząstki*, co czytelników dezorientuje z powodu zbieżności z *cząsteczką* w znaczeniu molekuly.

Na zakończenie pragnę podziękować Redakcji za umożliwienie mi zabrania głosu na łamach „Postępów Fizyki“ i wyrazić nadzieję, że wymiana poglądów na powyższe tematy przyczyni się do ujednoczenia terminologii dziedzin różnych wprawdzie, lecz operujących wieloma wspólnymi pojęciami.

Marian Mazur
Instytut Elektrotechniki
Warszawa

G. J. LUBARSKI, Teoria grup i jej zastosowania w fizyce

PWN, Warszawa 1961, stron 352

Teoria grup jest dzisiaj ważnym narzędziem matematycznym w pracy fizyka teoretyka i odgrywa coraz większą rolę w wielu działach fizyki teoretycznej. Dowodem tego są chociażby zastosowania teorii grup do fizyki cząstek elementarnych, których klasyfikacja jest oparta o teorię reprezentacji grup. Dlatego też fizycy teoretycy powinni z zadowoleniem powitać tłumaczenie książki Lubarskiego, tym bardziej, że dotąd nie było w języku polskim podręcznika traktującego o zastosowaniach teorii grup do fizyki.

Cztery pierwsze rozdziały książki Lubarskiego zawierają wykład podstaw teorii grup i teorii reprezentacji grup w zakresie potrzebnym do zastosowań fizycznych. Dalsze rozdziały dotyczą zastosowań teorii grup skończonych i nieskończonych do różnych działów fizyki i do krytalografii. Teoria grup skończonych zastosowana jest w tej książce do zagadnień mechaniki (teoria małych drgań układów symetrycznych), termodynamiki (teoria przejść fazowych drugiego rodzaju) i do krytalografii. Reszta książki (objętościowo połowa) poświęcona jest zastosowaniom grup nieskończonych do fizyki i rozpoczyna się wykładem teorii grup Liego i ich reprezentacji nieskończonych. Dalej omówione są dwa najważniejsze w fizyce przypadki grup Liego: grupa obrotów i grupa Lorentza z ich zastosowaniami w fizyce. Dla każdej z tych grup przedyskutowane są reprezentacje nieprzywiedlne, iloczyny tych reprezentacji oraz algebry: tensorowa i spinorowa. Podkreślić tu należy, że różne szczegóły teorii, podawane w większości podręczników w formie bardzo skróconej, są w książce Lubarskiego omówione dokładniej. Jako zastosowania teorii grup obrotów wyprowadzone są wzory na współczynniki Clebscha-Gordana i współczynniki Racah, wzory na funkcje kuliste ze spinem oraz wyprowadzona ogólna postać równania niezmienniczego względem grupy obrotów. Przedyskutowane są też zastosowania teorii grup obrotów do takich zagadnień fizycznych jak klasyfikacja stanów własnych równania Schrödingera, teoria ramanowskiego rozpraszania światła i zastosowania do teorii reakcji jądrowych. Jeśli chodzi o zastosowania grupy Lorentza, wyprowadzona jest ogólna postać równania relatywistycznie niezmienniczego, a jako przykład przedyskutowane równanie Diraca. Szkoda jednak, że autor nie zajął się w tej książce szerzej grupą Lorentza dopuszczającą inwersję czasu i sprawę tę przedstawił tylko fragmentarycznie.

Obszerny dodatek zawiera m. in. ważne dla krytalografa tablice opisujące 230 grup przestrzennych, jak również tablice charakterów niektórych grup i tablicę współczynników Racah. W książce umieszczono też znaczną liczbę zadań.

Tłumaczenie polskie jest dobre, jedynie zastrzeżenia mogą budzić niektóre terminy wprowadzone przez tłumacza. Wszędzie gdzie tłumacz pisze „sfera“, można napisać po prostu „kula“, gdyż chodzi tam o zwykłą kulę w przestrzeni trójwymiarowej euklidesowej. Również obce słowo „generuje“ można zastąpić polskim „tworzy“ lub „wytwarza“. Sądę, że zwłaszcza w tekstach drukowanych należałoby wystrzegać się niepotrzebnego używania terminów obcych, tam gdzie mamy do rozporządzenia powszechnie używane słowa polskie.

Bronisław Średniawa

Odkrycie pierwiastka o liczbie porządkowej 103

W 9 zeszytzie „Physical Review“-Letters z dnia 1 czerwca 1961 r. ukazała się notatka anonsująca odkrycie pierwiastka o liczbie porządkowej 103. Praca wykonana została w Lawrence Radiation Laboratory Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley przez czterech autorów: Alberta Ghiorso, Torbjørna Sikkelanda, Almona Larsha i Roberta Latimera. Nowy pierwiastek został wyprodukowany przez bombardowanie kalifornu jonami boru, uzyskanymi z akceleratora HILAC. Uzyskano w ten sposób preparat o bardzo słabej aktywności alfa, którą zinterpretowano jako zanik pierwiastka o liczbie porządkowej 103. Liczba masowa tego nuklidu wynosi według autorów 257. Autorzy postanowili nadać nowemu pierwiastkowi nazwę lawrence, symbol Lw, na cześć Ernesta O. Lawrence'a, twórcy cyklotronu. Odkryty pierwiastek o liczbie porządkowej 103 jest ostatnim pierwiastkiem z grupy aktynowców.

Nowa definicja jednostki długości i jednostki czasu

W październiku 1960 r. przyjęta została przez XI Generalną Konferencję Miar nowa definicja jednostki długości i jednostki czasu. Nowa definicja metra została sformułowana w następujący sposób: „Metr jest to długość równa 1 650 763,73 długości fali promieniowania w próżni, odpowiadającego przejściu pomiędzy poziomami $2p_{10}$ i $5d_5$ atomu kryptonu 86^{Kr} “. W związku z nową definicją metra XI Generalna Konferencja Miar uchwaliła rezolucję, na mocy której dotychczasowy wzorzec platynow-irydowy, zatwierdzony przez I Generalną Konferencję Miar w 1889 r. nie będzie spełniał roli wzorca międzynarodowego, lecz będzie przechowywany w Międzynarodowym

Biurze Miar w charakterze eksponatu muzealnego. Ponieważ nowa definicja jednostki długości może nastęrczać dużo trudności w przyswojeniu dla uczniów w szkolnictwie niższego stopnia, XI Generalna Konferencja Miar wydała zalecenie, aby w szkolnictwie stosować dotychczasową definicję metra z zaznaczeniem, że od 1960 r. obowiązuje nowa, ściślejsza definicja.

Stosownie do uchwał VIII i IX Zgromadzenia Generalnego Międzynarodowej Unii Astronomicznej (Rzym 1952 i Dublin 1955) zatwierdzona została poprawka do definicji jednostki czasu. Ostatecznie sformułowanie jednostki czasu, przyjęte przez XI Generalną Konferencję, brzmi jak następuje: „Sekunda jest to $1/31\,556\,925,9747$ część roku zwrotnikowego 1900, styczeń 0, godzina 12 czasu efemeryd“. Należy zaznaczyć, że ustalona w ten sposób definicja sekundy ma raczej charakter tymczasowy. Konferencja wydała bowiem zalecenie pod adresem Międzynarodowego Komitetu Miar, aby niezwłocznie podjęto prace nad ustaleniem jednostki czasu w oparciu o zjawiska fizyczne, a nie astronomiczne. Jak wiadomo, chodzi o wzorzec oparty na drganiach w atomach lub drobinach. Obecnie obowiązujący, międzynarodowy system jednostek metrycznych SI (Système International d'Unités) opiera się na następujących 6 jednostkach:

- j. długości — metr (m),
- j. masy — kilogram (kg),
- j. czasu — sekunda (s),
- j. natężenia prądu elektrycznego — amper (A),
- j. temperatury (wg skali termodynamicznej) — stopień Kelvina ($^{\circ}K$),
- j. natężenia kierunkowego źródła światła — kandela (cd).

Na marginesie uchwał warto przypomnieć, że Generalna Konferencja Miar jest zwy-
 10

wana co 6 lat i stanowi naczelny organ Konwencji Metrycznej, zawartej 20 maja 1875 r. i uzupełnionej dodatkową Konwencją Międzynarodową, podpisaną w Sèvres 6 października 1921 r. przez 27 państw. W 1960 r. Konwencja skupiała 36 państw. Polska jest sygnatariuszem Konwencji od 1925 r.

Nowe nominacje

Na posiedzeniu w dniu 19 lipca 1961 r. Rada Państwa zatwierdziła dokonany przez Zgromadzenie Ogólne Polskiej Akademii Nauk wybór 34 członków rzeczywistych spośród dotychczasowych członków korespondentów. Na członka rzeczywistego PAN powołany został prof. dr Henryk Niewodniczański. Ponadto Rada Państwa powołała na stanowisko profesora nadzwyczajnego doc. dr Andrzeja Hrynkiewicza z Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie.

„Physica status solidi” — nowe czasopismo poświęcone fizyce ciała stałego

Berlińskie wydawnictwo naukowe „Akademie Verlag” rozpoczęło od lipca 1961 r. wydawanie nowego miesięcznika poświęconego fizyce ciała stałego. Miesięcznik nosi tytuł „Physica status solidi”. W skład komitetu redakcyjnego wchodzi 14 specjalistów z tej dziedziny fizyki, reprezentujących 7 krajów. Polskę reprezentuje w Komitecie redakcyjnym prof. dr Arkadiusz Piekara z Poznania. W miesięczniku będą publikowane prace o charakterze podstawowym, i to zarówno prace oryginalne, dotąd nigdzie nie publikowane, jak i artykuły przeglądowe, stanowiące syntezę aktualnych osiągnięć w różnych dziedzinach fizyki ciała stałego. Wydawca przewiduje również drukowanie krótkich abstraktów prac, ukazujących się w innych czasopismach. Artykuły drukowane będą w jednym z czterech języków: niemieckim, rosyjskim, angielskim lub francuskim.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. koresp. PAN

Sekretarz

Prof. dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Skarbnik

Dr HALINA CHECIŃSKA

Członek Zarządu

Doc. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk - Dr O. GZOWSKI
Głuchów - Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków - Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ
Lublin - Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź - Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań - Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
Szczecin - Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń - Dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Warszawa - Prof. dr WITOLD ŁANIECKI
Wrocław - Prof. dr JÓZEF MAZUR

TREŚĆ

R. V. Pound — O masie fotonów (<i>tłum. G. Nestorowicz</i>)	617
G. Białkowski — Związki dyspersyjne	629
R. Rączka — Próby wprowadzenia nowych symetrii w teorii oddziaływań cząstek elementarnych	671
M. Grynberg — O stanie rezonansowym π - A	687
A. Kawski — Momenty dipolowe drobin wzbudzonych	699
KĄCIK JĘZYKOWY	
R. Mierzecki — „Słownictwo fizyczne” i „słownictwo techniczne”	713
M. Mazur — O ujednoczenie terminologii fizycznej i technicznej	719
RECENZJE	
G. J. Lubarski — Teoria grup i jej zastosowanie w fizyce (<i>B. Średniawa</i>)	723
KRONIKA	725

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI” — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch”, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki”.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch” Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.