

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM X

ZESZYT 2

1959

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Kazimierz Rosiński (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

Adre. Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie.

AKADEMIA FIZYKI
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM X, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1959

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE .

Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład 1540 egz. (1405 + 135)	Oddano do składania 19.II.59
Ark. wyd. 9,5. Ark. druk. 8,5	Podpisano do druku 8.VI.59
Pap. ilustr. III kl. 80 g. 70 × 100	Druk ukończono w czerwcu 1959.
Cena zł 15,--	Zamówienie nr 246/59. W-8

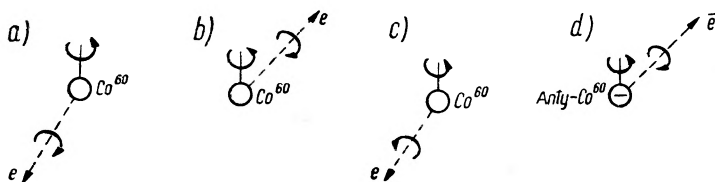
Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

Jerzy Rayski
 Uniwersytet Jagielloński
 Kraków

Lewoskrętne neutrino i uniwersalne sprzężenie Fermiego

Wstęp

W ostatnim roku dokonano ważnych postępów w badaniach nad własnościami neutrino oraz nad charakterem słabych sprzężeń. Wstępnym, lecz decydującym krokiem w tym rozwoju było wysunięcie hipotezy o przełamaniu prawa zachowania parzystości w słabych sprzężeniach przez Lee i Yanga [1], Landaua [2] oraz Salama [3]¹. Reszty



Rys. 1. Rozpad beta zorientowanych jąder kobaltu. Przypadek (a), gdzie elektron biegnie „wstecz”, jest typowy. Przypadek (b), gdzie elektron biegnie „w przód”, jest wyjątkowy. Ta asymetria między (a) i (b) świadczy o przełamaniu prawa zachowania parzystości. Także przypadek (c), gdzie elektron rozpadu jest spolaryzowany w prawo, jest wyjątkowy, co świadczy również o niezachowaniu parzystości. Przypadek (d) jest typowy dla anty-kobaltu, (d) w stosunku do (a) jest obrazem odzwierciedlonym wraz z zamianą cząstek na antycząstki. Prawa przyrody są niezmiennicze wobec transformacji przeprowadzającej (a) w (d), lecz nie (a) w (b).

dokonał współczesny postęp techniki eksperymentalnej, której nowość polega na tym, że obecnie potrafimy badać rozpad spolaryzowanych jąder lub cząstek elementarnych i umiemy stwierdzać stan polaryzacji ich produktów rozpadu.

Badania W u i współpracowników [4] nad rozpadem beta spolaryzowanych jąder kobaltu wykazały w sposób niewątpliwy brak zachowania

¹ O przełamaniu zasady zachowania parzystości por. także artykuły T. D. Lee, *Postępy Fizyki* 8, 659 (1957), G. Białkowskiego i J. Wrzecionki, *Postępy Fizyki* 8, 519 (1957) oraz J. Werlego, *Postępy Fizyki* 8, 549 (1957); O inwersjach czasu i przestrzeni por. artykuł J. Rzewuskiego, *Postępy Fizyki* 9, 159 (1958). Por. także tłumaczenia przemówień A. Salama, *Postępy Fizyki* 9, 479 (1958), C. N. Yanga, *Postępy Fizyki* 9, 615 (1958) i T. D. Lee, *Postępy Fizyki* 10, 17 (1959).

parzystości, lecz nie były na tyle dokładne, ażeby rozstrzygnąć kwestię, czy odstępstwo od prawa zachowania parzystości jest częściowe, czy też jest zupełne, tzn. czy asymetria rozpadu jest maksymalna. Dziś wiadomo już, że asymetria ta jest maksymalna, a więc zgodna z dwukomponentową teorią neutrino, w myśl której neutrino może występować tylko w jednym stanie polaryzacji kołowej. Ponadto udało się stwierdzić (Goldhaber i współpr. [5]), że polaryzacja neutrino jest lewa.

Następnym bardzo ważnym postępowaniem było stwierdzenie, że dawniejsze pomiary wskazujące na skalarno-tensorowy charakter sprzężenia odpowiedzialnego za rozpad *beta* były błędne. Okazało się, że sprzężenie to jest wektorowo-pseudowektorowe (Burgy i współpr. [6]). Ten fakt umożliwia przyjęcie uniwersalnego typu sprzężenia wektorowo-pseudowektorowego z jedną wspólną stałą sprzężenia dla wszystkich przypadków słabych sprzężeń. W ten sposób objawiła się nam jeszcze jedna, bardzo ogólna prawidłowość przyrody.

Celem tego artykułu jest przystępne wprowadzenie do tych zagadnień zarówno od strony teoretycznej, jak i krótkie omówienie kluczowych doświadczeń, które rozstrzygnęły kwestię lewoskrętności neutrino i wektorowo-aksjalnowektorowego sprzężenia odpowiedzialnego za rozpad *beta*. Przy okazji omówimy krótko problem niezmienniczości wobec inwersji czasu.

1. Równanie Diraca i tensory zbudowane z funkcji ψ

Jako punkt wyjścia naszych rozważań weźmy równanie Diraca napisane w tradycyjnej postaci, przyjmując jednak taki układ jednostek, przy którym zarówno prędkość światła c , jak i stała Plancka \hbar podzielona przez 2π są równe jedności

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{i} \vec{\alpha} \text{grad } \psi + a_m m \psi. \quad (1)$$

Ten tradycyjny sposób zapisu równania Diraca nie jest jednak wygodny, gdy zależy nam na uwypukleniu niezmienniczości tego równania wobec transformacji Lorentza. Ażeby tę niezmienniczość uwypuklić, wprowadzimy zamiast t wielkość $x_4 = it$ i pomnożymy całe równanie z lewej strony przez a_m . Oznaczając

$$\gamma_1 = \frac{1}{i} a_m \alpha_1, \quad \gamma_2 = \frac{1}{i} a_m \alpha_2, \quad \gamma_3 = \frac{1}{i} a_m \alpha_3, \quad \gamma_4 = a_m \quad (2)$$

i przenosząc wszystkie wyrazy na jedną stronę otrzymujemy

$$\sum_{\mu=1}^4 \gamma_{\mu} \frac{\partial \psi}{\partial x_{\mu}} + m\psi = 0, \quad (3)$$

gdzie układ macierzy γ_{μ} spełnia takie same relacje przestawiania, jak układ macierzy $a_1 a_2 a_3$ wraz z a_m

$$\gamma_{\mu}\gamma_{\nu} + \gamma_{\nu}\gamma_{\mu} = 2\delta_{\mu\nu}, \quad \mu, \nu = 1, \dots, 4. \quad (4)$$

Oprócz czterech macierzy γ_{μ} o czterech wierszach i kolumnach istnieje jeszcze piąta spełniająca wraz z tamtymi relację (4). Jest to macierz

$$\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4. \quad (5)$$

Następująca wielkość

$$j_{\mu}^i = ie(\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi) \quad (6)$$

oznacza czterowektor gęstości ładunku i prądu dla równania Diraca, przy czym $\bar{\psi} = \psi^*\gamma_4$, zaś gwiazdka oznacza wielkość zespoloną sprzężoną w przypadku pierwszej kwantyzacji lub sprzężoną po hermitowsku w przypadku drugiej kwantyzacji. Nietrudno jest ściśle udowodnić, że wielkość kształtu $i(\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi)$ jest czterowektorem (jednostka urojona i została wprowadzona po to, aby czwarta składowa czterowektora była urojona, a pozostałe składowe były rzeczywiste). Dowód pominiemy zadowalając się intuicyjną oczywistością faktu, że gęstość ładunku i prądu stanowi czterowektor. W niezmienniczym równaniu (3) γ_{μ} występuje formalnie w roli czterowektora mnożonego skalarnie przez czterowektor $\frac{\partial}{\partial x_{\mu}}$. Skoro tak jest, to łatwo domyślić się, że wielkość $i(\bar{\psi}\gamma_{\mu}\gamma_{\nu}\psi)$ dla $\nu \neq \mu$ jest tensorem. Ze względu na warunki (4) jest to tensor antysymetryczny. Podobnie wielkość $i(\bar{\psi}\gamma_{\mu}\gamma_{\nu}\gamma_{\rho}\psi)$, gdzie $\mu \neq \nu \neq \rho$, jest niczym innym jak tensorem trzeciego rzędu antysymetrycznym w każdej parze wskaźników. Cztery niezależne składowe tego tensora można również napisać w postaci $i(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_{\mu}\psi)$, gdzie $\mu = 1, \dots, 4$ i układ tych czterech wielkości nazywamy pseudowektorem lub wektorem osiowym albo aksjalnym.

Możemy także utworzyć antysymetryczny tensor czwartego rzędu posiadający tylko jedną niezależną składową $i(\bar{\psi}\gamma_5\psi)$. Tę wielkość nazywamy pseudoskalarem. Ogólnie można powiedzieć, że jeżeli pomiędzy $\bar{\psi}$ oraz ψ wpisujemy określoną liczbę macierzy $\gamma_{\mu}\gamma_{\nu}\gamma_{\rho} \dots \mu \neq \nu \neq \rho \dots$ to otrzymamy tensor takiego rzędu, jaki odpowiada liczbie wpisanych macierzy γ . Pisząc więc $(\bar{\psi}\psi)$ otrzymamy tensor zerowego rzędu, czyli skalar.

2. Teoretyczne możliwości opisu rozpadu beta

Przejdźmy obecnie do zagadnienia rozpadu *beta*. W proces ten uwikłane są cztery rodzaje cząstek, a więc w opis tego procesu wejść muszą cztery rodzaje funkcji fermionowych ψ , które odnoszą się odpowiednio do neutronu, protonu, elektronu i neutrina. Ażeby nie komplikować sobie zapisu, będziemy oznaczać funkcje pola nie tradycyjną literą ψ , co wymagałoby dopisywania odpowiedniego znacznika wskazującego, do jakiego rodzaju cząstek ta funkcja się odnosi, lecz po prostu użyjemy litery oznaczającej cząstkę jako symbolu funkcji pola. Tak więc funkcja pola neutronowego będzie oznaczona jako n , protonowego jako p , elektronowego e , neutrinowego — ν .

Ażeby zdać sprawę z wzajemnego oddziaływania tych czterech pól, należy lagrangian (a w konsekwencji także i hamiltonian) uzupełnić przez dodatkowe wyrażenie liniowe w każdej z funkcji pola, hermitowskie oraz niezmiennicze ze względu na transformacje Lorentza. Najprostszym wyrażeniem spełniającym te warunki jest

$$C_s(\bar{p}n)(\bar{e}\nu) + C_s^*(\bar{n}p)(\bar{\nu}e), \quad (7)$$

gdzie C_s jest stałą sprzężenia, której wartość znajdujemy z doświadczenia. W ogólności stała ta mogłaby być zespolona. Przez \bar{p} rozumiemy $p^*\gamma_4$ itp... Drugi wyraz w (7) jest sprzężony po hermitowsku do pierwszego, co gwarantuje hermitowskość całego wyrażenia (7). To wyrażenie zależy za pośrednictwem funkcji n, p, e, ν oraz ich sprzężonych od współrzędnych przestrzeni i czasu. Oznacza więc ono nie lagrangian oddziaływania, lecz jego gęstość. Sam lagrangian oddziaływania L' otrzymamy całkując wyrażenie (7) po przestrzeni. Hamiltonian oddziaływania H' równa się $-L'$; podobnie jak w mechanice energia potencjalna występuje w hamiltonianie z przeciwnym znakiem niż w lagrangianie (który równa się energii kinetycznej minus energia potencjalna).

Do tak zbudowanego H' możemy zastosować rachunek zaburzeń zależny od czasu. Ze względu na małość stałej sprzężenia (słabe oddziaływanie) wystarczy ograniczyć się do pierwszego przybliżenia. W tym przybliżeniu, jak dobrze wiadomo z mechaniki kwantowej, amplituda prawdopodobieństwa przejścia ze stanu początkowego i do końcowego f jest proporcjonalna do elementu macierzowego H'_{fi} . W kwantowej teorii pola funkcje p, n, e, ν są operatorami lub macierzami, których jedyne różne od zera elementy odpowiadają absorpcji jednej cząstki danego typu lub emisji antycząstki. Zaś dla funkcji $\bar{p}, \bar{n}, \bar{e}, \bar{\nu}$ jedyne różne od zera elementy odpowiadają emisji odpowiedniej cząstki lub absorpcji

odpowiedniej antycząstki. Jeśli więc w stanie początkowym mamy jeden neutron, to element typu $(\bar{\mathbf{p}} \mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}} \nu)$ w hamiltonianie oddziaływania daje nam amplitudę prawdopodobieństwa na absorpcję tego neutronu (dzięki występowaniu macierzy \mathbf{n}) oraz na równoczesną emisję protonu (dzięki $\bar{\mathbf{p}}$), elektronu (dzięki $\bar{\mathbf{e}}$) i antyneutrino (dzięki ν). Takie elementy opisują więc amplitudy prawdopodobieństwa rozpadu *beta*. Drugi z wyrazów występujących w (7) odpowiedzialny jest za „pochwył K”, czyli za absorpcję elektronu przez jeden z protonów jądra. W tym przypadku znika nie tylko elektron, lecz także proton przeobrażając się w neutron. Równocześnie powstaje także jedno neutrino.

Wyrażenie (7) wymaga jeszcze pewnego wyjaśnienia. W tym wyrażeniu zbudowaliśmy skalar $(\bar{\mathbf{p}} \mathbf{n})$ i pomnożyliśmy przez drugi skalar $(\bar{\mathbf{e}} \nu)$, a nie $(\bar{\mathbf{p}} \nu)$ przez $(\bar{\mathbf{e}} \mathbf{n})$. Ten wybór uzasadniony jest bliższym pokrewieństwem protonu z neutronem — stanowią one swojego rodzaju jedność pojęciową — nukleon.

Powstaje pytanie, czy wyrażenie (7) jest jedynym możliwym, przy pomocy którego możemy opisać rozpad *beta*? Z pewnością tak nie jest. Oprócz wyrażenia (7) zbudowanego z iloczynu dwóch skalarów i wobec tego nazywanego sprzężeniem skalarnym, możliwe jest np. analogiczne wyrażenie zbudowane jako iloczyn skalarny dwóch czterowektorów

$$-C_V \sum_{\mu=1}^4 (\bar{\mathbf{p}} \gamma_{\mu} \mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}} \gamma_{\mu} \nu) + h.c., \quad (8)$$

gdzie *h.c.* oznacza w skrócie drugi wyraz sprzężony po hermitowsku do pierwszego podobnie jak w (7). W wyrażeniu (8) występuje iloczyn skalarny czterowektorów, który jest skalarem i wobec tego może być składnikiem lagrangianu. Możemy także zbudować wyrażenie skalarne z tensorów

$$-\frac{1}{2} C_T \sum_{\mu, \nu} (\bar{\mathbf{p}} \gamma_{\mu} \gamma_{\nu} \mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}} \gamma_{\mu} \gamma_{\nu} \nu) + h.c. \quad (9)$$

lub z wektorów osiowych

$$C_A \sum_{\mu} (\bar{\mathbf{p}} \gamma_5 \gamma_{\mu} \mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}} \gamma_5 \gamma_{\mu} \nu) + h.c. \quad (10)$$

lub wreszcie z pseudoskalarów

$$-C_P (\bar{\mathbf{p}} \gamma_5 \mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}} \gamma_5 \nu) + h.c. \quad (11)$$

Do niedawna wydawało się, że najogólniejszym wyrażeniem mogącym opisywać rozpad *beta* jest kombinacja liniowa wyrażen (7)—(11) z różnymi stałymi sprzężenia, a więc

$$C_s(\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n})(\bar{e}\nu) - C_v \sum (\bar{\mathbf{p}}\gamma_\mu\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_\mu\nu) - \frac{1}{2} C_T \sum (\bar{\mathbf{p}}\gamma_\mu\gamma_\nu\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_\mu\gamma_\nu\nu) \quad (12)$$

$$+ C_A \sum (\bar{\mathbf{p}}\gamma_5\gamma_\mu\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_5\gamma_\mu\nu) - C_P(\bar{\mathbf{p}}\gamma_5\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_5\nu),$$

dziś jednak wiadomo, że nie jest to wyrażenie najogólniejsze. Przede wszystkim nie wiadomo, czy pole elektronowe posiada tą samą parzystość co pole neutrinowe (chodzi tu o tzw. parzystość względną tych dwóch pól). Gdyby parzystości względnie elektronu i neutrina były przeciwne, to wyrażenie $(\bar{e}\nu)$ nie byłoby skalarzem, lecz pseudoskalarzem, a za to skalarzem byłoby wyrażenie $(\mathbf{e}\gamma_5\nu)$. W tym przypadku należałoby więc w miejsce (7) napisać raczej

$$C'_s(\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_5\nu) + h.c. \quad (7')$$

i analogiczne dalsze wyrażenia zamiast (8)—(11). Parzystość względna nie posiada jednak żadnych konsekwencji fizycznych, gdyż zastąpienie wyrażeń typu (7) przez (7') prowadzi do zupełnie takich samych wzorów na prawdopodobieństwa rozpadów i przekroje czynne.

Łatwo widać jednak, że jeżeli w lagrangianie oddziaływania występowałyby równocześnie wyrazy typu (7) i (7'), a więc np.

$$C_s(\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n})(\bar{e}\nu) + C'_s(\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_5\nu) + h.c., \quad (7'')$$

to w prawdopodobieństwie, które dane jest przez kwadrat modułu amplitudy, pojawią się oprócz wyrazów skalarnych proporcjonalnych do $C_s C_s^*$ i do $C'_s C_s^*$ także wyrazy pseudoskalarne proporcjonalne do $C_s C_s'^*$ oraz $C_s' C_s^*$. Te wyrazy są pseudoskalarne niezależnie od tego, czy parzystość względna elektronu i neutrina jest taka sama, czy przeciwna.

Pojawianie się takich pseudoskalarnych wyrazów wśród składników prawdopodobieństwa przejścia, a więc też wśród składników różniczkowego przekroju czynnego, świadczyć będzie o przełamaniu prawa zachowania parzystości wobec odzwierciedleń osi przestrzennych. Od chwili gdy zwątpiliśmy w zachowanie parzystości, musimy przyjąć

$$\begin{aligned} & C_s(\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n})(\bar{e}\nu) + C'_s(\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_5\nu) \\ & - C_v \sum (\bar{\mathbf{p}}\gamma_\mu\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_\mu\nu) - C'_v \sum (\bar{\mathbf{p}}\gamma_\mu\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\nu) \\ & - \frac{1}{2} C_T \sum (\bar{\mathbf{p}}\gamma_\mu\gamma_\nu\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_\mu\gamma_\nu\nu) - \frac{1}{2} C'_T \sum (\bar{\mathbf{p}}\gamma_\mu\gamma_\nu\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_\mu\gamma_\nu\gamma_5\nu) \\ & + C_A \sum (\bar{\mathbf{p}}\gamma_5\gamma_\mu\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_5\gamma_\mu\nu) + C'_A \sum (\bar{\mathbf{p}}\gamma_5\gamma_\mu\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_5\gamma_\mu\gamma_5\nu) \\ & - C_P(\bar{\mathbf{p}}\gamma_5\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_5\nu) - C'_P(\bar{\mathbf{p}}\gamma_5\mathbf{n})(\bar{e}\nu) + h.c. \end{aligned} \quad (13)$$

jako najogólniejsze wyrażenie na oddziaływanie.

3. Niezachowanie parzystości

Ponieważ przełamanie prawa zachowania parzystości pochodzi od wyrazów mieszanych proporcjonalnych do CC'^* i znika, gdy znika C bądź C' , więc jest rzeczą jasną, że widome skutki niezachowania parzystości będą wtedy największe, gdy moduły C i C' są równe. O ile przyjmujemy, że stałe C i C' są rzeczywiste, co — jak się okaże z dalszego ciągu — oznacza symetrię wobec inwersji czasu, to założenie

$$C' = \pm C \quad (14)$$

oznaczać będzie maksymalne odstępstwo od prawa zachowania parzystości.

W tym miejscu musimy odwołać się do doświadczenia. Badanie rozpadu *beta* kobaltu pokazało, że różniczkowy przekrój czynny jest proporcjonalny do $1 + a \cos \vartheta$, gdzie ϑ jest kątem pomiędzy kierunkiem spinu jądra kobaltu a kierunkiem pędu elektronu rozpadu. Występowanie w przekroju czynnym wyrażenia $\cos \vartheta$, a więc iloczynu skalarnego wektora osiowego (spinu) przez wektor biegunowy (pęd elektronu) świadczy o braku symetrii wobec inwersji przestrzennych, a więc o niezachowaniu parzystości. Jeżeli współczynnik a byłby mały, to przełamanie prawa zachowania parzystości można by nazwać częściowym. Jednakże okazało się, że a dąży do jedności, gdy prędkość elektronu dąży do prędkości światła (ściślej mówiąc $a = -\frac{v}{c}$), co świadczy o maksymalnym odstępstwie od prawa zachowania parzystości. Wnosimy więc z doświadczenia, że między stałymi sprzężenia spełniony być musi związek (14), czyli że sprzężenie (13) da się napisać w postaci

$$\begin{aligned} & C_S (\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}}(1 \pm \gamma_5)v) - C_V \Sigma(\bar{\mathbf{p}}\gamma_\mu\mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}}\gamma_\mu(1 \pm \gamma_5)v) \\ & - \frac{1}{2} C_T \Sigma(\bar{\mathbf{p}}\gamma_\mu\gamma_\nu\mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}}\gamma_\mu\gamma_\nu(1 \pm \gamma_5)v) \\ & + C_A \Sigma(\bar{\mathbf{p}}\gamma_5\gamma_\mu\mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}}\gamma_5\gamma_\mu(1 \pm \gamma_5)v) - C_P (\bar{\mathbf{p}}\gamma_5\mathbf{n})(\bar{\mathbf{e}}\gamma_5(1 \pm \gamma_5)v) + h.c. \end{aligned} \quad (15)$$

4. Śrubowość neutrina

Ze wzoru (15) widać, że funkcja neutrinowa występuje zawsze pomnożona z lewej strony przez czynnik $(1 \pm \gamma_5)$. Ażeby zrozumieć znaczenia tego faktu, przeprowadzimy następujące rozumowanie: Weźmy równanie Diraca dla neutrina ($m = 0$)

$$\gamma_\mu \frac{\partial v}{\partial x_\mu} = 0, \quad \text{czyli} \quad i\gamma_4 \frac{\partial v}{\partial t} = \sum_{k=1}^3 \gamma_k \frac{\partial v}{\partial x_k}, \quad (16)$$

skąd

$$i \frac{\partial \nu}{\partial t} = \sum_{k=1}^3 \gamma_4 \gamma_k \frac{\partial \nu}{\partial x_k}. \quad (17)$$

Z uwagi na to, że $\gamma_4 \gamma_k = -\frac{1}{i} \gamma_5 \sigma_k$, gdzie $\sigma_i = \frac{1}{i} \gamma_j \gamma_k$ przy j, k, l przebiegających cyklicznie od 1 do 3 oznaczają współrzędne macierzy spinu, możemy też napisać równanie neutrino w postaci

$$i \frac{\partial \nu}{\partial t} = -\frac{1}{i} \gamma_5 \sum_{k=1}^3 \sigma_k \frac{\partial \nu}{\partial x_k}. \quad (18)$$

Mnożąc to równanie z lewej strony przez γ_5 otrzymujemy

$$i \gamma_5 \frac{\partial \nu}{\partial t} = -\frac{1}{i} \sum_{k=1}^3 \sigma_k \frac{\partial \nu}{\partial x_k}. \quad (18')$$

Dodając lub odejmując od (18) równanie (18') otrzymujemy

$$i \frac{\partial}{\partial t} (1 \pm \gamma_5) \nu = \mp \frac{1}{i} \sum_{k=1}^3 \sigma_k \frac{\partial}{\partial x_k} (1 \pm \gamma_5) \nu. \quad (18'')$$

Wprowadzając oznaczenia

$$(1 \pm \gamma_5) \nu = \nu_{\mp} \quad (19)$$

możemy to napisać w postaci

$$i \frac{\partial}{\partial t} \nu_{\mp} = \mp \frac{1}{i} \vec{\sigma} \cdot \text{grad} \nu_{\mp}. \quad (20)$$

Te ostatnie równania posiadają szczególne rozwiązania w postaci fal płaskich

$$\nu_{\pm}(xyz,t) = \nu_{\pm}(p_x p_y p_z) e^{i(\vec{p} \cdot \vec{r} - pt)}, \quad (21)$$

gdzie $p = |\vec{p}|$ oznacza energię, zaś \vec{p} oznacza pęd neutrino. Wstawiając (21) do (20) widzimy, że musi być spełniony warunek

$$p = \mp \vec{\sigma} \cdot \vec{p}, \quad \text{czyli} \quad \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{p} = \mp 1 \quad (22)$$

dla ν_- oraz ν_+ odpowiednio. Ze względu na to, że wartości własne macierzy spinowych² są ± 1 , widać stąd, że ν_- oznacza takie rozwiązanie,

²⁾ $\frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{p}$ oznacza rzut macierzy spinowych na kierunek pędu.

w którym spin neutrina ustawiony jest przeciwnie do kierunku pędu, zaś ν_+ takie rozwiązanie, w którym spin ustawiony jest zgodnie z kierunkiem pędu, ν_- oznacza więc taki stan, w którym pęd i spin neutrina określają śrubę lewą, zaś ν_+ — śrubę prawą.

Oprócz rozwiązań o energii dodatniej istnieją — jak wiadomo — rozwiązania o energii ujemnej, dla których w miejsce (22) mamy

$$-p = \mp \sigma \vec{p} \quad (22')$$

dla ν_{\mp} odpowiednio, o ile p oznacza bezwzględną wartość energii. Sytuacja jest więc odwrotna niż w przypadku rozwiązań o energiach dodatnich: stan energii ujemnej dla ν_- określa śrubę prawą, a dla ν_+ lewą. Zgodnie z teorią dziur antycząstką nazywamy cząstkę o energii, pędzie i spinie przeciwnego znaku niż te dla rozwiązań o energii ujemnej. Ponieważ równoczesna zmiana kierunku pędu i spinu nie zmienia charakteru śrubowości, antyneutrino skojarzone z funkcją ν_- ma własność śruby prawej, zaś antyneutrino skojarzone z ν_+ śruby lewej.

Widzimy więc, że maksymalna asymetria kątowna w rozpadzie *beta* świadczy o tym, że uczestniczy w nim tylko prawo (lub tylko lewo) spolaryzowane neutrino. O tym, które z nich występuje naprawdę, może rozstrzygnąć tylko doświadczenie. Doświadczenie takie zostało ostatnio wykonane przez Goldhabera i współpracowników [5] i rozstrzygnęło na korzyść neutrina spolaryzowanego w lewo (a więc też z konieczności i antyneutrino spolaryzowanego w prawo). Tak więc spośród dwóch alternatyw $1 \pm \gamma_5$ we wzorze (15) pozostaje nam tylko jedna, a mianowicie $1 + \gamma_5$, czyli że stałe C związane są ze stałymi C' prostym związkiem $C = C'$.

5. Doświadczenie Goldhabera i wspólr. [5]³

Ze względu na fundamentalne znaczenie odkrycia, że neutrino jest lewe (antyneutrino prawe) musimy omówić choćby krótko, na czym polega idea doświadczenia Goldhabera i wspólr. Ponieważ nie jesteśmy w stanie mierzyć bezpośrednio kołowej polaryzacji neutrina, a natomiast można (przy pomocy rozproszenia rezonansowego) mierzyć kołową polaryzację kwantów γ , Goldhaber i wspólr. wybrali jądro, które po emisji neutrina przy pochwytcie K znajduje się w stanie wzbudzone i wysyła kwant gamma „pamiętający”, jak zorientowany był spin wysłanego uprzednio neutrina. Jądrem tym jest ${}_{63}\text{Eu}^{152}$. Posiada ono spin 0. Gdy w zjawisku pochwytcu K emitowane zostaje neutrino w kierunku osi z i unosi ze sobą spin $-1/2$, to nowo powstałe jądro ${}_{62}\text{Sm}^{152}$ o spinie 1 musi

³ O doświadczeniu Goldhabera i wspólr. p. także artykuł R. Sosnowskiego *Postępy Fizyki* 9, 327 (1958).

mieć składową zetową spinu $+1$ lub 0 na zasadzie prawa zachowania momentu pędu. Przechodząc do stanu podstawowego o spinie 0 dzięki emisji kwantu gamma traci zetową składową momentu pędu na rzecz tego ostatniego. A więc kwant wysłany w kierunku przeciwnym do neutrina musi mieć spin zorientowany w kierunku osi zetów, czyli jest spolaryzowany w lewo tak samo jak neutrinum. Gdyby neutrinum było spolaryzowane w prawo, to i foton wyrzucony w kierunku przeciwnym musiałby być spolaryzowany w prawo. Widzimy więc, że polaryzacja fotonu jest taka sama jak neutrina. Pomiar rozproszenia rezonansowego tych fotonów wykazał ich lewoskrętną polaryzację, co dowodzi, że neutrinum powstające w procesie wychwyty K jest lewe. Z teorii dziur wynika już automatycznie, że antyneutrinum powstające przy rozpadzie beta musi być prawe.

6. Wykluczenie sprzężenia tensorowego

Odkrycie lewoskrętności neutrina posiada dalsze ważne konsekwencje, mianowicie pozwoliło wyeliminować pewne spośród a priori możliwych typów sprzężeń występujących w ogólnej formule (15). Jeżeli rozważamy rozpad kobaltu, to w tym przypadku odgrywa rolę tylko przejście typu Gamowa-Tellera, co jest równoznaczne z regułą wyboru, w myśl której tylko sprzężenie tensorowe i pseudowektorowe wchodzi w grę. W tym przypadku można rozstrzygnąć, która spośród stałych — C_T czy też C_A — jest istotnie różna od zera⁴. To rozstrzygnięcie da się uzyskać przy pomocy pomiaru polaryzacji kołowej elektronu.

Rozważmy czynnik, w którym występują operatory elektronowe i neutrinowe w sprzężeniu tensorowym oraz pseudowektorowym. Czynniki te są odpowiednio

$$(\bar{e}\gamma_\mu\gamma_\nu(1 + \gamma_5)v) \quad \text{oraz} \quad (\bar{e}\gamma_5\gamma_\mu(1 + \gamma_5)v). \quad (23)$$

Z uwagi na to, że $\bar{e} = e^*\gamma_4$, wyrażenia sprzężone po hermitowsku do powyższych są

$$(v^*(1 + \gamma_5)\gamma_\nu\gamma_\mu\gamma_4e) \quad \text{oraz} \quad (v^*(1 + \gamma_5)\gamma_\mu\gamma_5\gamma_4e). \quad (23')$$

Przeciągając czynnik $(1 + \gamma_5)$ na prawo poprzez macierze γ występujące w tych wyrażeniach otrzymujemy

$$(v^*\gamma_\nu\gamma_\mu\gamma_4(1 - \gamma_5)e) \quad \text{oraz} \quad (v^*\gamma_\mu\gamma_5\gamma_4(1 + \gamma_5)e). \quad (24)$$

Widzimy stąd, że w przypadku sprzężenia tensorowego operator elektronowy występuje w kombinacji $(1 - \gamma_5)e$, zaś w przypadku sprzężenia

⁴ Dla jąder, dla których w grę wchodzi przejście typu Fermiego, można rozstrzygnąć, czy różne od zera jest C_S czy też C_T .

pseudowektorowego w kombinacji $(1 + \gamma_5)e$. Jeżeli rozważamy tylko bardzo szybkie elektrony, to możemy zaniedbać ich masę spoczynkową i mamy zupełnie podobną sytuację do przypadku neutrina. A więc, występowanie wyrażenia $(1 - \gamma_5)e$ oznacza, że szybkie elektrony uczestniczące w rozpadzie *beta* powinny być na ogół spolaryzowane w lewo, zaś występowanie wyrażenia $(1 + \gamma_5)e$ oznacza, że są one spolaryzowane na ogół w prawo. Wszystkie bez wyjątku byłyby jednoznacznie spolaryzowane dopiero w przypadku granicznym, gdy ich prędkość równałaby się prędkości światła. Pomiar polaryzacji kołowej elektronów pochodzących z rozpadu kobaltu dokonany został przez *Fraunfeldera* [7] i wykazał, że mamy tu do czynienia z polaryzacją lewą, a stopień polaryzacji jest v/c , czyli jest maksymalny. Wynik ten rozstrzyga kwestię, czy w sprzężeniu *Gamowa-Tellera* dominuje sprzężenie tensorowe (*T*) czy aksjalno-wektorowe (*A*) na korzyść tego ostatniego. Na zasadzie maksymalnego stopnia polaryzacji (w granicach błędów doświadczalnych) możemy twierdzić, że sprzężenie typu *T* nie odgrywa żadnej roli, a efektywne jest tylko sprzężenie typu *A*. Warto przy tym zwrócić uwagę, że rezultat ten opiera się w sposób istotny na założeniu lewoskrętności neutrina. Gdyby neutrino było prawe, to znaki przy γ_5 w formułach (23) i (24) byłyby przeciwne i rezultat *Fraunfeldera* byłby zgodny ze sprzężeniem *T*, a niezgodny z *A*. Do niedawna sądzono (na podstawie systematycznych błędów w pomiarach), że sprzężenie jest typu *T*, a więc że neutrino musi być prawe, skoro elektrony rozpadu są lewe.

7. Rozpad spolaryzowanych swobodnych neutronów

Przejdźmy obecnie do omówienia bardzo istotnego eksperymentu przeprowadzonego ostatnio w *Argonne Laboratory* przez *Burgy* i współpracowników [6]. Ich doświadczenie ma tą przewagę nad innymi, że nie posilkuje się skomplikowanymi ciężkimi jądrami, lecz dotyczy elementarnego aktu rozpadu swobodnego neutronu. Istotną z punktu widzenia eksperymentalnego sprawą było uzyskanie wiązki spolaryzowanych neutronów. Osiągnięto to przez odbicie wiązki neutronów od namagnesowanego zwierciadła kobaltowego.

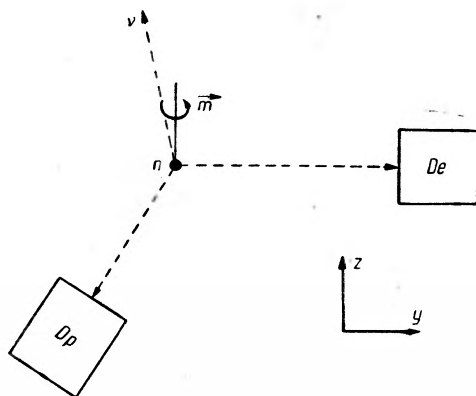
Rachunek zaburzeń zastosowany w pierwszym przybliżeniu do problemu rozpadu *beta* swobodnego neutronu daje, że przekrój czynny jest proporcjonalny do wyrażenia

$$A + 2 \frac{v}{c} \vec{m} \cdot \vec{B} + \frac{v}{c} [C \vec{\nu} \cdot \vec{e} - 2 \vec{e} \cdot \vec{m} D - 2 \vec{e} \cdot (\vec{m} \times \vec{\nu}) E], \quad (25)$$

gdzie $\vec{\nu}$ i \vec{e} oznacza kierunki pędów neutrina i elektronu, \vec{m} jest momentem magnetycznym spolaryzowanych neutronów. Jest on w istocie równoległy do kierunku osi z lub przeciwnie skierowany, gdy odwrócimy kierunek pola magnetycznego. Współczynniki A , B , C , D i E są wyrażeniami kwadratowymi w stałych sprzężenia, a mianowicie

$$\begin{aligned} A &= |C_S|^2 + |C_V|^2 + 3(|C_T|^2 + |C_A|^2) \\ B &= |C_A|^2 - |C_T|^2 + \operatorname{Re}(C_T^* C_S - C_A^* C_V) \\ C &= |C_V|^2 - |C_S|^2 + |C_T|^2 - |C_A|^2 \\ D &= |C_T|^2 + |C_A|^2 + \operatorname{Re}(C_T^* C_S + C_A^* C_V) \\ E &= \operatorname{Im}(C_T^* C_S - C_A^* C_V). \end{aligned} \quad (25')$$

Jak widać, wyrażenie (25) obliczone zostało przy ogólnym założeniu zespolonych stałych sprzężenia. W pierwszej serii doświadczeń umieszczono detektor elektronowy w kierunku osi y , zaś protonowy „na dół”



Rys. 2. Schemat doświadczenia nad rozpadem swobodnych neutronów zorientowanych. Wszystkie elementy rysunku są w jednej płaszczyźnie y, z . Moment neutronu skierowany jest ku górze. De oznacza detektor elektronowy, Dp — protonowy. Ten ostatni umieszczony jest tak, żeby neutrina biegły praktycznie biorąc w kierunku \vec{m} , tzn. w kierunku osi z .

(rys. 2), tak aby $\vec{\nu}$ było w przybliżeniu równoległe do osi z . Mamy więc $\vec{e} \vec{m} \approx 0$, $\vec{m} \times \vec{\nu} \approx 0$, $\vec{\nu} \vec{e} \approx 0$, a w wyrażeniu (25) pozostają tylko wyrazy $A + 2 \vec{\nu} \vec{m} B$. Przez odwrócenie pola magnetycznego otrzymujemy $A - 2 \vec{\nu} \vec{m} B$, skąd można znaleźć stosunek $2B/A$. Stosunek ten doświadczalnie wynosi $0,88 \pm 0,15$, co zgodne jest z założeniem sprzężenia $V-A$, to znaczy z rzeczywistymi stałymi takimi, że $C_A = -C_V$, zaś pozostałe $C_S = C_T = 0$, gdyż wtedy $B = 2C^2$, zaś $A = 4C^2$. Kontrolne doświadczenie zrobiono w zmodyfikowanych warunkach, tak aby pole magnetyczne było skierowane w kierunku osi y . Wtedy znikają współczynniki przy B, C, E , a pozostaje $A - \frac{v}{c} 2 \vec{e} \vec{m} D$ lub $A + \frac{v}{c} 2 \vec{e} \vec{m} D$ przy odwróconym

kierunku pola magnetycznego. Ograniczając się do szybkich elektronów znaleziono na stosunek D/A wartość $0,11 \pm 0,02$, a więc wartość bliską zera, co zgodne jest ze sprzężeniem $V-A$ (a także z $S-T$, co nie wchodzi jednak w rachubę jako sprzeczne z poprzednim doświadczeniem, bo w tym przypadku $2B/A$ musiałyby być równe -1). Eksperyment wykonany w Argonne wskazuje więc, że sprzężenie odpowiedzialne za rozpad β jest typu wektorowo-pseudowektorowego ($C_A = -C_V$), a nie typu skalarno-tensorowego, jak sądzono dotychczas.

8. Problem inwersji czasu

Przyglądając się formule (25) widzimy, że występują w niej wyrazy skalarne ze względu na inwersję osi przestrzennych (są to wyrazy ze współczynnikami A, C, E) oraz pseudoskalarne (ze współczynnikami B, D) odpowiedzialne za przełamanie symetrii wobec odzwierciedleń przestrzennych. Szczególnie interesujący jest wyraz ze współczynnikiem E . Jako iloczyn mieszany trzech wektorów $\vec{e}, \vec{v}, \vec{m}$ jest on skalarem ze względu na inwersje przestrzenne z uwagi na to, że m jest wektorem osiowym, lecz jest to pseudoskalar ze względu na inwersję czasu, gdyż wówczas zmieniają kierunek na przeciwny zarówno pędy, jak i momenty pędów. Jeżeli założylibyśmy z góry, że stałe sprzężenia są rzeczywiste, to E byłoby automatycznie równe zero i nie wystąpiłoby przełamanie symetrii wobec inwersji czasu. Możemy więc powiedzieć, że rzeczywistość stałych sprzężenia gwarantuje symetrię praw przyrody wobec zmiany strzałki czasu.

Czy taka symetria zawsze istnieje — nie jest w chwili obecnej pewne. Doświadczenia w Argonne nie rozstrzygnęły tej kwestii, gdyż geometria doświadczenia była taka, że mieszany iloczyn $\vec{e}(\vec{m} \times \vec{v})$ był w przybliżeniu równy zero. W toku są jednak dalsze badania, w których ustawienie detektorów protonowych i elektronowych oraz kierunek pola magnetycznego mają być takie, żeby ten mieszany iloczyn nie zniknął. Grupa fizyków z Argonne spodziewa się wówczas rozstrzygnięć, czy wyrażenie E jest różne od zera, a więc czy symetria ze względu na odzwierciedlenie czasu jest przełamana.

9. Ogólne własności sprzężenia $V - A$

Jeżeli zgodnie z wynikami powyżej omówionego eksperymentu przyjmujemy $C_S = C_T = C_P = 0$, zaś $C_A = -C_V$, to ogólna formuła na oddziaływanie (gęstość hamiltonianu oddziaływania) bardzo się upraszcza:

$$C_A(\bar{p}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\mathbf{n})(\bar{e}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)v) + h.c. \quad (26)$$

Widać stąd, że nie tylko funkcja neutrinowa, lecz także neutronowa występująca w słabym oddziaływaniu mnożona jest przez czynnik $(1 + \gamma_5)$. Biorąc wyrażenie sprzężone po hermitowsku do $(1 + \gamma_5)\psi$, a więc $\psi^*(1 + \gamma_5)$ i mnożąc prawostronnie przez γ_4 , a następnie korzystając z definicji $\psi^*\gamma_4 = \bar{\psi}$ widzimy, że jeśli ψ występuje zawsze pomnożone lewostronnie przez $1 + \gamma_5$, to $\bar{\psi}$ musi występować pomnożone prawostronnie przez $1 - \gamma_5$. W związku z tym znamienne jest, że wyrażenie (26) da się też napisać w postaci

$$\frac{1}{4} C_A [\bar{\mathbf{p}}(1 - \gamma_5)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\mathbf{n}][\bar{\mathbf{e}}(1 - \gamma_5)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\nu] + h.c., \quad (26)$$

gdyż przeciągając czynnik $1 - \gamma_5$ na prawo poza γ_μ otrzymujemy $(1 + \gamma_5)^2 = 2(1 + \gamma_5)$. Widać stąd, że każda z czterech funkcji ν , \mathbf{n} , \mathbf{e} , \mathbf{p} występujących w oddziaływaniu mnożona jest lewostronnie przez czynnik $1 + \gamma_5$, a funkcje $\bar{\nu}$, $\bar{\mathbf{n}}$, $\bar{\mathbf{e}}$, $\bar{\mathbf{p}}$ prawostronnie przez $(1 - \gamma_5)$. Nasuwa to przypuszczenie, że taka regularność w budowie wyrażenia na oddziaływanie musi posiadać jakiś głębszy sens fizyczny. Jakie jest znaczenie występowania pola neutrinowego zawsze w kombinacji $(1 + \gamma_5)\nu$ już wiemy: oznacza to, że neutrino musi być lewoskrętnie, a antyneutrino prawoskrętnie spolaryzowane. Ten wniosek wynikał ściśle tylko pod założeniem, że neutrino nie posiada masy spoczynkowej. To samo nie odnosi się jednak ściśle do cząstek o masie spoczynkowej różnej od zera. Cząstki takie muszą posiadać dwa możliwe ustawienia spinu, a więc dwa rodzaje polaryzacji kołowej, co widać choćby z faktu, że można je doprowadzić do stanu spoczynku, a wtedy pojęcie śrubowości traci wszelki sens. Jednakże wnioski wyprowadzone dla neutrina zachowują w przybliżeniu swoje znaczenie, gdy mamy do czynienia z tak prędkimi cząstkami, że ich energię spoczynkową możemy zaniedbać. Występowanie wszystkich funkcji pola tylko w kombinacji $(1 + \gamma_5)\psi$ w słabych oddziaływaniach oznacza, że jeżeli bierze w nim udział (tzn. jest emitowana lub absorbowana) dostatecznie szybka cząstka, to będzie ona lewoskrętnie spolaryzowana, zaś antycząstka — prawoskrętnie spolaryzowana. Oczywiście powiedzenie „dostatecznie szybka cząstka” odnosi się do układu środka masy.

10. Rozpad mezonu μ

Jak wiadomo, mezon μ , czyli muon rozpada się na elektron i dwie cząstki neutralne, o czym świadczy występowanie różnych energii elektronów rozpadu. Gdyby miał miejsce rozpad na dwa ciała, to elektrony rozpadu miałyby zawsze jednakową energię. Z rozkładu energetycznego elektronów rozpadu wynika też, że te dwie cząstki neutralne muszą mieć

znikomą masę spoczynkową. Przypuszczamy więc, że są to dwa neutrino. Pozostaje jednak do rozstrzygnięcia, czy są to neutrino czy też antyneutrino, czy wreszcie neutrino i antyneutrino. Odpowiedź dało badanie tzw. parametru Michela [8]. Nie będziemy się tutaj zajmować bliżej wyjaśnieniem tego pojęcia, wspomnimy tylko, że doświadczenie [9] daje wartość parametru około 0,68, podczas gdy teoria przewiduje wartość $3/4$ w przypadku pary neutrino plus antyneutrino lub wartość zero, jeśli emitowane byłyby dwa neutrino lub dwa antyneutrino. Doświadczenie rozstrzyga więc na korzyść reakcji typu

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}. \quad (27)$$

Ażeby zdać sprawę z tej reakcji w ramach teorii pól kwantowych, należy zbudować z funkcji $\mu, e, \nu, \bar{\nu}$ skalar ze względu na właściwe transformacje Lorentza. Podobnie jak dla przypadku rozpadu *beta* możemy rozważać ogółem dziesięć wyrazów; jeżeli jednak już wierzymy w to, że neutrino jest lewe, pozostają nam tylko takie możliwości⁵:

$$E_S(\bar{\nu}(1 - \gamma_5)\mu)(\bar{e}(1 + \gamma_5)\nu) + h.c., \\ \sum_{\mu} E_V(\bar{\nu}(1 - \gamma_5)\gamma_{\mu}\mu)(\bar{e}\gamma_{\mu}(1 + \gamma_5)\nu) + h.c. \quad (28)$$

Landau [2] oraz niezależnie od niego Lee i Yang [1] obliczyli przekrój czynny na rozpad muonu zakładając, że w sprzężeniu grają rolę zarówno E_S jak i E_V zgodnie z (28). Otrzymali oni w wyniku, że przekrój czynny jest proporcjonalny do

$$1 \mp \lambda (\vec{\sigma}_{\mu}^{\pm} \vec{p}_e^{\pm}) (2\varepsilon - 1)(3 - 2\varepsilon)^{-1}, \quad (29)$$

gdzie

$$\lambda = (E_S^2 - E_V^2)/(E_S^2 + E_V^2), \quad (29')$$

$\vec{\sigma}_{\mu}^{\pm}$ oznacza kierunek spinu muonu dodatnio lub ujemnie naładowanego, zaś \vec{p}_e — kierunek pędu elektronu rozpadu, natomiast ε oznacza stosunek energii elektronu do maksymalnej energii, jaką elektron w rozpadzie muonu mógłby uzyskać $0 < \varepsilon < 1$. Kierunek spinu muonu nie jest na razie możliwy do zmierzenia, dlatego też rozstrzygnięcie kwestii, jaki

⁵ Na pierwszy rzut oka wydaje się, że trzeba jeszcze uwzględnić możliwość

$$\sum_{\varrho, \sigma} \frac{1}{2} E_T(\bar{\nu}(1 - \gamma_5)\gamma_{\varrho}\gamma_{\sigma}\mu)(\bar{e}\gamma_{\varrho}\gamma_{\sigma}(1 + \gamma_5)\nu)$$

jednak łatwo widać, biorąc np. dwa wyrazy $\varrho = 1, \sigma = 2$ oraz $\varrho = 3, \sigma = 4$, że takie wyrazy znoszą się parami, a więc wyrażenie to znika identycznie.

znak ma λ , a więc kwestii czy przeważa E_S czy też E_V , uzyskuje się na drodze pośredniej obserwując rozpad dwustopniowy mezonu π na muon i następnie muonu na elektron. Ponieważ pion nie posiada spinu i rozpada się na $\mu^+ + \nu$ lub $\mu^- + \bar{\nu}$, więc spiny dodatniego muonu i neutrino (albo ujemnego muonu i antyneutrino) muszą się kompensować. Ponieważ neutrino jest lewe i biegnie w przeciwnym kierunku niż dodatni muon, ten ostatni musi być też lewy, a więc $\vec{p}_\mu^+ = -\vec{\sigma}_\mu^+$. Podobnie też ponieważ $\bar{\nu}$ jest prawe, więc μ^- musi być prawe, czyli $\vec{p}_\mu^- = \vec{\sigma}_\mu^-$. Możemy więc podstawić do wzoru (29) \vec{p}_μ w miejsce $\vec{\sigma}_\mu$, co daje

$$1 + \lambda(\vec{p}_\mu \cdot \vec{p}_e)(2\varepsilon - 1)(3 - 2\varepsilon)^{-1} \quad (30)$$

niezależnie od znaku ładunku. Eksperyment pokazuje, że kąt między \vec{p}_μ i \vec{p}_e jest na ogół rozarty (w układzie, w którym π spoczywa), czyli że elektrony rozpadu w przeważającej liczbie przypadków biegną wstecz [10, 11]. Porównanie tego wyniku ze wzorem (30) mówi więc, że λ musi być ujemne, co według (29') wskazuje na przewagę sprzężenia wektorowego nad skalarnym. Bliższa analiza danych eksperymentalnych pozwoliła także stwierdzić, że asymetria rozpadu $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ jest maksymalna, co jest zgodne z założeniem, że $E_S = 0$. W ten sposób udało się więc stwierdzić, że sprzężenie odpowiedzialne za rozpad muonu jest równokształtne ze sprzężeniem odpowiedzialnym za rozpad beta i jest także wektorowo-aksjalno-wektorowe ($V - A$).

11. Uniwersalne sprzężenie Fermiego

Oprócz sprzężenia odpowiedzialnego za rozpad beta i sprzężenia odpowiedzialnego za rozpad muonu, musimy wprowadzić jeszcze trzeci rodzaj sprzężenia, ażeby zdać sprawę z pochłaniania muonów przez jądra atomowe. Elementarnym procesem odpowiedzialnym za to zjawisko jest

$$\mu^- + p = n + \nu. \quad (31)$$

Nie ma żadnych argumentów przeciwko założeniu takiego samego rodzaju sprzężenia co w poprzednich dwóch przypadkach, możemy więc przyjąć, że istnieje uniwersalne sprzężenie pomiędzy nukleonami i leptonami złożone z trzech członów

$$\sum_e (C_V [\bar{p}\gamma_e(1 + \gamma_5)\mathbf{n}] [\bar{e}\gamma_e(1 + \gamma_5)\nu] + D_V [\bar{p}\gamma_e(1 + \gamma_5)\mathbf{n}] [\bar{\mu}\gamma_e(1 + \gamma_5)\nu] + \\ + E_V [\bar{\nu}\gamma_e(1 + \gamma_5)\mu] [\bar{e}\gamma_e(1 + \gamma_5)\nu]) + h.c. \quad (32)$$

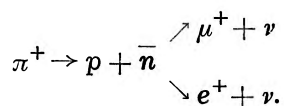
Kształt wszystkich trzech członów jest taki sam i wartości stałych sprzężenia C_V i E_V są równe lub prawie równe sobie. Powstaje więc pytanie, czy trzecia stała sprzężenia D_V jest równa pozostałym? Początkowo wydawało się, że musi być ona co najmniej o kilka rzędów wielkości większa z uwagi na to, że ciężkie jądra posiadają dużą zdolność pochłaniania ujemnych muonów. Sprawa wyjaśniła się, gdy zrozumiano, że proces pochłaniania muonów przez ciężkie jądra nie przebiega po prostu według schematu (31) (przekrój czynny byłby bardzo mały), lecz że odgrywają tu rolę także siły elektromagnetyczne. W pierwszym stadium μ^- schwytyany jest na orbitę K dzięki przyciąganiu kulombowskiemu, a przebywając tam przez stosunkowo długi czas swego życia ma niepomniernie zwiększoną szansę zareagowania z którymś z protonów jądra wg (31) niż np. miałby muon dodatni zderzając się ze swobodnym neutronem.

Tak więc, uwzględniając, że absorpcja muonu przez jądro ma miejsce w stanie związanym na orbicie K, otrzymuje się zgodne z doświadczeniem rezultaty zakładając $D_V = C_V$.

12. Rozpad pionu

Przeciwko uniwersalnemu sprzężeniu Fermiego wysuwano do niedawna zarzut, że nie pozwala ono wytłumaczyć, dlaczego mezon rozpada się na muon i neutrino, a nie na elektron i neutrino.

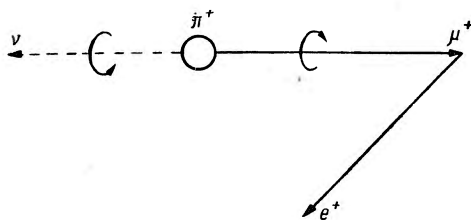
Teoria pozwala zrozumieć rozpad mezonu π jako proces złożony, w którym biorą udział równocześnie siły jądrowe i siły typu Fermiego. Pod wpływem sił jądrowych mezon π dysocjuje się (wirtualnie) na parę nukleon — antynukleon, a para ta zamienia się zgodnie z teorią słabych sprzężeń na parę leptonów np.



Jeżeli stałe sprzężenia E_V oraz C_V są równe, to oba rodzaje rozpadu są *a priori* równouprawnione i wydawałoby się, że przeważać będzie korzystniejszy energetycznie rozpad na elektron ze względu na małą energię spoczynkową elektronu. Tymczasem jest na odwrót — obserwuje się rozpad na muon, a (do niedawna) nie znano wcale przykładów rozpadu na elektron.

Dlaczego rozpad π na μ jest uprzywilejowany w porównaniu z rozpadem na e (przy równych stałych sprzężenia) można wyjaśnić pogłęboko [17] korzystając z faktu, że w sprzężeniu słabym występują wszystkie funkcje pola pomnożone przez czynnik $1 + \gamma_5$, co — jak już wiemy — oznacza, że cząstka musi być lewa, a antycząstka prawa, o ile

biegną z prędkością zbliżającą się do prędkości światła. Jeżeli prędkość cząstki powstającej pod wpływem słabego sprzężenia jest mniejsza niż prędkość światła, to może utworzyć się też cząstka prawa (antycząstka lewa), ale prawdopodobieństwo powstania takiej cząstki maleje, gdy prędkość rośnie. Ponieważ neutrino jest lewe, więc powstająca z nim razem antycząstka μ^+ lub e^+ musi też być lewa ze względu na prawo zachowania momentu pędu. W myśl tego co powiedziano powyżej, powstanie lewego e^+ jest jednak trudniejsze do zrealizowania niż powstanie lewego μ^+ , gdyż elektron rozpadu ma znacznie większą prędkość niż muon rozpadu. Dlatego więc rozpad na elektron jest utrudniony, a rozpad na muon jest uprzywilejowany.



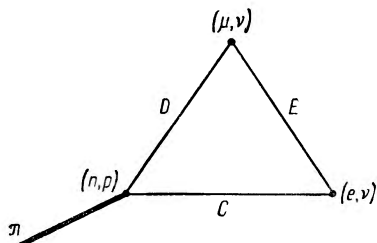
Rys. 3. Rozpad kaskadowy $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$. Elektrony rozpadu częściej biegają „wstecz”

Stosownie obliczenie prawdopodobieństwa rozpadu daje, że rozpad na muon jest 10^4 razy bardziej prawdopodobny niż rozpad na elektron. Ostatnio grupa CERN w Genewie [13] znalazła rozpady pionów na elektrony w liczbie zgodnej co do rzędu wielkości z tą, jaką przewiduje się z teorii uniwersalnego sprzężenia.

Stosownie obliczenie prawdopodobieństwa rozpadu daje, że rozpad na muon jest 10^4 razy bardziej prawdopodobny niż rozpad na elektron. Ostatnio grupa CERN w Genewie [13] znalazła rozpady pionów na elektrony w liczbie zgodnej co do rzędu wielkości z tą, jaką przewiduje się z teorii uniwersalnego sprzężenia.

13. Słabe sprzężenia a „dziwne” cząstki

Omówione powyżej trzy rodzaje słabych sprzężeń można zobrazować schematycznie przy pomocy tzw. „trójkąta Puppiego” [14], w którego narożach wypisujemy pary fermionów,



Rys. 4. Trójkąt Puppiego wraz z odgałęzieniem obrazującym silne sprzężenie z mezonem π

a boki oznaczają sprzężenia między odpowiednimi parami. Powstaje pytanie, czy w ten sposób uwzględnione zostały już wszystkie słabe sprzężenia występujące w przyrodzie. Jeżeli oprócz nukleonów uwzględnimy także niedawno odkryte hiperony, których przykładem niech będzie hiperon Λ , to sprawa komplikuje się znacznie i trzeba założyć istnienie wielu innych rodzajów słabych sprzężeń. Można

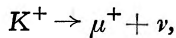
je schematycznie ująć w tzw. „czworokąt Gell-Manna” [15, 16], którego podstawę stanowi trójkąt Puppiego, zaś czwarty wierzchołek zajmuje para nukleon — hiperon Λ (albo para nukleon i hiperon Σ lub wreszcie para hiperon Λ oraz hiperon Ξ). Podobnie też trzeba uzupełnić naroże nukleo-

nów w ten sposób, że zamiast pary nukleonów może występować para hiperonów o tym samym atrybucie („dziwności”).

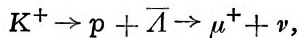
Wszystkie krawędzie czworościanu symbolizują słabe sprzężenia o tej samej stałej i prawdopodobnie wszystkie one podpadają pod ten sam typ uniwersalny $V - A$. W każdym razie jest pewne, że dla każdego typu słabych sprzężeń zaznacza się przełamanie prawa zachowania parzystości.

Ażeby uwzględnić równocześnie i silne sprzężenia, możemy z tych naroży, w których mieszczą się ciężkie fermiony, wyprowadzić dwie dodatkowe linie. Mianowicie z naroża (n, p) wyprowadzamy odgałęzienie do mezonu π , zaś z naroża (n, Λ) do mezonu K . Pierwsza z tych linii obrazuje „zwykłe” siły jądrowe, dla których aktem elementarnym jest absorpcja lub emisja mezonu π , a druga obrazuje nowy rodzaj sił jądrowych, dla których aktem elementarnym jest emisja lub absorpcja ciężkiego mezonu K , czemu towarzyszy przeobrażenie nukleonu w hiperon lub odwrotnie, np. $N \rightarrow K + \Lambda$. Energii potrzebnej do powyższego procesu dostarczyć może pochłonięcie energetycznego pionu przez nukleon.

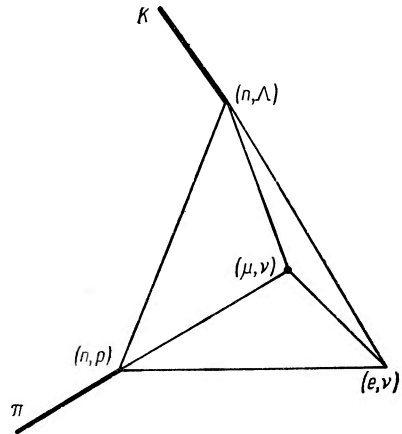
Rozpad ciężkiego mezonu, np. najczęściej występujący schemat rozpadu



możemy wyjaśnić w podobny sposób jak rozpad mezonu π^+ . Jest to proces złożony



gdzie za pierwszy człon (wirtualny) odpowiedzialne jest silne sprzężenie, a za drugi słabe sprzężenie zaznaczone jako odpowiednia krawędź czworościanu, mianowicie ta, która wiąże (N, Λ) z (μ, ν) . W podobny sposób można wyjaśnić przy pomocy czworościanu Gell-Manna wszystkie inne oddziaływania obserwowane w przyrodzie z wyjątkiem elektromagnetycznych i grawitacyjnych. Np. rozpad hiperonu Λ na nukleon i mezon π można wyjaśnić jako proces złożony, przy którym Λ rozpada się wirtualnie na nukleon i parę nukleon — antynukleon, które następnie unicestwiają się wzajemnie dając mezon π . Pierwszy z tych dwu proce-



Rys. 5. Czworoscian Gell-Manna wraz z odgałazeniami obrazujacymi silne sprzezzenie z mezonami π i K . W narożu (n, p) nalezy umieścić też inne pary barionów o równych atrybutach (np. Σ^+ , Σ^0). W narożu (n, Λ) — też inne pary o równych atrybutach (np. Σ , Ξ)

sów jest słaby i reprezentowany jest przez krawędź łączącą (A, p) z (n, p) , drugi zaś stanowi podstawową reakcję jądrową.

Czworościan Gell-Manna reprezentuje minimalny układ sprzężeń znanych w przyrodzie. Nie jest wykluczone jednak, że w przyszłości trzeba go będzie uzupełnić dalszymi liniami. Na razie jednak schemat ten wystarcza i objawia nam pewien porządek w naturze. Widzimy, że oprócz silnych sprzężeń odpowiedzialnych za siły jądrowe w przyrodzie odgrywają ważną rolę słabe sprzężenia wiążące między sobą zawsze cztery pola spinorowe i mające charakter uniwersalny, co objawia się w istnieniu tylko jednej stałej sprzężenia i w uniwersalnym typie wektorowo-pseudowektorowym. Znamienną cechą tych sprzężeń jest fakt, że nie są one niezmiennicze wobec inwersji osi przestrzennych. Nie są one także niezmiennicze wobec transformacji, w której cząstki zastępujemy przez antycząstki. Widać to jasno z faktu, że istnieje stan, w którym neutrino jest lewe, a nie istnieje taki, w którym antyneutrino byłoby lewe. Według Landaua istnieje jednak ogólniejsza niezmienniczość, mianowicie względem takiej transformacji, przy której równocześnie cząstka przechodzi w antycząstkę, a zarazem dokonuje się inwersji w przestrzeni. Wtedy neutrino lewe przechodzi w antyneutrino prawe. Uniwersalne sprzężenie Fermiego jest niezmiennicze wobec takiej transformacji Landaua [2] pod warunkiem, że stałe sprzężenia są rzeczywiste. Czy jednak wszystkie prawa przyrody są niezmiennicze wobec takiej transformacji, to okaże się dopiero w przyszłości. Nie jest wykluczone, że powszechna niezmienniczość praw przyrody będzie zagwarantowana dopiero wtedy, gdy równocześnie z inwersją przestrzeni i zamianą cząstek przez antycząstki dokonywać też będziemy inwersji czasu. O tym zadecydować mogą doświadczenia na temat niezmienniczości wobec inwersji czasu, czyli doświadczenia stwierdzające, czy w przekrojach czynnych istnieje człon pseudoskalarny ze względu na inwersję czasu.

Literatura

1. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956); **105**, 1671 (1957).
2. L. Landau, Nuclear Phys. **3**, 127 (1957).
3. A. Salam, Nuovo Cim. **5**, 299 (1957).
4. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1956).
5. M. Goldhaber, L. Grodzins, A. Sunyar, Phys. Rev. **109**, 1015 (1958).
6. Burgy, Telegdi i inni (w trakcie publikacji).
7. Frauenfelder i inni, *Proceedings of the Seventh Rochester Conference* (1957), Interscience, New York.
8. L. Michel, Proc. Phys. Soc. A **63**, 514, 1371 (1950).

9. C. P. Sargent, M. Rinehart, L. M. Lederman, K. C. Rogers, *Phys. Rev.* **99**, 385 (1955).
10. J. I. Friedman, V. L. Telegdi, *Phys. Rev.* **105**, 1681 (1957).
11. R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957).
12. R. P. Feynman, *Konferencja CERN-u w Genewie*, 1958.
13. *W trakcie publikacji.*
14. G. Puppi, *Nuovo Cim.* **5**, 505 (1948); O. Klein, *Nature* **161**, 897 (1948).
15. M. Gell-Mann, *Proceedings of the Sixth Rochester Conference* (1956).
16. N. Dallaporta, *Nuovo Cim.* **1**, 962 (1953).

Witold Giriat

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Zastosowania materiałów półprzewodnikowych o dużej ruchliwości nośników prądu

1. Wstęp

Perspektywy praktycznych zastosowań materiałów półprzewodnikowych w technice były ważnym bodźcem, przyspieszającym rozwój badań tej dziedziny fizyki ciała stałego. Badania owe mogą poszczycić się wieloma sukcesami, czego dowodem jest rozwój i wprowadzenie do praktyki technicznej wielu urządzeń wykorzystujących różne własności materiałów półprzewodnikowych. Większość dotychczasowych zastosowań wykorzystuje własności obszarów granicznych, które powstają przy zetknięciu metalu z półprzewodnikiem (diody i triody ostrzowe) albo między obszarami o różnych typach przewodnictwa elektrycznego (diody i triody warstwowe).

Od czasu odkrycia [1, 2] materiałów półprzewodnikowych o dużej ruchliwości nośników prądu powstała możliwość praktycznego wykorzystania ich w oparciu o inne zjawiska niż efekty barierowe. Materiały te charakteryzują się dużym efektem Halla i w polu magnetycznym silnie zmieniają opór właściwy. Zjawiska te leżą u podstaw wielu nowych zastosowań praktycznych, których liczba zaczyna szybko wzrastać. Brak tu jeszcze, poza nielicznymi wyjątkami, szczegółowych i wyczerpujących opracowań; wiele pomysłów i przewidywań czeka jeszcze na realizację praktyczną, lecz perspektywy tego rodzaju zastosowań są bardzo obiecujące i warto im poświęcić trochę uwagi.

Celem tego artykułu jest zasygnalizowanie możliwości wykonania niektórych urządzeń opartych na własnościach materiałów półprzewodnikowych o dużej ruchliwości nośników prądu. Będą to w większości przypadków tylko idee, szkice pomysłów bez danych dotyczących rozwiązań praktycznych, których nie można znaleźć w literaturze, a tym bardziej bez krytycznego omówienia ich działania.

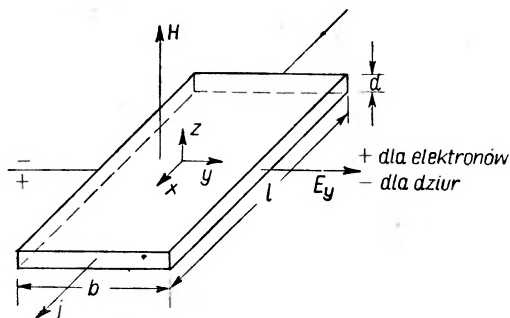
* Referat wygłoszony na I Krajowej Naradzie Elektroniki w Warszawie w listopadzie 1958 r.

2. Zjawiska galwanomagnetyczne w półprzewodnikach

Omawiane tu zastosowania materiałów półprzewodnikowych opierają się na dwóch zjawiskach galwanomagnetycznych, a mianowicie na efekcie Halla i efekcie Gaussa.

A. Efekt Halla.

Rozpatrzmy próbkę w kształcie równoległościanu z materiału półprzewodnikowego (np. typu n) umieszczoną w polu magnetycznym o na-



Rys. 1. Schemat powstania napięcia Halla

tężeniu H , skierowanym wzdłuż osi z (rys. 1). Przez próbkę w kierunku x płynie prąd elektryczny o natężeniu i . W półprzewodniku na elektrony poruszające się z prędkością v działa siła pola magnetycznego

$$\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] \quad (1)$$

skierowana prostopadle do kierunku ruchu i do kierunku pola. Wobec tego elektrony zostaną odchylone i będą jedną stroną płytki ładowały ujemnie względem drugiej. Wskutek tego powstanie poprzeczne pole elektryczne E_y ; to zjawisko nazywa się efektem Halla. Proces gromadzenia się przeciwnych ładunków na powierzchniach próbki zachodzi tak długo, aż powstałe poprzeczne pole elektryczne E_y zrównoważy działanie pola magnetycznego, a więc

$$\frac{ev_x H}{c} = eE_y, \quad (2)$$

czyli

$$E_y = \frac{v_x H}{c}. \quad (3)$$

Składowa prędkości elektronu v_x jest równa

$$v_x = \mu E_x, \quad (4)$$

gdzie μ — ruchliwość elektronu, E_x — natężenie pola elektrycznego w kierunku przepływu prądu. Z równań (3) i (4) otrzymujemy

$$E_y = \frac{\mu H}{c} E_x. \quad (5)$$

Biorąc pod uwagę, że powstałe napięcie U_H wynosi

$$U_H = E_y b, \quad (6)$$

gdzie b — szerokość próbki, a natężenie płynącego przez próbkę prądu i jest równe

$$i = j_x b d = e n v_x b d, \quad (7)$$

j_x oznacza gęstość prądu płynącego przez próbkę, d — grubość płytki próbki, e — ładunek elektronu, n — koncentrację nośników prądu, otrzymamy

$$U_H = \frac{1}{c e n} \frac{i H}{d} = R \frac{i H}{d}. \quad (8)$$

Wprowadzona tu wielkość

$$R = \frac{1}{c e n} \quad (9)$$

nazywa się stałą Halla. Uwzględniając różne rodzaje rozprożeń nośników prądu występujące w półprzewodniku należy wprowadzić pewien współczynnik poprawkowy. W rozważanych tu materiałach i w temperaturze pokojowej współczynnik ten wynosi $3\pi/8$. Ostatecznie stała Halla wyrazi się wzorem¹

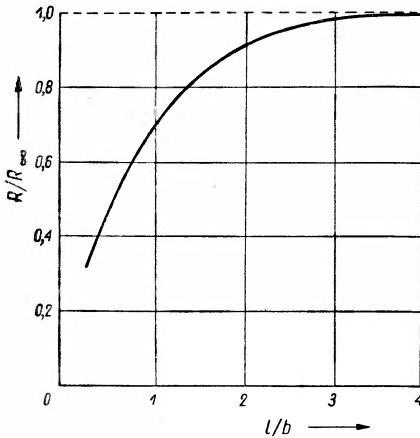
$$R = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{c e n}. \quad (10)$$

Z równania (8) wynika, że napięcie Halla jest wprost proporcjonalne do prądu płynącego przez próbkę i do natężenia pola magnetycznego, a odwrotnie proporcjonalne do grubości próbki. Ponieważ prąd płynący przez próbkę jest proporcjonalny do ruchliwości, więc napięcie Halla U_H jest również proporcjonalne do ruchliwości (5). Stała Halla R_H jest odwrotnie proporcjonalna do koncentracji nośników prądu, a więc w półprzewodnikach niesamoistnych stała Halla jest tym większa im czystszy jest materiał. Stała Halla zależy również od geometrii próbki. Na rysunku 2. przedstawiono względne zmiany stałej Halla w zależności od stosunku długości l próbki do jej szerokości b [9].

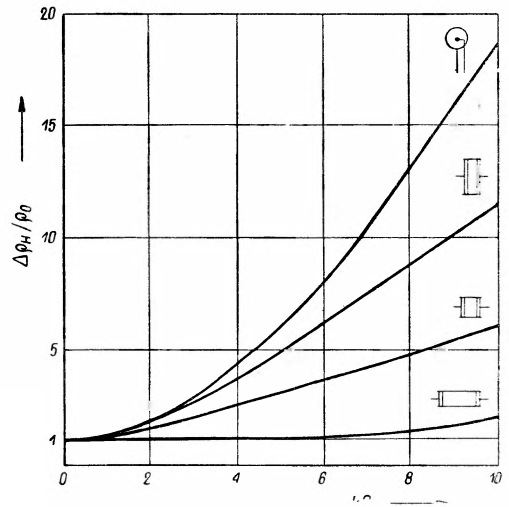
¹ Podane tu wzory są wyrażone w bezwzględnych jednostkach układu cgs, natomiast występujące dalej wartości liczbowe podano w jednostkach praktycznych.

B) Efekt Gaussa.

Efekt Gaussa polega na zmianie oporu właściwego półprzewodnika w polu magnetycznym. Przy rozpatrywaniu efektu Halla przyjęliśmy, że prędkość elektronów v_x jest stała. W rzeczywistości ma miejsce pewien



Rys. 2. Zależność stałej Halla od stosunku l/b



Rys. 3. Zmiany oporu właściwego w polu magnetycznym w zależności od kształtu próbki dla InSb

rozkład prędkości. Wobec tego dla elektronów, których prędkość jest większa od pewnej wartości średniej, pole Halla E_y będzie za małe do skompensowania siły pola magnetycznego, a dla elektronów powolniejszych to pole będzie za duże. Prowadzi to do zmniejszenia średniej drogi swobodnej, a więc do zwiększenia oporu w polu magnetycznym. Dla próbek w kształcie długiej sztabki i przy małych polach magnetycznych ($\mu H/c \ll 1$) zmiana oporu w polu magnetycznym wyraża się wzorem

$$\frac{\rho_H - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\Delta\rho_H}{\rho_0} = 0,38 \cdot 10^{-16} (\mu H)^2, \quad (11)$$

a więc zmiana oporu zależy od kwadratu ruchliwości. Należy tu zwrócić uwagę, że zmiana oporu w polu magnetycznym w znacznym stopniu zależy od kształtu próbki. Na rysunku 3. podano zależność zmian oporu właściwego w polu magnetycznym od kształtu próbki dla InSb [3].

3. Materiały półprzewodnikowe o dużej ruchliwości nośników prądu

Pierwsze zastosowanie efektu Halla do celów praktycznych [7] było związane z germanem. Materiał ten, chociaż nie charakteryzuje się szczególnie dużą ruchliwością nośników prądu, ma jednak tę zaletę, że

łatwo otrzymać go w dostatecznie czystej postaci, ma dużą stałą Halla, a więc także duże napięcie Halla. Jednak z powodu małej ruchliwości współczynnik wydajności urządzeń opartych na germanie jest bardzo mały. Większość zastosowań przybrała realne kształty dopiero z chwilą odkrycia półprzewodników o wyjątkowo dużej ruchliwości, zwłaszcza InAs i InSb [4]. W chwili obecnej własności fizyczne zarówno InSb, jak i InAs są już dość dobrze znane i do większości zastosowań wykorzystujących zjawiska galwanomagnetyczne używa się tych materiałów.

Następne dwa półprzewodniki o dużej ruchliwości — HgSe i HgTe są materiałami, których właściwości fizyczne nie są jeszcze w pełni zbadane, ponieważ są one technologicznie trudne i do tej pory nie udało się otrzymać próbek o wysokiej czystości. Wobec tego czułość przekaźników hallowskich² wykonanych z tych materiałów pomimo dużej ruchliwości nośników prądu jest mała. Należy tu zwrócić uwagę, że napyłone cienkie warstwy zarówno HgSe, jak i HgTe mają ciekawe własności.

Wiadomo, że w napyłonych cienkich warstwach zarówno z germanu, jak i z antymonku indu ruchliwość spada o trzy rzędy wielkości lub więcej w porównaniu do materiałów litych. Wobec tego nie można wykonywać przekaźników hallowskich przez napylenie cienkiej warstwy, lecz trzeba wycinać płytki z litego bloku, co jest czynnością uciążliwą, pracochłonną i nieekonomiczną. Poza tym nie daje się (bez użycia specjalnych zabiegów) otrzymać płytek cieńszych od 0,2 mm, ponieważ german, a w znacznie większym stopniu InSb i InAs są materiałami kruchymi. Natomiast napyłone warstwy z HgSe i HgTe cechuje względnie duża ruchliwość. W blokach litych tych materiałów ruchliwość wynosi około 15.000 cm²/Vsek, a w warstwach grubości 3—10 mikrona ruchliwość wynosi około 3.000 cm²/Vsek i więcej [14], a więc ruchliwość maleje tylko kilkakrotnie. Umożliwia to wykonanie przekaźnika hallowskiego o grubości 10 μ łącznie z izolacją. Technologia otrzymywania takich przekaźników jest prosta i tania. Gdyby dało się otrzymać te materiały o wyższej czystości, to zostałyby usunięta główna ich wada — mała czułość.

Podstawowymi parametrami przekaźników hallowskich jest wydajność i czułość. W przypadku słabych pól magnetycznych ($\mu H/c \ll 1$) współczynnik wydajności przekaźnika hallowskiego wynosi [11]

$$\eta = \frac{M_{wyj}}{M_{wej}} = \frac{1}{4} \frac{b^3 R_1}{l^2 R_2} \cdot 10^{-16} (\mu H)^2, \quad (12)$$

gdzie b i l oznaczają szerokość i długość przekaźnika hallowskiego (rys. 1.), R_1 — opór przekaźnika pomiędzy elektrodami zasilającymi,

² Przekaźnikiem hallowskim nazywamy płytkę półprzewodnikową z czterema elektrodami. spełniającą warunki pomiaru efektu Halla (rys. 1).

R_2 — opór pomiędzy elektrodami Halla. Ze wzoru (12) widać, że wydajność jest proporcjonalna do kwadratu ruchliwości. To decyduje o możliwości zastosowań materiałów o dużej ruchliwości nośników prądu. Przy pozostałych parametrach identycznych współczynnik wydajności dla InSb jest $(60.000/3.600)^2 = 280$ razy większy niż dla germanu. Wydajność zależy także od geometrii przekaźnika.

Czułość przekaźnika hallowskiego wyraża się następująco [17]

$$\gamma_{max} = \frac{U_{max}}{H} = \sqrt{2\mu R_H \frac{M_{wej} \cdot b}{ld}} \cdot 10^{-8} \text{ V/Oe.} \quad (13)$$

Wynika stąd, że czułość jest proporcjonalna do pierwiastka z iloczynu ruchliwości i stałej Halla oraz zależy od geometrii próbki i mocy wejściowej. Moc wejściowa jest ograniczona ogrzewaniem się przekaźnika. Podstawowe parametry przekaźników hallowskich z różnych materiałów przedstawiono w tabeli 1. Podane w tabeli wartości wydajności η i czułości γ są obliczone na podstawie podanych tu wzorów, przy założeniu, że stosunek $l/b = 3$ i mocy wejściowej nie większej od 0,3 W. Wszystkie wartości odnoszą się do temperatury pokojowej.

Tabela 1

Materiał	Szerokość strefy wzbrońonej (eV)	Ruchliwość (cm ² /Vsek)		$\frac{\Delta\varrho_H}{\varrho_0}$	σ (cm ⁻¹)	n (cm ⁻³)	Wydajność η (%) przy 10 ³ Oe	Czułość γ (μ V/Oe)	Grubość d (cm)
		elektro-nów	dziur						
Ge	0,72	3600	1700	0,05	0,06	10 ¹⁴	0,05	540	0,02
InSb	0,18	65000	4000	16,0	100	10 ¹⁶	12,4	210	0,02
InAs	0,33	30000	200	3,4	5	10 ¹⁵	3,0	500	0,02
HgSe	0,73	10000		0,4	500	5·10 ¹⁷	0,08	40	0,001
HgTe	0,45	10000	500	0,4	1500	5·10 ¹⁸	0,32	10	0,02

4. Pomiar natężenia pola magnetycznego [5 — 21]

Efekt Halla leży u podstaw łatwego i dokładnego sposobu pomiaru natężenia pola magnetycznego. Pomysł zastosowania efektu Halla do pomiaru pola magnetycznego podał przed 60 laty Des Coudres [5, 6]. Pierwsze praktyczne zrealizowanie tego pomysłu przeprowadził Pearson [7]. Do chwili obecnej na ten temat opublikowano sporo prac, które bądź ogólnie rozpatrują ten problem, bądź podają konkretne rozwiązania [8—21].

Pomiar natężenia pola magnetycznego stosowanymi dotychczas metodami (balistyczna, rezonans magnetyczny) jest uciążliwy w praktycznym wykonaniu. Używana w tym celu spirala bizmutowa, której opór właściwy zmienia się w polu magnetycznym, jest mało czuła i mechanicznie nietrwała. Zastosowanie tu przyrządów opartych na zasadzie efektu Halla sprowadza zagadnienie pomiaru natężenia pola magnetycznego do pomiarów tak prostych, jak pomiar napięcia za pomocą woltomierza. Oprócz prostoty pomiaru, przyrządy te mają jeszcze kilka innych zalet, które stawiają je przed innymi metodami pomiarowymi natężenia pola magnetycznego. W pierwszym rzędzie należy zwrócić uwagę na fakt, że powierzchnie czynne przekaźnika hallowskiego można sprowadzić do wymiarów około 2×3 mm, a więc praktycznie można przeprowadzić prawie punktowy pomiar pola; pozwala to dokładnie wyznaczać rozkłady pól magnetycznych. Przez zastosowanie cienkiej warstewki napyłonej jako przekaźnika hallowskiego można wykonać sondę pomiarową o grubości 0,01 mm i przeprowadzać pomiar pola w wąskich szczelinach. Przez odpowiednie umieszczenie przekaźnika hallowskiego w sondzie można uzyskać dużą odporność tego urządzenia na wstrząsy mechaniczne. W tym celu umieszcza się zazwyczaj przekaźnik hallowski w substancji gumoidalnej. Sondy do pomiaru pól w bardzo wąskich szczelinach wykonuje się przez napylenie materiałów półprzewodnikowych na cienkie warstewki miki i pokrycie ich cienką warstwą izolacyjną [14]. Otrzymane tym sposobem sondy pomiarowe są giętkie i bez zmian swych własności elektrycznych wytrzymują znaczne deformacje.

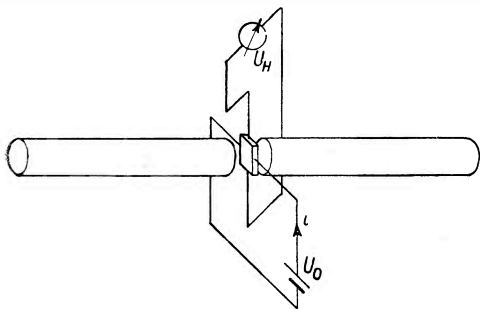
Czułość przekaźnika hallowskiego można w szerokim zakresie zmniejszać przez regulację wielkości przepływającego prądu zasilającego. Pozwala to mierzyć tym samym przyrządem pole magnetyczne w różnych zakresach natężeń. Przy pomiarach natężenia pola magnetycznego, opartych na efekcie Halla, na ogół rozróżnia się (ze względu na konstrukcję przyrządów pomiarowych) dwa obszary pomiarowe. Do pierwszego z nich należą pola średnie i duże, tj. od 1 Oe do 10^4 Oe i większe. Do drugiego obszaru należą pola słabe, poniżej 1 Oe.

Dotychczasowe prace były raczej nastawione na pomiar pól dużych, ponieważ ten zakres jest niezmiernie ważny ze względu na praktyczne zastosowanie, a ponadto dla tego zakresu łatwo wykonać odpowiedni miernik.

Firma Siemens, której laboratoria od dłuższego czasu zajmują się zagadnieniem przekaźników hallowskich, produkuje już przyrządy do pomiaru natężenia stałego pola magnetycznego [18]. Używanym do tego celu półprzewodnikiem jest InAs. Przyrząd ma liniową skalę, a wymiary sondy pozwalają na prawie punktowy pomiar pola. Całość jest mała, łatwo przenośna. Przyrząd posiada sześć zakresów, a mianowicie: 0,5 — 1 —

2 — 5 — 10 — 20 kOe. Dokładność przyrządu — 1,5%. Czulość wynosi 10 Oe. Zastosowanie prostego koncentratora pola zwiększa czulość 50-krotnie. Do pomiaru słabych pól, np. natężenia pola magnetycznego Ziemi ($\sim 0,5$ Oe), i określenia fluktuacji tych pól wymaga się przyrządów bardzo czułych i dokładnych. Fluktuacje pola magnetycznego Ziemi są małe; aby je zmierzyć trzeba dysponować przyrządem o czulości 10^{-5} Oe = 1 γ .

Przy konstrukcji przyrządu do pomiaru tak słabych pól należy szczególną uwagę zwrócić na przyczyny ograniczające czulość. Należy do nich przede wszystkim dolna granica pomiaru napięcia Halla oraz stosunek napięcia Halla do poziomu szumów. Hieronymus i Weiss [16] w opublikowanej pracy o pomiarach pól o natężeniu rzędu 10^{-5} Oe za czulość graniczną pomiaru napięcia Halla przyjmują wartość 0,1 μ V. Rozpatrując stosunek sygnału do poziomu szumów należy odróżnić przypadek zasilania przekaźnika hallowskiego prądem stałym od przypadku zasilania go prądem zmiennym. Przy użyciu prądu stałego może występować między elektrodami Halla napięcie, którego źródłem są siły termoelektryczne. Powodują one zmiany napięcia Halla w czasie. Zarówno pod wpływem prądu stałego, jak i zmiennego może wystąpić zmiana charakterystyk elektrycznych kontaktów metal-półprzewodnik. Przez odpowiedni dobór warunków można szумы zmniejszyć znacznie poniżej 0,1 μ V. Stwierdzono doświadczalnie, że szумы w badanych przekaźnikach leżały poniżej 0,1 μ V, gdy próbka była zasilana prądem o mocy nie większej niż 0,2 W.



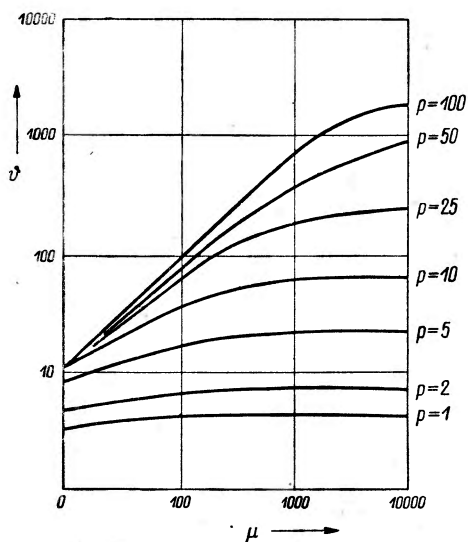
Rys. 4. Schemat działania przyrządu do pomiaru słabych pól magnetycznych

Maksymalna wartość doprowadzonej mocy określa czulość, moc pobrana z elektrod Halla jest w przybliżeniu proporcjonalna do mocy doprowadzonej do próbki. Współczynnik proporcjonalności zależy od iloczynu ruchliwości nośników prądu i indukcji magnetycznej. Z prostego obliczenia i ze-

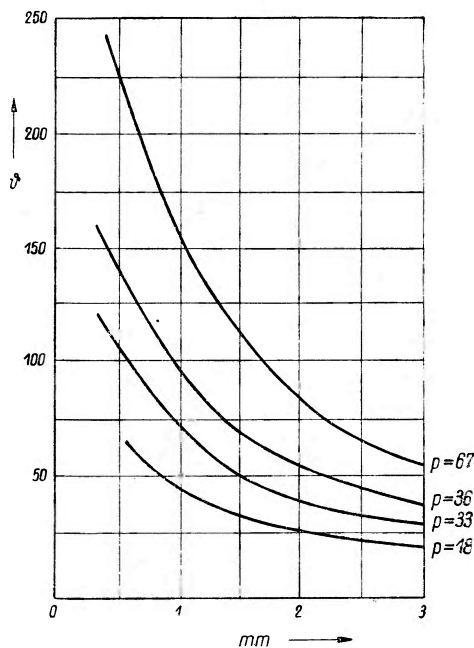
stawienia odpowiednich danych doświadczalnych wynika, że zmianie napięcia Halla wynoszącej 0,1 μ V odpowiada zmiana w natężeniu pola magnetycznego równa $2 \cdot 10^{-3}$ Oe. W celu dalszego zwiększenia czulości przyrządu stosuje się koncentratory pola magnetycznego.

Przez koncentrator pola magnetycznego rozumie się dwa pręty ferromagnetyczne o dużej przenikalności magnetycznej ułożone tak, by odległość (szczelina) między nimi była mała (rys. 4). Natężenie pola

magnetycznego w szczelinie jest proporcjonalne do indukcji magnetycznej ($H_w = c\mu H_0$). Współczynnik proporcjonalności c zależy od stosunku p długości l prętów do ich przekroju s ($p = l/s$) oraz szerokości szczeliny d . Na rysunku 5. podano wzmocnienie indukcji w przypadku walca



Rys. 5. Wzmocnienie indukcji w zależności od przenikalności magnetycznej μ i stosunku długości l walca do jego przekroju s ($p = l/s$)



Rys. 6. Wzmocnienie indukcji magnetycznej w zależności od szerokości szczeliny dla różnych wymiarów koncentratora

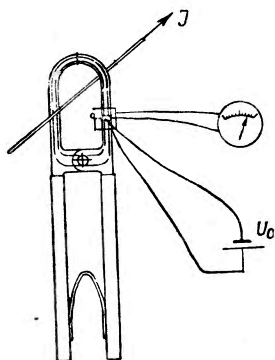
w zależności od przenikalności magnetycznej i stosunku długości walca do jego przekroju. Na rysunku 6. podano zależność wzmocnienia indukcji od szerokości szczeliny dla Mu-metalu³.

Przy zastosowaniu koncentratora pola magnetycznego czułość wzrasta tyle razy, ile razy wzrasta indukcja magnetyczna. W opisywanym urządzeniu zastosowano taki koncentrator w Mu-metalu, dla którego $p = 36$ i przy szerokości szczeliny 0,3 mm uzyskano 400-krotny wzrost czułości [16]. Zbudowany w oparciu o te dane przyrząd spełniał wymagane warunki. Materiałem, z którego sporządzono przekładnik hallowski, był InSb. Do zasilania użyto prądu stałego o natężeniu 200 mA (moc 0,2 W). Współczynnik temperatury całego urządzenia wynosił 1% na 5°C. Po zastosowaniu kompensacji wpływu temperatury wskazania przyrządu były niezależne od zmian temperatury w dostatecznie dużym prze-

³ Mu-metal jest to stop o dużej przenikalności magnetycznej.

dziale. Koncentrator sporządzono z prętów Mu-metalu o średnicy 11 mm i długości 200 mm. Mierząc napięcie Halla przy pomocy zwykłego woltmierzera o zakresie 5 mV bez żadnego wzmocnienia napięcia osiągnięto czułość $2,6 \times 10^{-3}$ Oe na działkę, a cała skala przyrządu odpowiadała natężeniu pola równemu 0,26 Oe. Stosując wzmocnienie napięcia Halla otrzymano czułość 10^{-5} Oe. Przyrząd ten dokładnie rejestruje fluktuacje pola magnetycznego Ziemi. Bardzo silnie reaguje np. na zmiany pola magnetycznego wywołane przez przejeżdżający w kilkunastometrowej odległości samochód. Strutt [20] komunikuje, że do pomiaru słabych pól magnetycznych użył układu pracującego na prądzie zmiennym. Napięcie Halla wzmocniał za pomocą układu tranzystorowego. Poziom szumów przekąźników hallowskich był niski. To pozwoliło mu zmierzyć natężenie pola rzędu 10^{-4} Oe. Jest to graniczna wartość osiągniętej dotychczas czułości bez użycia koncentratorów pola. Po wprowadzeniu koncentratorów takich jak w pracy [16] (można wykonać koncentratory o jeszcze większym wzmocnieniu) granica czułości przesunie się do około $3 \cdot 10^{-7}$ Oe.

Podany na rysunku 4. schemat działania przyrządu do pomiaru słabych pól magnetycznych może być podstawą sporządzenia na tej zasadzie kompasu [12]. Jednak czułość takiego przyrządu na obrót w polu magnetycznym jest mała. Tę trudność można usunąć przez ustawienie dwóch identycznych przyrządów pod kątem 90° . Takie ustawienie znacznie zwiększy czułość układu na obroty w polu magnetycznym [17]. Na tej zasadzie można zrobić kompas, których wskazania będą miały dokładność około $0,1^\circ$. Ważną zaletą takich kompasów jest możliwość łatwego przekazywania ich wskazań na odległość przy pomocy zwykłego urządzenia elektronicznego.



Rys. 7. Schemat układu do pomiaru natężenia prądu

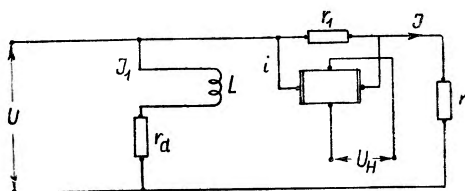
Metoda pomiaru natężeń pola magnetycznego wykorzystująca efekt Halla znalazła zastosowanie przy badaniu motorów elektrycznych [10, 13, 21]. Metoda ta ma przed sobą wielką przyszłość, ponieważ pozwala ona zmierzyć pola zarówno stałe, jak i zmienne we wszelkich szczelinach i ruchomych częściach w czasie pracy motoru.

Dalszym zastosowaniem pomiaru natężenia pola magnetycznego jest wyznaczanie natężenia prądu stałego jak i zmiennego o dowolnych częstotliwościach [12], rysunek 7. Oczywiście, w grę wchodzi tu prądy o dużym natężeniu, powyżej 10^3 A, kiedy bocznikowanie jest utrudnione. Należy tu podkreślić, że pomiar prądu jest bezkontaktowy i wskazania przyrządu nie za-

leżą od częstości mierzonego prądu. H a r t e l sygnalizuje [19] o pomiarach tą metodą natężenia prądu do 150.000 A z dokładnością 0,2%.

5. Watomierze [22 — 27]

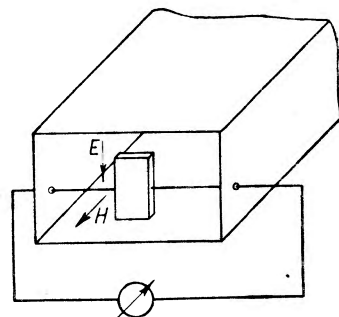
Rysunek 8. podaje schemat działania watomierza opartego na efekcie Halla. Przekaznik hallowski jest umieszczony w polu magnetycznym wytworzonym przez cewkę L i zasilany prądem pobieranym z oporu r_1 , a zatem prąd płynący przez przekaznik jest proporcjonalny do prądu I płynącego w obwodzie ($i = c_1 I$). Przez cewkę L płynie prąd L_1 proporcjonalny do napięcia U ($H = c_2 I_1 = c_3 U$). A więc napięcie Halla



Rys. 8. Schemat watomierza opartego na efekcie Halla

$$U_H = R_H \frac{iH}{d} = \frac{R_H}{d} c_1 I c_3 U = cIU \quad (14)$$

jest proporcjonalne do mocy. Przy pomocy takiego watomierza można mierzyć moc prądu stałego, zmiennego o dowolnej częstości oraz moc prądów wielofazowych. Wskazania takiego watomierza można bezpośrednio przenieść na oscylograf. Pozwala to badać krótkotrwałe zmiany mocy, np. krótkie zwarcia. W pracy [22] podano opis watomierza pracującego na częstości 150 Hz i 120 kHz. Przekaznik hallowski wykonano tu z germanu. Skala przyrządu jest liniowa. Otrzymana czułość była mała, około $100 \mu\text{V/W}$. Berman [27] zastosował ten typ watomierza do pomiaru mocy przy częstości 400—500 kHz.



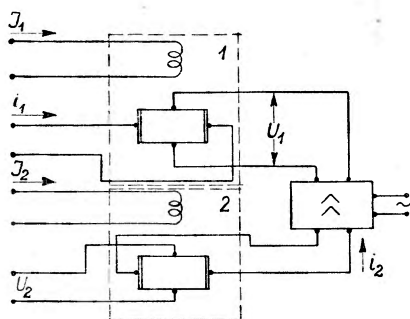
Rys. 9. Schemat pomiaru mocy w falowodach

Jednym z ciekawszych zastosowań takiego watomierza jest pomiar mocy w falowodach [23—26]. Na rysunku 9. podano schemat działania tego urządzenia. W falowodzie rozprzestrzenia się fala elektromagnetyczna typu TE_{10} . Dla takiej fali linie pola elektrycznego leżą w płaszczyźnie poprzecznego przekroju falowodu i są prostopadłe do jego dłuższych ścian. Pole magnetyczne jest kierowane wzdłuż osi falowodu. Wobec tego pole magnetyczne biegnącej fali będzie prostopadłe do płaszczyzny odpowiednio wstawionego przekaznika hallowskiego, a prąd w tym przekazniku będzie proporcjonalny do natężenia pola elektrycznego.

Średnia wartość stałej składowej napięcia Halla będzie więc proporcjonalna do mocy czynnej przechodzącej przez falowód. W ostatnio ogłoszonej pracy [26] Barlow podaje szczegółową analizę całego zagadnienia oraz praktyczne rozwiązanie przyrządu do pomiaru mocy przy częstotliwości 10.000 MHz.

6. Elementy maszyn do liczenia [28 i 37]

Z podstawowych własności efektu Halla wynika, że napięcie Halla U_H jest proporcjonalne do prądu i płynącego przez próbkę i do indukcji magnetycznej B . Jeżeli parametry elektromagnesu są odpowiednio dobrane, to można pracować w obszarze, w którym indukcja magnetyczna jest proporcjonalna do prądu I , płynącego przez elektromagnes. Wobec tego napięcie Halla jest proporcjonalne do iI . Ta własność może być wykorzystana przy budowie niektórych elementów maszyn do liczenia [28]. Na rysunku 10. podano schemat



Rys. 10. Schemat układu do otrzymania iloczynu

ideaowy, przy pomocy którego można dokonać przemnożenia trzech wielkości wyrażonych za pomocą odpowiednich natężeń prądu elektrycznego. Napięcie Halla na przekładniku 1 jest proporcjonalne do prądu płynącego przez próbkę i_1 i prądu płynącego przez elektromagnes I_1

$$U_1 = a_1 i_1 I_1. \quad (15)$$

Napięcie U_1 jest wzmacnione przez wzmacniacz i użyte do zasilania przekładnika 2. Prąd płynący przez przekładnik 2 jest proporcjonalny do U_1 .

$$i_2 = a_2 U_1. \quad (16)$$

Elektromagnes przekładnika 2 jest zasilany prądem I_2 i napięcie Halla wynosi

$$U_2 = a_3 i_2 I_2. \quad (17)$$

Stąd

$$U_2 = a i_1 I_1 I_2, \quad (18)$$

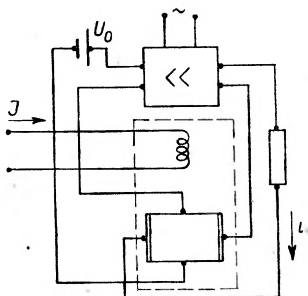
a więc napięcie na drugim przekładniku jest proporcjonalne do iloczynu prądów, które zasilają przekładnik 1 i elektromagnes. Rysunek 11. podaje schemat układu do otrzymania odwrotności danej wielkości. W tym układzie napięcie Halla po wzmacnieniu jest porównywane ze stałym napięciem U_0 , czyli

$$U_0 = b_1 U_2 = b_2 i I = const, \quad (19)$$

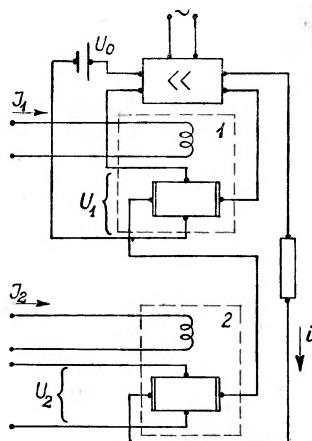
skąd

$$i = \frac{b}{I}. \quad (20)$$

Można zestawić taki układ przekaźników hallowskich, że napięcie Halla będzie miarą stosunku dwóch wielkości (rys. 12).



Rys. 11. Schemat układu do otrzymania odwrotności



Rys. 12. Schemat układu do otrzymania ilorazu

Napięcie U_1 otrzymane z przekaźnika 1 jest wzmocnione i tak przyłożone do źródła napięcia wzorcowego, że

$$U_0 = cU_1 = c_1 i I_1 = \text{const}, \quad (21)$$

gdzie i — prąd zasilania przekaźnika, I_1 — prąd w elektromagnesie, a więc

$$i = \frac{c_3}{I_1}. \quad (22)$$

Napięcie U_2 na przekaźniku 2 będzie wynosiło

$$U_2 = c_2 i I_2, \quad (23)$$

gdzie I_2 — prąd w elektromagnesie 2. Po podstawieniu wyrażenia (22) do (23) otrzymamy

$$U_2 = c \frac{I_2}{I_1}. \quad (24)$$

Widzimy stąd, że wielkość napięcia U_2 jest miarą stosunku prądów płynących przez elektromagnesy.

Przy zachowaniu odpowiednich warunków można osiągnąć dużą dokładność wyników otrzymanych wyżej podanym sposobem i to niewątpli-

wie sprawi, że przekaźniki hallowskie znajdą szerokie zastosowanie w maszynach do liczenia.

7. Przekształcanie prądu stałego w zmienny i prądu zmiennego w stały [12, 17, 29 — 32]

W praktyce laboratoryjnej spotykamy się często z koniecznością wzmocnienia słabych prądów stałych, co jest rzeczą dość kłopotliwą. Znacznie wygodniej wzmacniać prądy zmienne. Istnieje kilka sposobów zamiany prądu stałego na prąd zmienny. Jednym z nich jest zastosowanie efektu Halla, który łatwo pozwala zamienić prąd stały w zmienny. Jeżeli przekaźnik hallowski będzie zasilany prądem stałym (np. prądem z termopary), a elektromagnes, w szczelinie którego znajduje się ten przekaźnik, będzie zasilany prądem zmiennym o częstości ω , to na elektrodach Halla otrzymamy zmienne napięcie o częstości ω , które następnie możemy łatwo wzmacniać znanymi sposobami.

Współczynnik wydajności przekształcenia dla germanu przy $H = 10^4$ Oe wynosi około 20%. W celu otrzymania możliwie dużych współczynników wydajności należy tu stosować silne pola magnetyczne (wzór (12)). Takie pola otrzymać można tylko przy pomocy rdzeni ferromagnetycznych, co nie pozwala pracować przy zbyt dużych częstościach.

Przy przekształcaniu prądu zmiennego w prąd stały korzysta się normalnie z lamp elektronowych lub diod półprzewodnikowych. W obu przypadkach mamy do czynienia z układami nieliniowymi oraz, na ogół, nieczułym na zmiany fazy. Przekształcenie prądu zmiennego w stały w oparciu o efekt Halla jest przekształceniem zarówno idealnie liniowym, niezależnym od wielkości sygnału i czułym na zmiany fazy. Przekażnik hallowski, umieszczony w zmiennym polu magnetycznym $H = H_0 \cos \omega t$, zasilany jest prądem zmiennym $I = I_0 \cos(\omega t + \varphi)$. Na elektrodach hallowskich, zgodnie ze wzorem (8), pojawi się napięcie Halla

$$U_H = \frac{R_H H_0 I_0}{2d} \cos \varphi + \frac{R_H H_0 I_0}{2d} \cos(2\omega t + \varphi). \quad (25)$$

W przypadku, gdy H_0 jest stałe, składowa stała napięcia Halla jest proporcjonalna do prądu płynącego przez przekaźnik. Widać też stąd, że wartość składowej stałej U_H zależy od fazy prądu zmiennego (zakładamy, że faza pola magnetycznego pozostaje stała). Opisany tu detektor liniowy ma jeszcze tę ciekawą własność, że nie reaguje na sygnały zakłócające, jeżeli są one przesunięte w fazie o 90° . W pracy [32] opisano taki detektor liniowy wykonany z germanu. Opór wejściowy i wyjściowy

przełącznika wynosił około 1000 Ω . Przy natężeniu pola 1000 Oe współczynnik przekazania napięcia wynosił 1,5%/o.

W oparciu o efekt Halla można również zbudować detektor kwadratowy o parabolicznej charakterystyce. W tym celu zarówno elektromagnes jak i przełącznik hallowski zasilany jest tym samym prądem $I = I_0 \cos \omega t$. Napięcie Halla będzie wynosiło ($H = cI$)

$$U_H = \frac{cR_H}{2} I_0^2 + \frac{cR_H I_0^2}{2} \cos 2\omega t, \quad (26)$$

a więc otrzymujemy napięcie Halla proporcjonalne do I_0^2 .

8. Analizator widma częstości [17, 29, 31]

Przełącznik hallowski można zastosować do harmonicznej analizy drgań. Załóżmy, że analizowane drganie można przedstawić w postaci prądu elektrycznego

$$I = \sum_{n=1}^m I_n \cos(n\omega t + \varphi). \quad (27)$$

Tym prądem zasilany jest przełącznik hallowski, umieszczony w sinusoidalnym polu magnetycznym o częstości ω_i , którą w wymaganym zakresie można zmieniać w sposób ciągły. Natężenie pola magnetycznego ma postać

$$H = H_0 \cos(\omega_i t + \varphi_i). \quad (28)$$

Na elektrodach przełącznika hallowskiego pojawi się napięcie równe

$$U_H = \frac{R_H H_0}{2d} \sum_{n=1}^m I_n \{ \cos[(n\omega - \omega_i)t + \varphi_n - \varphi_i] + \cos[(n\omega + \omega_i)t + \varphi_n + \varphi_i] \}. \quad (29)$$

Składowa stała wystąpi tylko wtedy, gdy częstość pola magnetycznego będzie równa częstości harmonicznej ($k\omega = \omega_i$) i jej wartość wynosi

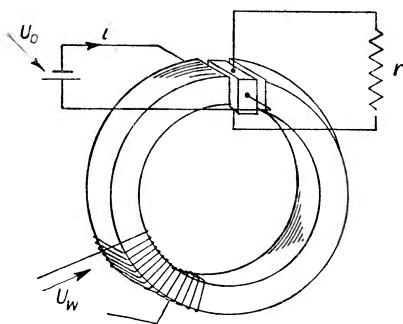
$$U_H = \frac{R_H H_0 I_k}{2d} \cos(\varphi_n - \varphi_i). \quad (30)$$

A więc U_H jest proporcjonalne do amplitudy składowej harmonicznej I_k . Widać stąd, że zmieniając częstość pola magnetycznego można przeprowadzić analizę widma częstości. Bogomółow wykonał analizator pracujący przy natężeniu pola 2000 Oe. Posługując się galwanometrem o czułości 10^{-8} A mierzył on sygnały wielkości 10 mV i wykrywał składowe harmoniczne, amplituda których wynosiła 0,01%/o amplitudy

badanego napięcia. Należy podkreślić, że zdolność rozdzielczą i czułość opisanego tu analizatora może być wyższa niż w istniejących dotychczas urządzeniach, stosowanych do tego celu.

9. Wzmacniacze i generatory [20, 33 — 37]

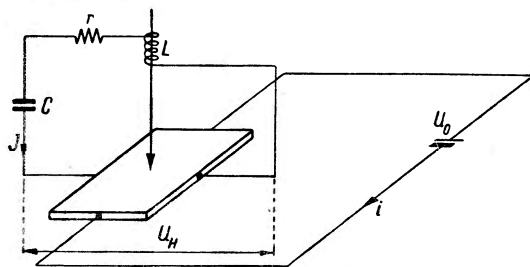
Na rysunku 13. podano schemat wzmacniacza opartego na efekcie Halla. Wzmacniany impuls jest doprowadzany do uzwojenia elektromagnesu, którego rdzeń jest zbudowany z materiału o możliwie dużej



Rys. 13. Schemat wzmacniacza opartego na efekcie Halla

przenikalności magnetycznej i małej stratności. W szczeliny tego elektromagnesu umieszczony jest przekaźnik hallowski, zasilany prądem stałym. Prąd płynący w obwodzie elektrod Halla jest proporcjonalny do napięcia Halla, a więc jest proporcjonalny do prądu na wejściu. W pracy [33] otrzymano 5-krotne wzmocnienie mocy. Przekaźnik hallowski był wykonany z InSb. Wzmacniacze te mają ograniczony zakres częstotliwości przez straty w rdzeniu elektromagnesu.

Jeżeli prąd I w obwodzie elektrod Halla jest większy od prądu i zasilającego przekaźnik hallowski, to taki układ może generować drgania elektromagnetyczne [35, 36].



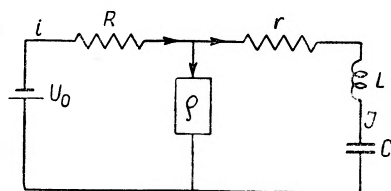
Rys. 14. Schemat generatora opartego na efekcie Halla

Na rysunku 14. podano schematyczny układ generatora, pracującego na zasadzie efektu Halla. Według oszacowań, generator ten ma małą wydajność, około 5%.

Znacznie lepsze wyniki otrzymuje się gdy generator działa na zasadzie zmian oporu

właściwego w półprzewodnikach w polu magnetycznym [36]. Na rysunku 15. podano schemat działania takiego generatora. Próbką półprzewodnikowa ϱ znajduje się w polu magnetycznym solenoidu L . Prócz tego na próbkę półprzewodnikową działa stałe pole magnetyczne H_0 . Przy spełnieniu określonych warunków w takim układzie powstają drgania o częstotliwości odpowiadającej częstotliwości drgań własnych obwodu. Wydajność takiego generatora może wynosić 37,5%. Dla zrealizowania takiego generatora potrzebny jest materiał półprzewodnikowy, który przy

łatwo osiągalnych natężeniach pola magnetycznego zmienia opór właściwy 4—10-krotnie. Taką własność ma InSb. Cechą generatorów opartych na efekcie Gaussa są małe wymiary, prostota budowy i trwałość [20].



Rys. 15. Schemat generatora opartego na efekcie Gaussa
 L — indukcyjność, C — pojemność, R — opór ($R \gg \rho$), ρ — opór półprzewodnika bez pola magnetycznego

Literatura

1. H. Welker, Zs. Naturforschg. **7a**, 744 (1952).
2. A. I. Blum i A. R. Riegel, Zh. Techn. Fiz. **21**, 316 (1951).
3. H. Weiss i H. Welker, Zs. Phys. **133**, 322 (1954).
4. E. W. Saker, F. A. Cunnelli i J. T. Edmond, Brit. Jour. Appl. Phys. **6**, 217 (1955).
5. Th. Des Coudres, Verh. phys. Ges. Berlin, **17**, 129 (1898).
6. Th. Des Coudres, Elektrotechn. Zs. **21**, 753 (1900).
7. G. L. Pearson, Rev. Sc. Instr. **19**, 263 (1948).
8. W. P. Mason, W. H. Hewit i R. F. Wick, Jour. Appl. Phys. **24**, 166 (1953).
9. F. Kuhrt, Siemens Zs. **28**, 370 (1954).
10. F. Kuhrt i E. Braunersreuther, Siemens Zs. **28**, 299 (1954).
11. H. Welker, Elektrotechn. Zs. **76**, 513 (1955).
12. J. M. Ross, F. W. Saker, Jour. of Electronics, **1**, 223 (1955).
13. G. Loocke, Elektrotechn. Zs. **A**, **76**, 517 (1955).
14. O. D. Jełpatjewska i A. R. Riegel, Zh. Techn. Fiz. **26**, 2432 (1956).
15. E. Schweibald, Arch. f. techn. Messen, **246**, 153 (1956).
16. H. Hieronymus i H. Weiss, Siemens Zs. **31**, 404 (1957).
17. W. P. Żuzie, *Półprzewodniki w nauce i technice*, tom I, Moskwa-Leningrad 1957.
18. H. Wohlmuth, Siemens Zs. **32**, 214 (1958).
19. W. Hartel, Materiały Konferencji Półprzewodników w Brukseli, czerwiec 1958, str. 30.
20. M. J. O. Strutt, Materiały Konferencji Półprzewodników w Brukseli, czerwiec 1958, str. 78.
21. O. D. Jełpatjewska i W. Pierczuk, Zh. Techn. Fiz. **27**, 1595 (1957).
22. H. E. M. Barlow, Proc. El. Eng. Part. B, **102**, 186 (1955).
23. H. E. M. Barlow, Proc. El. Eng. Part. B, **102**, 176 (1955).
24. H. E. M. Barlow, L. M. Stephenson, Proc. El. Eng. Part. B, **103**, 110 (1956).
25. H. E. M. Barlow, Proc. El. Eng. Monogr. Nr **191 R** (1956).
26. H. E. M. Barlow, Proc. El. Eng. Part. B, **105**, 53 (1958).
27. L. S. Bierman. Zh. Techn. Fiz. **27**, 1192 (1957).

28. Deutsche Elektrotechnik, nr 2, 10 (1956).
29. Th. Des Coudres, Phys. Zs. 2, 586 (1900).
30. Mesures, 21, 358 (1956).
31. W. N. Bogomołow, Zh. Techn. Fiz. 26, 693 (1956).
32. W. N. Bogomołow, Zh. Techn. Fiz. 27, 260 (1957).
33. J. M. Rossi N. A. C. Thompson, Nature, 175, 518 (1955).
34. H. M. Barlow, Nature, 175, 1004 (1955).
35. H. Weiss, Zs. Naturforsch. 11a, 684 (1956).
36. W. N. Bogomołow, Zh. Techn. Fiz. 27, 663 (1957).
37. L. Löfgren, Jour. Appl. Phys. 29, 158 (1958).

G. F. Chew

University of California
Berkeley Radiation Laboratory
Berkeley

Nukleon i jego oddziaływanie z pionami, fotonami, nukleonami i antynukleonami*

I. Wstęp

Nukleon jest jedyną silnie oddziaływającą cząstką, z której mogą być robione tarcze rozpraszające i dzięki temu odgrywa główną rolę we wszystkich doświadczeniach dotyczących silnych oddziaływań. Obok oddziaływań nukleon-nukleon i pion-nukleon będziemy również zajmować się oddziaływaniami pion-pion. Antynukleony pozostają oczywiście w ścisłym związku z nukleonami; zrozumienie zjawisk związanych z antynukleonami wymaga zrozumienia zjawisk związanych z nukleonami i odwrotnie.

Włączamy również fotony, które, podobnie jak elektrony, służą jako wygodna sonda przy badaniach struktury silnych oddziaływań. Ze względów praktycznych przeznaczono specjalne miejsce w programie konferencji rozpraszaniu elektron-nukleon, jasne jest jednak, że nie można przeprowadzić ostrej linii podziału między tymi problemami.

Najbardziej charakterystyczna cecha teorii silnych oddziaływań polega bowiem na tym, że żaden problem ani nawet grupa problemów nie może być nawet z grubsza zrozumiany bez równoczesnego zrozumienia wszystkich zagadnień z tej dziedziny. Powodem tego jest brak w obrazie silnych oddziaływań małego bezwymiarowego parametru, który pozwoliłby na rozseparowanie różnych zjawisk. W przeciwieństwie do tej sytuacji elektrodynamika posiada stałą struktury subtelnej $1/137$ oraz stosunek masy elektronu do mas innych naładowanych cząstek, który waha się w granicach od $1/200$ do $1/2000$. Słabymi stronami teorii silnych oddziaływań są, jak dotąd, stosunki masy pionu do masy nukleonu $\mu/M \approx 1/7$ oraz energii rezonansu ($\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$) do energii spoczynkowej nukleonu ($\frac{2}{7}$). W dodatku wydaje się, że stała sprzężenia barionów z mezonami K jest istot-

* Tłumaczenie referatu wygłoszonego na Dorocznej Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, Genewa 1958. (Patrz „1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN”, str. 93). Artykuł zamieszczony za zgodą wydawcy.

nie mniejsza niż z pionami: $g_k^2/g_\pi^2 \approx 1/3$. Ten fakt w połączeniu ze stosunkiem masy pionu do masy mezonu K , $\mu/m_k \approx 1/3$ częściowo usprawiedliwia wyłączenie dziwnych cząstek z naszych rozważań. Innymi słowami, mamy nadzieję, że kreowanie dziwnych cząstek, nawet wirtualnie, jest na tyle trudne, że bez szczegółowego ich rozpatrywania można przeprowadzić sensowną dyskusję problemu oddziaływania pion-nukleon. Może się okazać, że ta nadzieja nie jest uzasadniona.

Drugą charakterystyczną cechą teorii silnych oddziaływań jest fakt, że jak dotąd problemy jej nie są dobrze określone nawet na poziomie praktyki. W elektrodynamice zwykle jest celem przewidywanie rezultatów doświadczeń przy pomocy dwóch danych stałych — masy i ładunku elektronu. W teorii silnych oddziaływań istnieje zawsze znany dylemat, czy oprócz mas pionu i nukleonu oraz stałej sprężenia pionów z nukleonami należy dołączyć stałą oddziaływania pion-pion jako podstawowy parametr. Z drugiej strony sugerowano często, że pion nie jest elementarny i że nie tylko jego oddziaływanie, lecz również jego masa powinna być wyznaczalna. Istnienie dziwnych cząstek komplikuje jeszcze bardziej sytuację i jest przyczyną poważnych wątpliwości co do tego, czy bezwzględny podział stałych na „podstawowe” i „wyprowadzone” posiada sens w obrazie silnych oddziaływań. W tej sytuacji musimy być nawet bardziej niż zwykle liberalni w określaniu „udanej teorii”. Myślę, że musimy nazwać udaną teorią każdy przyczynek, który prowadzi do jakichkolwiek nieznanym dotąd korelacji między doświadczeniami. Przewidywania niektórych teorii można wyrażać poprzez zwyczajne parametry takie jak masy i stałe sprężenia, podczas gdy w teorii fenomenologiczne wchodzi energie rezonansu lub amplitudy rozproszenia przy pewnych energiach. Teorie z najmniejszą ilością parametrów są oczywiście najbardziej zadowalające, lecz ze względu na istniejącą obecnie niejasność w pojęciu elementarnej cząstki nie mogą wymyślić żadnego innego absolutnego kryterium dla osądzenia stanu teorii.

II. Przegląd obecnej teorii

A. Model statyczny

Istnieją obecnie dwa sposoby teoretycznego podejścia, które w zadowalający sposób zdają sprawę z doświadczalnych korelacji. Pierwszy z nich wykorzystuje znany stosunek masy nukleonu zarówno do masy spoczynkowej pionu jak i do energii rezonansu ($\frac{3}{2}$, $\frac{3}{2}$). Zaniedbujemy wszystkie stopnie swobody nukleonu z wyjątkiem spinu i spinu izotopowego i przeprowadzamy rachunki przy pomocy różnych hamiltonianów teorii pola zawierających parametr obciążenia. Dzięki takiemu podejściu przewidziano prawidłowo własności przesunięć fazowych fali P przy

rozpraszaniach pion-nukleon aż do energii rezonansu ($\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$) przy pomocy trzech parametrów: masy pionu, stałej sprzężenia pion-nukleon oraz energii obciążenia. Dwa pierwsze mogą być zmierzone równocześnie. Mimo że uczyniono wiele wysiłków, aby rozszerzyć tę metodę w kierunku włączenia fali S , nie wyłoniły się z tego żadne donioślejsze rezultaty. Można powiedzieć, że dwa parametry zderzenia nie zostały dotąd obliczone inaczej jak przy użyciu przynajmniej dwóch nowych dopasowywanych parametrów. Niektóre modele statyczne przewidują wprawdzie zależność energetyczną przesunięć fazowych fali S , lecz zależność ta nie jest na tyle dokładnie znana doświadczalnie, żeby rozróżnić między różnymi metodami.

Metoda sztywnego nukleonu osiągnęła swój najwybitniejszy sukces w problemie fotoprodukcji pionu i rozpraszaniu fotonów przez nukleony. W pierwszym przypadku można wyprówadzić wzór zawierający te same trzy parametry, które były użyte przy rozpraszaniu pion-nukleon w stanie P oraz stałą struktury subtelnej i anomalny moment magnetyczny nukleonu. Wzór ten daje ilościowy opis doświadczeń do energii rezonansu ($^3, \frac{3}{2}$). Odpowiedni wzór dla rozpraszania fotonu na nukleonie jest trudniejszy do wyprowadzenia, ponieważ istnieje więcej stopni swobody i rachunki są bardziej skomplikowane, lecz wstępne rezultaty otrzymane dotąd — przy użyciu tych samych parametrów co dla fotoprodukcji pionów — odpowiadają w zadowalający sposób danym doświadczalnym.

Metodę sztywnego nukleonu w zastosowaniu do problemu sił jądrowych trudniej jest opisać przy pomocy parametrów [1]. Wszyscy pracujący w tej dziedzinie zgadzają się, że do ilościowego opisu siły jądrowej w obszarze asymptotycznym z powodzeniem wystarczą dwa parametry, masa pionu i stała sprzężenia pion-nukleon. Prawie wszyscy zgadzają się, że trzeba wprowadzić promień sztywnego rdzenia dającego siły jądrowe krótkiego zasięgu jako nowy parametr, mimo że czyniono wysiłki, aby wyprowadzić ten promień z energii obciążenia zgodnie ze zderzeniami pion-nukleon. Dla obszaru pośredniego zostały wyprowadzone wzory na przesunięcia fazowe fali S i P przy rozpraszaniu pion-nukleon, istnieje jednak niezgodność co do tego, jak dalece te wzory są udane i jak bardzo udane powinny one być. Potencjał, na który zwrócono największą uwagę w poprzednim roku, można by nazwać „dzieckiem wielu ojców”. Tak zwany potencjał Signella-Marshaka (SM) posiada prawie niewiarogodnie niejasne pochodzenie. Mógłby on być nazwany potencjałem Yukawy-Bruecknera-Watsona-Gartenhausa-Case'a-Paisa-Goldfarba-Feldmana-Signella-Marshaka. Obszar asymptotyczny zawdzięczamy $Y u k a w i e$ i jest on bezsporny. Rdzeń został wprowadzony przez $G a r t e n h a u s a$ i jest wysoce sporny. Statyczna część w obszarze

pośrednim została wprowadzona przez Brucknera i Watsona i jest częściowo sporna. Przyczynę spin-orbita zawdzięczamy Case'owi i Paisowi oraz Goldfarbowi i Feldmanowi i jak dotąd nie ma jego teoretycznego wyprowadzenia w teorii pola (patrz niżej). Całość została zmontowana przez Signella i Marshaka, którzy pokazali, że ta kombinacja posiada zadziwiająco zdolność przewidywania wyników doświadczeń. Teoretycy japońscy pod kierunkiem Taketaniego byli bardziej ostrożni i systematyczni. Dowiedli oni w sposób przekonywający, że model statyczny nie może być stosowany dla odległości mniejszych niż komptonowska długość fali. Zapatrywali się oni sceptycznie na konieczność wprowadzenia oddziaływania spin-orbita.

Problem nukleon-antynukleon ma wiele wspólnego z problemem nukleon-nukleon. Podstawowe zagadnienie dotyczące procesu anihilacji nie może być jednak rozpatrywane w ramach konwencjonalnego statycznego modelu. To samo odnosi się do oddziaływania pion-pion.

B. Relatywistyczne związki dyspersyjne

Drugim teoretycznym narzędziem, dzięki któremu udało się trafnie przewidzieć niektóre fakty w dziedzinie silnych oddziaływań, są związki dyspersyjne. Związki te znajdują się obecnie w bardzo szczególnym stanie. Częściowo zostały one wyprowadzone z teoretycznej zasady przyczynowości stwierdzającej, że zjawiska zachodzące w różnych punktach czasoprzestrzeni nie mogą wzajemnie na siebie wpływać, o ile nie może połączyć ich sygnał poruszający się z prędkością światła. Związki dyspersyjne jednakże żądają również znajomości doświadczalnego widma mas silnie oddziaływających cząstek (nie rozróżniają one między cząstkami elementarnymi i złożonymi). Robi się też milczące założenie, że w teorii istotnie występują te wartości własne energii a nie inne. Obecnie jedyną przyczynową relatywistyczną teorią, o której wiemy, jest lokalna teoria pola, jednakże wielu ludzi wierzy, że konwencjonalna lokalna teoria pola niezawodnie zawiera niefizyczne stany własne. Nie jest jasne, w jaki sposób unika się tego w związkach dyspersyjnych.

Moim zdaniem przyjęcie sensownego stanowiska na tej sesji konferencji polega na stwierdzeniu: związki dyspersyjne oznaczają przypuszczenie, że amplituda rozproszenia może być przedłużona na zespoloną płaszczyznę z najmniejszą ilością singularności wymaganą dla zachowania unitarności macierzy S . Innymi słowami, nie ma żadnych singularności z wyjątkiem punktów osobliwych, w których znajdują się rzeczywiste fizyczne masy. Przypuszczenie to może nie być konsyistentne z lokalną teorią pola, lecz prowadzi ono do przewidzenia określonych nietrywialnych faktów doświadczalnych. Myślę, że głównym zadaniem tej

sesji jest zbadanie, jakie fakty doświadczalne zostały już przewidziane teoretycznie i jak dalece te przewidywania zostały potwierdzone.

Można wyróżnić cztery różne typy zastosowań związków dyspersyjnych. Po pierwsze, ściśle związki dyspersyjne mogą być uproszczone ze względu na dominującą rolę rezonansu ($\frac{3}{2}$, $\frac{3}{2}$), tak żeby wykluczyć z rozważań bardzo wysoko energetyczne zjawiska. Otrzymane w ten sposób przybliżone związki można rozważać jako relatywistyczne uogólnienie modelu statycznego. Usłyszeliśmy wczoraj o najbardziej użytecznym zastosowaniu tego rodzaju: do fotoprodukcji pionów i produkcji pionów przez elektrony. Należy podkreślić przybliżony charakter tego typu zastosowań związków dyspersyjnych. Te uproszczone związki stanowią zdecydowany postęp w porównaniu z modelem statycznym w tym, że spełniona jest niezmienniczość względem transformacji Lorentza i cechowania, lecz nie jest to podejście bezpośrednie i całkiem prawidłowe i ich niepowodzenia w dokładnym przewidywaniu faktów doświadczalnych nie mogą być interpretowane jako braki wyjściowych związków dyspersyjnych.

Wszystkie problemy badane dotąd z powodzeniem przez model statyczny zostały obecnie raz jeszcze zbadane przy pomocy uproszczonych związków dyspersyjnych. Ogólnie mówiąc, wnioski przewidziane przez model statyczny zostały potwierdzone i w większości przypadków ich dokładność została poprawiona. (Np. wydaje się, że w problemie fotoprodukcji pionów został z powodzeniem usunięty zamęt dotyczący odskoku nukleonu, czego nie można było dokonać przy pomocy statycznego podejścia). W niektórych przypadkach związki dyspersyjne prowadzą do nowych relacji. Najwybitniejszy przykład tego typu stanowi związek między długością rozproszenia pionu na nukleonie z wymianą ładunków w stanie fali S, stałą sprzężenia i całką po rezonansie ($\frac{3}{2}$, $\frac{3}{2}$).

Drugim przykładem związków, których nie mógł dostarczyć model statyczny, jest wzór na stosunek ilości pionów ujemnych do dodatnich przy ich fotoprodukcji, wyrażony przy pomocy momentu magnetycznego nukleonu. Problemem, który najtrudniej jest badać tymi metodami, jest oddziaływanie między nukleonami. Trudności, które mogą być czasami zatajone w modelu statycznym, są jaskrawo widoczne w relatywistycznych związkach dyspersyjnych dla rozproszenia nukleonu na nukleonie. Dużo pozostanie jeszcze do zrobienia w tej dziedzinie, zanim wytłumaczy się związek z czymś tak skomplikowanym, jak obecny półfenomenologiczny potencjał. Osobiście wierzę jednak, że taki związek zostanie wyjaśniony. Wydaje się prawdopodobne, że siły rdzenia i siła spin-orbita zostaną powiązane z innymi zjawiskami, takimi jak rozpraszanie pionów na nukleonach i nukleonów na antynukleonach. Czy takie związki mogły-

by stanowić „wytlumaczenie” tych cech sił jądrowych, jest, jak sądzę, pytaniem semantycznym.

Drugi typ zastosowań związków dyspersyjnych polega na badaniu, czy są one spełnione przez dane doświadczalne z zadowalającą dokładnością. W ciągu ubiegłego roku żadne z wielu przeprowadzonych teoretycznych badań nad efektami elektromagnetycznymi nie odkryło znaczących poprawek do związków dyspersyjnych, w przypadku występowania tylko rzeczywistej i urojonej części zmierzonych amplitud dla elastycznego rozproszenia na ładowanych pionów. W zasadzie niezależność ładunkowa nie jest wymagana. Możliwe jest, jednakże, że mogą powstać kłopoty, gdy zastosujemy zasadę niezależności ładunkowej po to, by uzupełnić nieściśle informacje o elastycznym rozpraszaniu przez dane dotyczące rozpraszania z wymianą ładunków. Dlatego wysoce pożądane są pomiary amplitud rozproszenia pionów na nukleonach ku przodowi, które nie wymagają analizy przy pomocy przesunięć fazowych, a więc poniekąd i niezależności ładunkowej.

Warto uczynić więcej wysiłków w celu dokładnego zweryfikowania związków dyspersyjnych dla rozproszenia ku przodowi pionów na nukleonach, jednak w obecnej chwili powinniśmy uważać doświadczalne sprawdzenie za pomyślne.

Jeżeli uzna się związki dyspersyjne za słuszne, uzyska się możliwość dokładnego zdefiniowania i pomiaru stałej sprzężenia między pionami i nukleonami, ponieważ stała ta pojawia się jako residuum bieguna amplitudy dla rozproszenia pionów na nukleonach i nukleonów na nukleonach. Jest to trzeci rodzaj zastosowań związków dyspersyjnych. Obecnie istnieją trzy stałe: stała sprzężenia dla naładowanych pionów — f^2 , stała sprzężenia neutralnych pionów z neutronami — f_{0N}^2 oraz sprzężenia neutralnych pionów z protonami — f_{0P}^2 . Te trzy stałe powinny być równe na mocy zasady niezależności ładunkowej, lecz ze względu na elektromagnetyczne poprawki nie są one, prawie na pewno, dokładnie takie same. f^2 jest jedyną stałą, dla której zostały przeprowadzone dokładne obliczenia. Jeśli związki dyspersyjne są słuszne, tak że można dokładnie zdefiniować f^2 , to jej wartość wynosi 0,08 z dokładnością do 10%.

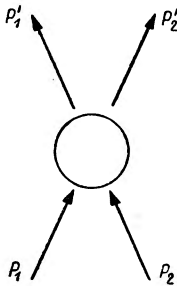
Wykonano wiele obliczeń f^2 na podstawie modelu statycznego i uproszczonych związków dyspersyjnych z różnymi wynikami, które posiadają jednak zdecydowaną tendencję do skupiania się wokół wartości $f^2 = 0,08$. Należy wziąć pod uwagę, że te obliczenia nie mają tego samego znaczenia, co oparte na ścisłych związkach dyspersyjnych. W czasie tej sesji były proponowane dwie metody wykorzystania danych dostarczonych przez związki dyspersyjne dla rozpraszania nukleonów na nukleonach

dła obliczenia f^2 . W jednej z nich użyte są uproszczone związki, druga jest w zasadzie ścisła, lecz wymaga pewnej ekstrapolacji danych.

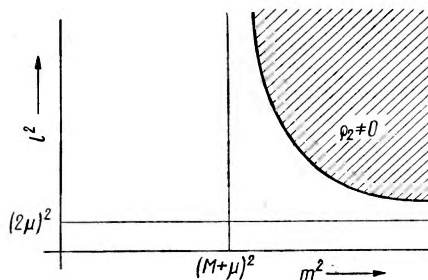
Czwarte i ostatnie zastosowanie związków dyspersyjnych jest najbardziej interesujące, lecz jak dotąd w tej dziedzinie dokonano najmniejszego postępu. Jest to próba użycia tych związków jako podstawowych równań dynamicznych zamiast zwykłych równań pola. Istnieje nadzieja, że w ten sposób można uniknąć wielu trudności związanych z lagranżowskim podejściem do teorii pola, ponieważ nie trzeba uważać każdej cząstki za elementarną i mówić o punktowym oddziaływaniu i „niezrenormalizowanych” stałych. Gell-Mann zauważył kilka lat temu, że gdy sprzężenie jest słabe, związki dyspersyjne mogą być rozwinięte na szereg potęgowy, który pokrywa się z rachunkiem zaburzeń. Oznacza to wznowienie prób traktowania związków dyspersyjnych jako równań całkowych, które nawet w przypadku silnego sprzężenia dają pełny opis układu.

III. Przyczynki

1. Pierwszy z przyczynków do tej sesji pochodzi od Mandelstama [2] i odnosi się do wszystkich czterech aspektów związków dyspersyjnych. Praca ta może wydawać się dla eksperymentatorów zbyt daleka od doświadczenia, lecz jestem pewny, że dojdziemy wkrótce do ważnych



Rys. 1



Rys. 2. Przebieg funkcji wagowych ρ_1 i ρ_2

praktycznych zastosowań. Mandelstam dokonał uogólnienia związków dyspersyjnych dla amplitudy rozproszenia polegającego na tym, że zarówno energia jak i zmienna wymiany pędu zostały przedłużone na płaszczyznę zespoloną. Nambu już wcześniej proponował takie przedłużenie, lecz dalszy rozwój badań pokazał, że reprezentacja Nambu była zbyt prosta. Reprezentacja Mandelstama jest również bardzo prosta, lecz wydaje się, że spełnia ona wszystkie znane ogólne wymagania i została sprawdzona w czwartym rzędzie rachunku zaburzeń.

Rozważamy w sposób relatywistyczny proces rozpraszania bez uwzględnienia spinu (rys. 1). Definiujemy:

$$x = (p_1 + p_2)^2 = -W^2,$$

$$y = (p_1 - p_1')^2 = \Delta^2,$$

$$x' = (p_1 - p_2')^2,$$

przy czym

$$x + y + x' + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 = 0.$$

$$T(W^2, \Delta^2) = g^2 \left[\frac{1}{x + M^2} + \frac{1}{x' + M^2} \right] + \iint dm^2 dm'^2 \frac{\varrho_1(m^2, m'^2)}{(x + m^2)(x' + m'^2)} + \\ + \iint dm^2 dl^2 \frac{\varrho_2(m^2, l^2)}{(x + m^2)(y + l^2)} + \\ + \iint dm'^2 dl^2 \frac{\varrho_2(m'^2, l^2)}{(x' + m'^2)(y + l^2)}$$

(dla rozproszenia pionu na nukleonie).

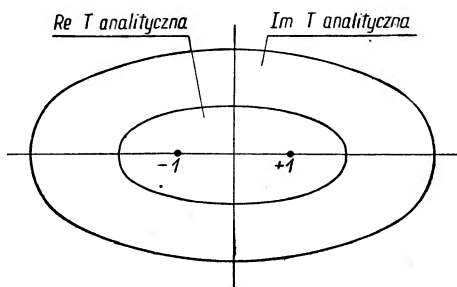
Rzeczywista funkcja wagowa $\varrho_{1,2}$ znika nie tylko dla mas mniejszych niż odpowiadające właściwym fizycznym progom reakcji, lecz również w obszarze ograniczonym krzywą dążącą asymptotycznie do tych granic. Dla przykładu rozważmy $\varrho_2(m^2, l^2)$. (Patrz rys. 2).

Łatwo jest wyprowadzić konwencjonalne związki dyspersyjne dla W^2 przy ustalonym Δ^2 przez wykonanie jednego lub dwóch całkowań, np. dla drugiego wyrazu całkując po dl^2 . Jednakże można również otrzymać związki dyspersyjne dla Δ^2 przy ustalonym W^2 przez wykonanie całkowania po dm^2 . Mandelstam znalazł graniczną krzywą dla widma mas jako produkt uboczny swojej nowej metody „rozwiązywania” tych związków. Ogólnie mówiąc metoda jego jest następująca. Wypisujemy dwa jednowymiarowe związki dyspersyjne, jeden dla W^2 przy ustalonym Δ^2 a drugi dla Δ^2 przy ustalonym W^2 . W pierwszym, zwykłym związku funkcją wagową jest urojona część amplitudy elastycznego rozproszenia pionu na nukleonie. W drugim jest nią urojona część amplitudy dla przejścia dwóch pionów w parę nukleon-antynukleon. Wykorzystujemy warunek unitarności dla wyrażenia tych urojonych części jak całek kątowych z dwuliniowych kombinacji różnych amplitud. Te całki kątowe wykonuje się w każdym przypadku przy pomocy innej reprezentacji i otrzymuje się związki zawierające całki po masach, które mogą być teraz traktowane jako sprzężone równania całkowe. Na tym etapie można zidentyfikować graniczną krzywą dla widma mas.

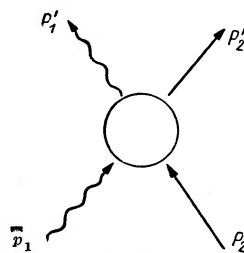
Mandelstam sprowadził tą metodą rozpraszanie pionów na pionach do problemu oddziaływań pionów z nukleonami. Wydawało się, że zagadnienie to było prawidłowo rozwijane przez dłuższy czas, przedtem

jednak nie zostało objęte formalizmem związków dyspersyjnych. Mandelstam uważa swoje związki uzupełnione przez warunek unitarności za równania dynamiczne i rozwija metodę iteracji. Ma on nadzieję, że metoda ta dostarczy numerycznych rozwiązań. Procedura ta jest za bardzo skomplikowana, żeby ją tu opisać, i jak dotąd nie dostarczyła konkretnych wyników.

2. Pierwszym praktycznym wynikiem przedłużenia zmiennej wymiany pędu na płaszczyznę zespoloną jest nowa metoda pomiaru stałych sprzężenia. Jest to praca wykonana grupowo przeze mnie razem z Ciffra, Moravscikiem, Taylorem i Uretsky'm [3, 4]. Lehmann



Rys. 3. Obszary analityczności $Re T$ i $Im T$ na płaszczyźnie zmiennej $\cos \theta$ (lub odpowiednio Δ^2)



Rys. 4

[5] pokazał ostatnio, że rzeczywista i urojona część amplitudy elastycznego rozproszenia, rozważanej jako funkcja Δ^2 dla ustalonego W^2 , są analityczne każda oddzielnie na płaszczyźnie zespolonej przynajmniej wewnątrz elips, które zawierają obszar fizyczny. Ponieważ

$$\Delta^2 = 2k^2(1 - \cos \theta),$$

gdzie k jest pędem w układzie środka masy, rozważanie Δ^2 jest równoważne z rozważaniem $\cos \theta$. Środki elips Lehmana (rys. 3) są położone w punktach ± 1 , a długości głównych osi zależą od energii. Poza tym elipsa dla części urojonej jest większa niż dla części rzeczywistej. Lehmann, jednakże, nie zakłada nic odnośnie położenia singularności, poza tym że leżą one na zewnątrz tych elips.

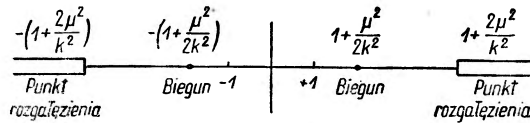
W reprezentacji Mandelstama wszystkie osobliwości położone są na osi rzeczywistej w punktach, które dla części rzeczywistej są w prosty sposób związane z widmem fizycznych mas. (Znalezienie osobliwości części urojonej wymaga obliczeń). Przepis Mandelstama, przewidziany też niezależnie przez innych fizyków, jest następujący.

Aby otrzymać prawą stronę widma, tj. dla $\cos \theta > 1$, rozważamy stany, które mogą być osiągnięte przez układ gdy p_2 i p'_2 są pędami cząstek wchodzących a p_1 i p cząstek wychodzących (rys. 4). Na przy-

kład przy rozpraszaniu nukleonu na nukleonie musimy rozważać stany, które mogą być osiągnięte przez układ złożony z nukleonu i antynukleonu. Najniższy z nich jest dyskretny i odpowiada biegunowi ze względu na zmienną Δ^2 w punkcie $\Delta^2 = -\mu^2$ lub gdy

$$\cos \theta = 1 + \frac{\mu^2}{2k^2}.$$

Można sprawdzić, że biegun ten leży zewnątrz elipsy Lehmana dla części rzeczywistej, wewnątrz natomiast dla części urojonej. Można jednakże udowodnić, że residuum jest rzeczywiste; jest nim w istocie stała sprzężenia pionów z nukleonami — g^2 . Tak więc bieguny pojawiają się tylko w rzeczywistej części amplitudy rozproszenia.



Rys. 5. Singularności i przecięcia na płaszczyźnie $\cos \theta$

Stan, w którym występują dwa piony, jest następnym pod względem wielkości masy, tworzy on kontinuum i powoduje istnienie punktu rozgałężenia przy $\Delta^2 = -4\mu^2$ lub dla

$$\cos \theta = 1 + \frac{2\mu^2}{k^2}.$$

Następne punkty rozgałężenia odpowiadają $\cos \theta = 1 + \frac{9k^2}{2\mu^2}$ itd., co odpowiada bardziej skomplikowanym stanom pośrednim.

Lewą stronę widma otrzymuje się w podobny sposób przez rozważanie stanów, jakie mogą być osiągnięte, gdy p_1 i p_2' są pędami cząstek wchodzących. W przypadku NN widmo wyrażone przez $\cos \theta$ jest oczywiście symetryczne.

Zastosowanie, które interesuje C z i f f r a i mnie, polega na obliczeniu g^2 przez ekstrapolację z fizycznego obszaru do otoczenia biegunów, które zbliżają się do punktów odpowiadających rozproszeniu ku przodowi i do tyłu, gdy energia wzrasta. Można przeprowadzić ekstrapolację bezpośrednio zmierzonego rozkładu kąтового; niepotrzebna jest analiza przy pomocy przesunięć fazowych. Wydaje się, że z różnych fizycznych względów rozproszenie do tyłu neutronów na protonach najlepiej nadaje się do obliczenia g^2 , przy czym jak dotąd najodpowiedniejsze dane pochodzą

z synchro-cyklotronu w Chicago przy energii 400 MeV. Biegun pojawia się w tym przypadku dla $\cos \theta = -1,05$. Jego residuum daje

$$f_c^2 = 0,08 \pm 0,02.$$

W Berkeley planuje się nowe pomiary przy jeszcze wyższych energiach. Potrzebny jest, oczywiście, bardzo dokładny rozkład kątowy dla kątów zbliżonych do rozpraszania do tyłu. Jeśli w ten sam sposób użyjemy kątów odpowiadających rozpraszaniu ku przodowi, możemy obliczyć f_{ON} i f_{OP} .

Wartości residuów otrzymane przez ekstrapolację danych doświadczalnych i odpowiednie stałe sprzężenia przy różnych energiach fotonu podane w układzie laboratoryjnym.

(Moravcsik, Taylor i Uretsky [4])

E_γ	Doświadczalna wartość residuum ($\mu\text{b/sterad}$)	Stała sprzężenia f^2
235	$1,43 \pm 0,90$	$0,078 \pm 0,050$
260	$1,70 \pm 0,52$	$0,136 \pm 0,048$
265	$1,79 \pm 1,25$	$0,133 \pm 0,093$
290	$0,287 \pm 0,350$	$0,0278 \pm 0,0340$
Średnia ze wszystkich danych		$0,0716 \pm 0,0302$
Średnia bez uwzględnienia danych dla 290 MeV		$0,111 \pm 0,039$

Inne zastosowanie badali Moravcsik, Taylor i Uretsky [4], którzy rozważali fotoprodukcję mezonu. Prawa strona widna jest w tym przypadku tego samego typu co opisana przeze mnie poprzednio — z jednym biegunem odpowiadającym stanowi jednomezonowemu położonemu w punkcie

$$\cos \theta = 1/V,$$

gdzie V jest prędkością wychodzącego pionu. Residuum wynosi $\sim ef_c$. Rozkłady kątowe dla fotoprodukcji pionów odpowiadające amplitudom bliskim amplitudy dla rozproszenia ku przodowi są jeszcze stosunkowo mało dokładne, lecz cztery dane przy różnych energiach zostały ekstrapolowane tak, aby otrzymać f^2 . Ich średnia wynosi:

$$f_c^2 = 0,07 \pm 0,03.$$

W tym przypadku sytuacja również może być znacznie poprawiona przez wzrost dokładności doświadczeń.

Lo w [6] zwrócił uwagę, że biegun dyskutowanego tu typu występuje też w procesie $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$, odpowiada on wymianie neutralnego pionu między fotonem i nukleonem (rys. 6).

z synchro-cyklotronu w Chicago przy energii 400 MeV. Biegun pojawia się w tym przypadku dla $\cos \theta = -1,05$. Jego residuum daje

$$f_c^2 = 0,08 \pm 0,02.$$

W Berkeley planuje się nowe pomiary przy jeszcze wyższych energiach. Potrzebny jest, oczywiście, bardzo dokładny rozkład kątowy dla kątów zbliżonych do rozpraszania do tyłu. Jeśli w ten sam sposób użyjemy kątów odpowiadających rozpraszaniu ku przodowi, możemy obliczyć f_{ON} i f_{OP} .

Wartości residuów otrzymane przez ekstrapolację danych doświadczalnych i odpowiednie stałe sprzężenia przy różnych energiach fotonu podane w układzie laboratoryjnym.

(Moravcsik, Taylor i Uretsky [4])

E_γ	Doświadczalna wartość residuum ($\mu\text{b}/\text{sterad}$)	Stała sprzężenia f^2
235	$1,43 \pm 0,90$	$0,078 \pm 0,050$
260	$1,70 \pm 0,52$	$0,136 \pm 0,048$
265	$1,79 \pm 1,25$	$0,133 \pm 0,093$
290	$0,287 \pm 0,350$	$0,0278 \pm 0,0340$
Średnia ze wszystkich danych		$0,0716 \pm 0,0302$
Średnia bez uwzględnienia danych dla 290 MeV		$0,111 \pm 0,039$

Inne zastosowanie badali Moravcsik, Taylor i Uretsky [4], którzy rozważali fotoprodukcję mezonu. Prawa strona widna jest w tym przypadku tego samego typu co opisana przeze mnie poprzednio — z jednym biegunem odpowiadającym stanowi jednomezonowemu położonemu w punkcie

$$\cos \theta = 1/V,$$

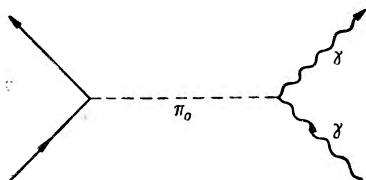
gdzie V jest prędkością wychodzącego pionu. Residuum wynosi $\sim ef_c$. Rozkłady kątowe dla fotoprodukcji pionów odpowiadające amplitudom bliskim amplitudy dla rozproszenia ku przodowi są jeszcze stosunkowo mało dokładne, lecz cztery dane przy różnych energiach zostały ekstrapolowane tak, aby otrzymać f^2 . Ich średnia wynosi:

$$f_c^2 = 0,07 \pm 0,03.$$

W tym przypadku sytuacja również może być znacznie poprawiona przez wzrost dokładności doświadczeń.

Low [6] zwrócił uwagę, że biegun dyskutowanego tu typu występuje też w procesie $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$, odpowiada on wymianie neutralnego pionu między fotonem i nukleonem (rys. 6).

W komptonowskim przekroju czynnym residuum w tym biegunie jest iloczynem f^2 i stałej rozpadu π^0 . A więc pomiar residuum byłby równoważny z pomiarem czasu życia π^0 ! Niestety residuum jest małe, tak, że potrzebne są niezwykle dokładne pomiary rozkładu kąтового.



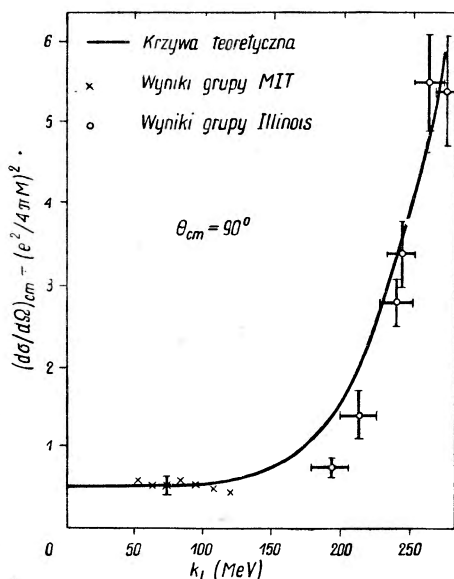
Rys. 6

ich dotyczy rozpraszania fotonów na nukleonach. Istnieją dwa różne aspekty tej pracy, które należy podkreślić. Po pierwsze formułują oni związki bez odjęć, tak że nie wprowadzają żadnych nowych dowolnych stałych. Residua w różnych punktach zależą jedynie od statycznego ładunku nukleonu i jego momentu magnetycznego. Możliwość uniknięcia odjęć jest spowodowana wyborem skalarnych amplitud. Istnieje sześć niezależnych amplitud, z których każda jest czynnikiem przy niezmienniczej macierzy dającej zależność od spinu nukleonu i polaryzacji fotonu.

W wyborze amplitud Gell-Manna i Matthews kierowali się twierdzeniem dotyczącym komptonowskiego rozpraszania dla granicznej zerowej energii. Oznacza to, że postępowali oni tak, by bieguny dla stanu jednonukleonowego odpowiadały dokładnie amplitudzie Powella, o której wiadomo, że jest dokładna w granicy, gdy energia dąży do zera. Otrzymali oni istotnie jednoznaczny układ amplitud, który jest zgodny z żądaniem niewprowadzania odjęć i równocześnie posiada prawidłową granicę dla zerowej energii. Odpowiednie niezmiennicze macierze (jest ich sześć) są zbyt skomplikowane, żeby je przedstawiać. Gell-Mann nie udowodnił, że odjęcia nie są konieczne, lecz tylko pokazał, że można mieć nadzieję, że nie są one konieczne.

Drugim aspektem pracy Gell-Manna i Matthews jest wprowadzenie z założonych związków dyspersyjnych przybliżonego, lecz

3. Omówię teraz przyczynek pochodzący od Gell-Manna i Matthews'a [7], który, jak dotąd, jest jednym z najlepszych przykładów przydatności związków dyspersyjnych do dokładnego przewidywania faktów doświadczalnych. Problem



Rys. 7. Komptonowski przekrój czynny na rozpraszanie fotonu na nukleonie otrzymany na podstawie związków dyspersyjnych

specyficznego wzoru dla rozpraszania fotonów na nukleonach, spełnionego dla energii nie przekraczających energii rezonansu ($\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$). Podstawowe związki, które z założenia mają być spełnione przez każdą z sześciu skalarnych amplitud mają postać:

$$\operatorname{Re} T_i(\omega, \Delta^2) = h_i \left(\frac{1}{\omega - \omega_b} - \frac{1}{-\omega - \omega_b} \right) + \\ + \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{Im} T_i(\omega', \Delta^2)}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega',$$

gdzie h_1, \dots, h_6 są znanymi wielkościami (niektóre z nich zależą od Δ^2) proporcjonalnymi do e^2 , $e\mu_a$ lub μ_a^2 (μ_a jest anomalnym momentem magnetycznym). Istnieje liniowy związek między zmienną ω i W^2 :

$$W^2 = 2M\omega + \Delta^2/2 + M^2.$$

ω_b jest położeniem bieguna odpowiadającego jednemu nukleonowi. Urojona część amplitudy komptonowskiej jest związana z falami cząstkowymi całkowitego przekroju czynnego dla rozpraszania fotonów na nukleonach, który z dobrym przybliżeniem dany jest przez sam przekrój czynny na produkcję mezonu. Dlatego też dokładna znajomość fotoprodukcji mezonu pozwala obliczyć komptonowską amplitudę dla nukleonu. Gell-Mann i Matthews przeprowadzili takie obliczenie w statycznym przybliżeniu, w którym zaniedbuje się w całkach dyspersyjnych wszystko powyżej energii rezonansu, a poniżej zachowuje się jedynie przyczynki od elektrycznego i magnetycznego dipola. Nasza znajomość fotoprodukcji pozwala na przeprowadzenie lepszych obliczeń niż te, lecz byłyby one bardzo skomplikowane i nieciekawe. Pozwolę sobie przytoczyć tu wyniki pierwszych obliczeń dokonanych przez Gell-Manna i Matthews. Ważną rzeczą, na którą należy zwrócić uwagę, jest niewystępowanie w tej teorii żadnych swobodnych parametrów.

Warto zaznaczyć, że podobnie jak to się dzieje z uproszczonymi związkami dyspersyjnymi rozpatrywanymi w ten sposób, otrzymuje się prawie te same rezultaty co z modelu statycznego [8]. Jednakże zagadnienie niezmienniczości cechowania, które jest podstawowe dla rozpraszania komptonowskiego i które nigdy nie było wyjaśnione w statycznym modelu, nie stanowi problemu w relatywistycznych związkach. Można również uwzględnić odskok nukleonu.

4. Następnym przyczynkiem jest zastosowanie związków dyspersyjnych dla rozproszenia nukleonu na nukleonie dokonane przez Matsu Yamę [9] i niezależnie przez Goldberga, Grisaru i Oehme [10]. Są to związki dla ustalonej zmiany pędu w przypadku rozpraszania ku przodowi.

Związki te nie zostały dotąd otrzymane nawet przez takiego rodzaju „wyprowadzenie”, jakie zostało wykonane w przypadku rozpraszania pionu na nukleonie i fotoprodukcji pionu. Jednym z celów jest więc sprawdzenie, czy związki te zgadzają się z doświadczeniem. Ma t s u y a m a rozpoczął badanie relatywistycznego związku z pojedynczym odjęciem zaniedbując całą niefizyczną lewą stronę widma (stany osiągnane przez układ NN) z wyjątkiem bieguna pochodzącego od pojedynczego pionu i zaniedbując również wysoko energetyczną część prawej strony widma. G o l d b e r g e r i inni wzięli dodatkowo pod uwagę przyczynę od dwóch pionów. Przy tych założeniach otrzymuje się coś podobnego, lecz nie identycznego ze związkiem dyspersyjnym dla rozproszenia na nierelatywistycznym potencjale. W obszarze niskoenergetycznego rezonansu dla fali S stwierdzono, że zwykle wzory na efektywny zasięg (*effective range*) są zgodne z uproszczonymi związkami dyspersyjnymi.

M a t s u y a m a próbował obliczyć stałą sprzężenia pionów z nukleonami z tripletowego rozproszenia, lecz wynik

$$f^2 = 0,15 \mp 0,19$$

jest około dwa razy większy niż zwykle otrzymywana wartość f^2 . Nie jest to dziwne, gdyż zaniedbany przyczynę od dwóch pionów do lewej części widma gra ważną rolę w rozpraszaniu fali S . G o l d b e r g e r i inni obliczyli dwuliniowy wyraz w rachunku zaburzeń i znaleźli zadowalającą zgodność z wartością $f^2 = 0,08$. Prowadzi się dalsze prace w celu poprawienia dokładności rachunków.

5. Jest tu sposobność do zreferowania ważnego twierdzenia, które zawdzięczamy P o m e r a n c z u k o w i [11]. Dotyczy ono stosunku wielkości przekroju czynnego dla cząstek i antycząstek przy bardzo wysokich energiach. Rozważmy, na przykład, związek dyspersyjny dla rozproszenia NN ku przodowi: pod całąką występuje całkowity przekrój czynny zarówno dla NN jak i dla $N\bar{N}$ i łatwo jest pokazać, że jeśli każdy z nich dąży do stałej przy bardzo wysokich energiach (nie oscyluje), wtedy

$$\operatorname{Re} f(E) \sim E \ln E [\sigma_{NN}(\infty) - \sigma_{N\bar{N}}(\infty)].$$

Jednakże stałość całkowitego przekroju czynnego dla wysokich energii powoduje, że

$$\operatorname{Im} f(E) \sim E,$$

ponieważ $\operatorname{Im} f = \sigma k/4\pi$. Tak więc $\operatorname{Re} f$ wzrasta szybciej niż $\operatorname{Im} f$ (tj. szybciej niż E), chyba że

$$\sigma_{NN}(\infty) = \sigma_{N\bar{N}}(\infty).$$

P o m e r a n c z u k dowiódł, że $\operatorname{Re} f$ nie może wzrastać szybciej niż E , o ile układ rozpraszający posiada skończony promień tzn. jeżeli istnieje

takie R , że dla $l > kR$ nie zachodzi oddziaływanie. Takie założenie, oczywiście, jest ściśle związane z założeniem o dążeniu do stałej całkowitego przekroju czynnego. Tak więc, o ile wierzymy, że przekroje czynne NN i $N\bar{N}$ dążą do stałej dla nieskończenie dużej energii i jeśli wierzymy w słuszność związków dyspersyjnych, wtedy granice tych przekrojów czynnych muszą być równe. Oczywiście to samo jest prawdziwe dla rozpraszania (π^+, p) i (π^-, p) jak również dla wszystkich innych par złożonych z cząstki i antycząstki.

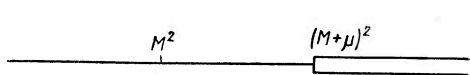
Chciałbym przypomnieć również wcześniejsze spostrzeżenie Pomeranczuka, że założenie o współlistnieniu elastycznego i nieelastycznego rozpraszania przy bardzo wysokich energiach prowadzi do ogólniejszych nawet wniosków o równości pewnych przekrojów czynnych. Można przewidzieć na przykład, że $\sigma_{np}(\infty) = \sigma_{pp}(\infty)$.

6. Następny przyczynek pochodzi od Kaschluna [12] i dotyczy związków dyspersyjnych dla elastycznego rozpraszania pionów przez deuterony. Ostatnio zostało pokazane niezależnie przez Nishijimę i Zimmermanna, że można przypisać lokalne pole takim cząstkom jak deutron, które zwykle traktowaliśmy jako złożone. Dlatego możliwe jest podanie tak samo prawdopodobnych argumentów za istnieniem związków dyspersyjnych dla procesów rozproszenia, w których występują deuterony jak te, które zostały podane dla procesów, w których występują nukleony. Jednakże widmo mas związane z deuteronom prowadzi do istnienia dużego obszaru нефизycznego, który obecnie uniemożliwia dokonanie ścisłego wyprowadzenia.

W przypadku elastycznego rozpraszania pionów na deuteronach, tak samo jak pionów na nukleonach, lewa i prawa strona widma są symetryczne. Rozważmy wobec tego jedynie prawostronne lub „normalne” widmo przy pomocy zmiennej W^2 — całkowitej energii w układzie środka masy. Widmo to określone jest przez stany związane z układem $\pi + d$. Bieguny nie występują; jedyny, jakiego można oczekiwać, zwią-



Rys. 8



Rys. 9

zany z samym deuteronom, jest wzbroniony ze względu na zachowanie spinu izotopowego, ponieważ deutron posiada całkowity spin izotopowy zero. Mamy, jednakże, kontinuum stanów dwunukleonowych począwszy od $W = 2M$, podczas gdy obszar fizyczny zaczyna się od $W = M_d + \mu$ (rys. 8). Inaczej dzieje się przy rozpraszaniu pionów na nukleonach (patrz rys. 9).

Dla rozpraszania ku przodowi funkcja widmowa w obszarze fizycznym związana jest w zwykły sposób z całkowitym przekrojem czynnym $\pi - d$, który składa się z obu części elastycznej i nieelastycznej. Jednakże częściowy przekrój czynny dla absorpcji pionu $\pi + d \rightarrow N + N$ nie znika dla zerowej energii kinetycznej i musi być przedłużony do obszaru niefizycznego, ażeby dać tam funkcję widmową.

Kaschlun stwierdził, że nie ma jeszcze dostatecznej ilości danych dotyczących rozpraszania pionów na deuteronach, żeby przeprowadzić kompletną analizę przy pomocy związków dyspersyjnych, tak jak to jest możliwe w wypadku pionów i nukleonów. Dlatego też wierzy on, że przybliżenie pędowe zapełni te luki, ponieważ tam, gdzie są podane wyniki doświadczeń, przybliżenie pędowe daje dobre rezultaty. Rozpatrywał on również proces absorpcji pionów przy pomocy czegoś podobnego do przybliżenia pędowego, wyrażając element macierzowy dla absorpcji poprzez stałą sprzężenia pionów z nukleonami. Lichtenberg [13] kilka lat temu pokazał, że takie postępowanie daje wyniki o dobrym rzędzie wielkości. Całkowity przyczynek od niefizycznego obszaru jest wtedy proporcjonalny do f^2 i można go uważać za równoważny z przyczynkiem pochodzącym od bieguna pojedynczego nukleonu przy rozproszeniu $\pi-N$.

Kaschlun badał rozproszenie $\pi-d$ zarówno ze zmianą zwrotu spinu jak i bez zmiany i znalazł, że przybliżenie pędowe jest zgodne ze związkami dyspersyjnymi. Związki dla rozproszenia bez zmiany zwrotu spinu nie zależą od wartości f^2 , związki dla zmiany zwrotu spinu natomiast prowadzą do wartości $f^2 = 0,1$ z dokładnością do 30%.

W ten sposób uzyskujemy potwierdzenie nadziei, że związki dyspersyjne nie są związane z pojęciem cząstki elementarnej. Najłatwiej stosować je do najbliższych cząstek z kategorii silnie oddziaływających, lecz wydaje się, że jest to tylko zagadnienie praktyczne.

7. Rozważymy obecnie ważny przyczynek pochodzący od Greenberga [14], który dyskutuje wyniki załamania się zasady niezależności ładunkowej w analizie rozpraszania pionów na nukleonach przy pomocy przesunięć fazowych. Greenberger uogólnił hamiltonian zwykłego statycznego modelu dla fali P przez włączenie znanej różnicy mas między naładowanymi i neutralnymi pionami i możliwej różnicy między trzema stałymi sprzężenia. Występują dwa nowe parametry:

$$\delta = \frac{1}{f_c} \left[\frac{1}{2} (f_{ON} + f_{OP}) - f_c \right],$$

$$d = \frac{f_{OP} - f_{ON}}{2f_c},$$

jak również znana różnica mas

$$\Delta = (m_{\pi^\pm} - m_{\pi^0})/m_{\pi^\pm} = 0,032.$$

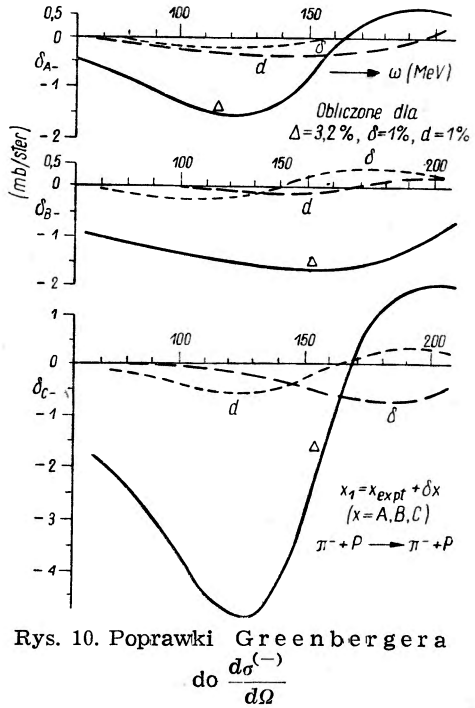
Zamiast dwóch niezależnych ładunkowo amplitud ($I = 1/2, 3/2$) musimy teraz rozważyć dziewięć.

Greenberger wyprowadził równania Low dla uogólnionego problemu. Robiąc zwykle jednomezonowe przybliżenie, zakładając dominującą rolę rezonansu ($\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$) i traktując wszystkie inne efekty jako zaburzenie, Greenberger dąży do rozwiązania tych równań przy pomocy metody wewnętrznie niesprzecznej. Otrzymuje on określony wzór wyrażony przy pomocy δ i d dla pierwszego rzędu odchylenia od amplitud otrzymywanych przy założeniu niezależności ładunkowej. Jako jeden przykład jego wyników pozwolę sobie przedstawić krótki szkic poprawek znalezionych przez Greenbergera, które należy zastosować do współczynników rozkładu kąтового w rozproszeniu (π^-, p) przed przeprowadzeniem analizy zgodnie z zasadą niezależności ładunkowej. Jeżeli

$$\frac{d\sigma_{exp}^{(-)}}{d\Omega} = A + B \cos \theta + C \cos^2 \theta,$$

wtedy

$$\frac{d\sigma_{c.r.}^{(-)}}{d\Omega} = (A + \delta A) + (B + \delta B) \cos \theta + (C + \delta C) \cos^2 \theta.$$



Rys. 10. Poprawki Greenbergera do $\frac{d\sigma^{(-)}}{d\Omega}$

Poprawki $\delta A, \delta B$ i δC pokazane są na rys. 10. Poprawki do rozpraszania z wymianą ładunków są ważne również w obszarze przedrezonansowym, jednakże poprawki dla rozpraszania π^+ są tam małe.

Wielkości δ i d , jak widzieliśmy, są w zasadzie mierzalne, lecz jak dotąd nic o nich nie wiemy poza tym, że muszą być one małe w porównaniu z jednością. Dlatego Greenberger zmuszony był próbować obliczyć δ i d z różnic między danymi doświadczalnymi a amplitudami otrzymanymi przy założeniu niezależności ładunkowej. Innymi słowami, dodał on δ i d do zwykłych sześciu niezależnych przesunięć fazowych odpowiadających fali S i P otrzymanych przy założeniu niezależności ładunkowej i powtórzył analizę najmniejszych kwadratów. Jedyne dane dosta-

tecznie dokładne pod wszystkimi względami dla tego rodzaju prób pochodzą z *Carnegie Institute of Technology* przy energiach 150 i 170 MeV. Prowadzą one do wartości:

$$\delta \approx 0, \quad -0,05 < \delta < -0,03.$$

Oznacza to, że dwie neutralne stałe sprzężenia są w przybliżeniu równe i o kilka procent mniejsze niż stała dla naładowanych pionów.

Związane z tym zmiany w zwykłych przesunięciach fazowych są następujące:

- a_3 jest niezmienione ($-13,2^\circ \rightarrow -12,4^\circ$), lecz a_1 w istotny sposób maleje ($9,0^\circ \rightarrow 5,9^\circ$),
- a_{33} wzrasta o około 2° ($51,8^\circ \rightarrow 53,3^\circ$),
- a_{11} nie zmienia się (pozostając małe i ujemne) ($-2,0^\circ \rightarrow -1,8^\circ$)
- a_{31} staje się trochę bardziej ujemne ($-3,9^\circ \rightarrow -5,4^\circ$),
- a_{13} , które jest dodatnie przy normalnej analizie, zmniejsza się o wielkość tego samego rzędu co jego wartość i może nawet zmienić znak ($2,1^\circ \rightarrow 0,3^\circ$).

(Liczby w nawiasach odnoszą się do energii 150 MeV).

Dokładność danych nie jest wystarczająca na to, by uczynić te wyniki ilościowo pewnymi. Wniosek jest jednak jasny: w obszarze przedrezonansowym (przynajmniej) przy każdej próbie obliczenia z doświadczenia dokładnych wartości małych przesunięć fazowych dla fali P lub przesunięć fazowych dla fali S musimy wziąć pod uwagę niezachowanie niezależności ładunkowej.

8. Problemem skupiającym na sobie obecnie wielkie zainteresowanie jest pochodzenie oddziaływań spin-orbita obliczonych przez kilku fizyków. Oddziaływania te są konieczne, żeby otrzymać zgodność z doświadczeniem przynajmniej w stanie $I = 1$ układu złożonego z dwóch nukleonów. Ponieważ oddziaływanie spin-orbita jest proporcjonalne do prędkości nukleonu, nie może być ono dane przez prosty statyczny model. Jednakże, gdy uwzględni się odskok nukleonu, otrzyma się człon spin-orbita rzędu μ/M w czwartym rzędzie przybliżenia dla siły, nie ma go natomiast w drugim rzędzie. Wydaje się, że pierwsze interesujące poprawki do siły w drugim rzędzie są proporcjonalne do $(\mu/M)^2$. O k u b o i M a r s h a k [15] pokazali, że mają one postać raczej $\sigma_1 \cdot L \sigma_2 \cdot L$, lub $\sigma_1 \cdot P \sigma_2 \cdot P$, a nie $(\sigma_1 + \sigma_2) \cdot L$. Wydaje się, że istnieją dwa możliwe źródła siły spin-orbita w czwartym rzędzie. Przez włączenie odskoku nukleonu do zwykłego członu odpowiadającego wymianie dwóch pionów rachunek zaburzeń daje wynik mniejszy niż ten, którego, jak się wydaje, wymaga doświadczenie. Posiada on jednak dobry rząd wielkości i prawidłowy znak. Jest

proporcjonalny do $\frac{\mu}{M} f^4$ i dąży asymptotycznie do zera jak $e^{-2\mu r}$. Okubo i Sato [16] referują na tej konferencji rozszerzenie tych rachunków polegające na włączeniu rozpraszania poprzez wymianę wielu pionów. Wierzą, że efekt rezonansu ($\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$) mógłby w istotny sposób powiększyć mezonowy potencjał spin-orbita. Wydaje się jednak, że poprawka, choć znaczna pod względem wielkości, posiada zły znak.

9. Inne podejście do problemu sił jądrowych reprezentuje Breit, który rozważał układ złożony z dwóch nukleonów zgodnie z klasyczną pseudoskalarną teorią mezonową. Trudno jest znaleźć odpowiednik tych obliczeń w teorii kwantowej, wydaje się jednak, że odpowiadają one rozważaniu pewnych relatywistycznych poprawek do siły pochodzącej od wymiany jednego pionu.

Do opisu nukleonów Breit używa pełnego równania Diraca, lecz stany o ujemnej energii uwzględnia tylko w przybliżeniu i zaniedbuje retardację pola mezonowego. Hamiltonian jego jest następujący:

$$H_{D_1} + H_{D_2} + g^2 \tau_1 \tau_2 \gamma_5^{(1)} \cdot \gamma_5^{(2)} \cdot e^{-\mu r} / r.$$

Przeprowadzając w zwykły sposób redukcję do dwuskładnikowych spinorów znalazł on siłę spin-orbita. Jej ogólny charakter jest taki jak siły danej przez wyżej wzmiankowane poprawki do wymiany dwóch pionów, związane z odskokiem nukleonu w kwantowym rachunku zaburzeń. Jest więc ona proporcjonalna do μ/M razy f^4 i posiada zasięg $1/2\mu$. Te dwa efekty jednakże nie są takie same. Breit jest przekonany, że jedynie rząd wielkości otrzymanego przez niego potencjału jest wiarogodny. Rezultaty jego są dość bliskie wyników doświadczalnych, tak że można przyjąć źródło siły spin-orbita w teorii mezonowej za jakościowo wyjaśnione. Okubo i Sato, z drugiej strony, przypuszczają, że teoria mezonowa nie daje żadnej zauważalnej siły spin-orbita.

10. Wydaje mi się, że jest teraz czas na ostatni rozdział opowiadania o sukcesach potencjału Signella-Marshaka i innych. Marshak w swoim raporcie na tę konferencję rozważa następujące zagadnienia, które warto omówić.

(a) Rezultaty ostatnio wykonanych doświadczeń nad tripletowym rozpraszaniem protonów na protonach blisko 150 MeV są zgodne z teorią Signella i Marshaka, a nie zgadzają się nawet co do znaku z czysto fenomenologicznym potencjałem Gammela-Thalera (GT). Pod wieloma względami potencjały te są takie same, jednakże istnieją różnice, które może wykazać odpowiednio dokładne doświadczenie.

(b) Jak dotąd eksperyment nie wyjaśnił jeszcze zagadnienia oddziaływania w stanie $I = 0$. Ze względu na potencjał SM jest on dotychczas taki sam jak stan $I = 1$; jednakże zarówno kwantowa jak klasyczna teoria

pola przewidują silną zależność od spinu izotopowego, nawet mimo to, że postać tej zależności nie jest jasna. Dlatego też *Marshall* rozważał siłę i znak potencjału spin-orbita dla $I = 0$ jako jeszcze jeden swobodny parametr, pomimo że zasięg powinien być niezależny od spinu izotopowego. Jeśli tak jest, to nie można uzasadnić anomalnego przyczynku do momentu deuteronu w stanie $I = 0$.

(c) Zostały teraz usunięte trudności związane z fotorozpadem deuteronu przy średnich energiach fotonu. Tym, którzy nie wiedzą o tych trudnościach, przypomnę, że w rozkładzie kątowym przewidzianym przez prosty wzór *Bethego-Peierlsa* dla elektrycznego dipolowego fotorozpadu występuje tylko $\sin^2 \theta$. Przy średnich energiach, powiedzmy około 50 MeV, znaleziono doświadczalnie duży czynnik izotopowy, który nie może powstać z magnetycznego dipola. Stwierdzono, że niecentralny charakter siły między dwoma nukleonami może powodować powstanie izotropowych przyczynków pochodzących od dipola elektrycznego, jednakże przez wiele lat myślano, że niecentralne zjawiska nie są na tyle duże, żeby spowodować występowanie obserwowanego efektu. W szczególności powstały dwie hipotezy: (1) Prawdopodobieństwo stanu *D* deuteronu jest tak małe, że należy brać pod uwagę tylko stan *S*. (2) Fala *P* w końcowy stan jest tak słaba, że można ją zaniedbać.

DeSwarth i *Marshall* [18] postanowili odrzucić te hipotezy i podjąć systematyczne rozważanie elektrycznego dipolowego fotorozpadu stosując oddziaływanie *SM* do znalezienia potrzebnych funkcji falowych. Znaleźli, że składowa fali *D* w deuteronie daje duży przyczynek i że rozszczepienie trzech końcowych stanów *P* przez siły niecentralne (tensorowe i siły spin-orbita) posiada duże znaczenie. Ponadto udało im się dopasować prawidłowo, w sposób ilościowy, dane zarówno dla absolutnego przekroju czynnego jak i dla rozkładu kąтового przy energii fotonu do 80 MeV. W ten sposób wydaje się, że klasyczny opis nukleonów w fizyce jądra jako punktowych ładunków i magnetycznych momentów — bez prądów wymiennych w jawnej postaci — jest adekwatny w zakresie energii do progu produkcji mezonu. *Marshall* zaznacza, że te udane obliczenia nie mogą stanowić kryterium, przy pomocy którego potencjał *SM* jest przeciwstawiany na przykład potencjałowi *GT*. Każdy model, który daje sensowne wartości przesunięć fazowych fali *P* i istotną część prawdopodobieństwa fali *D*, powinien dawać prawidłowy przekrój czynny na fotorozpad aż do 80 MeV.

Zdanie to zostało potwierdzone przez pracę *Browna* i *Nicholsona*, którzy otrzymali poprawne wyniki przy pomocy potencjału *Gammela-Thalera*.

Wydaje się, że przy wyższych energiach trzeba wziąć pod uwagę jawnie mezonowe przyczynki do elementów elektromagnetycznej ma-

cierzy. Maksimum w przekroju czynnym na fotorozpad deuteronu położone w okolicy 200 MeV nie może być nigdy wyjaśnione przez klasyczną fizykę jądrową. Musi to być w jakiś sposób związane z produkcją mezonu, a więc prawidłowe są obliczenia tego typu, co przeprowadzone przez Zachariassen [20].

(d) Marshak i Signell znaleźli, że zmniejszenie zakresu siły spin-orbita, odpowiadającego funkcji eksponencjalnej e^{-r/r_0} od $r_0 = 1,07 \times 10^{-13}$ cm do $r_0 = 1/2\mu = 0,7 \times 10^{-13}$ cm poprawia jeszcze zgodność z doświadczeniem. W szczególności otrzymuje się dużo lepszy opis rozpraszania protonów na protonach przy energii 300 MeV, pomimo że przy tak wysokiej energii potencjał SM nie jest jeszcze ilościowo poprawny. Nowy wybór zakresu siły spin-orbita jest uzasadniony przez teorię mezonową, jak to było dyskutowane powyżej.

11. Doszliśmy teraz do wad singulekowego parzystego potencjału Gartenhausa, który jest taki sam jak potencjał Signella-Marshaka, ponieważ człon spin-orbita występuje tylko w stanie tripletowym. Braki te zostały odkryte przez Fischera, Pyatte, Hulla i Breita [21] przy szczegółowym badaniu rozpraszania protonów na protonach w zakresie energii od 0 do 40 MeV. Z grubsza mówiąc, przekonali się oni, że zakres singulekowego parzystego potencjału Gartenhausa jest za krótki o około 15%. Przejawia się to nie tylko w przesunięciach fazowych fali S , lecz również w przesunięciach fazowych fali D dla 40 MeV, które nie są wystarczająco duże. Żeby otrzymać w tym zakresie dokładną zgodność z doświadczeniami nad rozpraszaniem protonów na protonach, trzeba rozciągnąć skalę singulekowego potencjału Gartenhausa przy pomocy czynnika $\sim 1/0,84$ i zmniejszyć jego wielkość $\sim 0,75$ razy.

Ponieważ potencjał Gartenhausa, podobnie jak prawie wszystkie ostatnio znalezione mezonowe potencjały, daje większą część siły singulekowej pochodzącej z wymiany dwóch pionów, która może być jedynie w przybliżeniu obliczona, braki tego rodzaju nie są zaskakujące. Zwraca to jednak naszą uwagę na to, że nie należy brać zbyt poważnie tego szczególnego modelu dla oddziaływań między dwoma nukleonami.

12. Kilku japońskich teoretyków w istocie wierzy, że zgodność potencjału SM z doświadczeniem wcale nie zachodzi. Sprzeciwiają się oni zawsze podejściu Bruecknera-Watsona do zagadnienia statycznej siły pośredniego zasięgu i uważają rdzeń Gartenhausa za całkowicie nieuzasadniony. Ostatnio Otsuki, Tamagaki i Watari [22] wykonali obliczenia, przy pomocy których próbują pokazać, że siła spin-orbita jest niepotrzebna. Wierzą oni, że potencjał Gartenhausa jest nadmiernie przyciągający w stanie $3P_0$ i że jedyną istotną rolą siły spin-orbita Signella i Marshaka jest osłabienie tego przyciągania. Twierdzą oni, że

gdymby istniał poprawny statyczny potencjał, sprzężenie $S \cdot L$ w ogóle nie byłoby potrzebne.

Odpowiadając na tę krytykę Marshak wyraził wątpliwość, czy wszystkie udane przewidywania wyników doświadczeń, takie jak w przypadku rozpraszania tripletowego przy energii 150 MeV, mogą być utrzymane po odrzuceniu $S \cdot L$ i stwierdził, że nie wie, jak wiele doświadczeń Japończycy rozważali. Wydaje się, że należy rozszerzyć poszukiwania potencjału typu Gammela-Thalera. Prawdopodobnie można zaakceptować zewnętrzną część potencjału jako daną poprawnie przez teorię mezonową, lecz rdzeń i obszar pośredni trzeba znaleźć empirycznie. Japończycy stosowali to podejście przez wiele lat, lecz przeszkadza im bardzo brak szybko liczących przyrządów.

13. Zajmiemy się teraz problemem oddziaływań między nukleonami i antynukleonami ($N\bar{N}$). Jeśli mamy w teorii mezonowej ilościowy obraz siły między dwoma nukleonami, to możemy jednoznacznie przewidzieć tę część sił między nukleonem i antynukleonem, która jest spowodowana wymianą pionów. Niezmienniczość względem sprzężenia ładunkowego prowadzi do dokładnej różnicy stałej sprzężenia pionów z antynukleonami i stałej sprzężenia pionów z nukleonami z tym, że posiadają one przeciwne znaki. Tak więc, jeśli rozwinieśmy oddziaływanie względem ilości wymienionych pionów, to wyrazy zawierające nieparzystą ilość pionów będą miały przeciwny znak w układach NN i $N\bar{N}$, podczas gdy wyrazy odpowiadające parzystej ilości będą miały te same znaki.

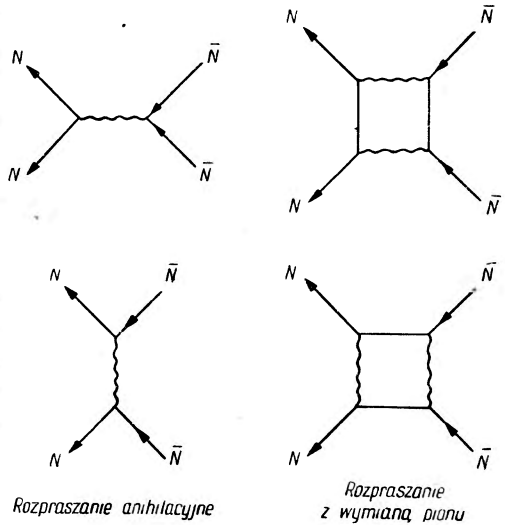
Jak widzieliśmy, nasze zrozumienie problemu oddziaływań między nukleonami na gruncie teorii mezonowej jest dalekie od kompletności, lecz wydaje się, że zewnątrz rdzenia główna część siły pochodzi z wymiany jednego i dwóch pionów. Część odpowiadająca jednemu pionowi jest względnie mocno ugruntowana teoretycznie. Wobec tego wydaje się, że sensowna wskazówka dla rozważania oddziaływań $N\bar{N}$ przy pomocy wymiany pionów jest następująca: należy wziąć jakiegokolwiek oddziaływanie NN i zamienić znak w dobrze określonej części pochodzącej z wymiany jednego pionu.

Istnieje mała różnica zdań w związku z tą procedurą. Wszyscy jednak zgadzają się, że daje ona większy przekrój czynny przy energiach pośrednich, głównie dlatego, że oddziaływanie w stanie P staje się dużo silniejsze. W układzie NN oddziaływanie powodowane wymianą jednego pionu przy nieparzystym momencie pędu jest po uśrednieniu odpychające, podczas gdy część dwupionowa jest przyciągająca. W rezultacie otrzymujemy nienormalnie małe przesunięcia fazowe fali P i w związku z tym mały całkowity przekrój czynny. W układzie $N\bar{N}$

zmiana znaku siły spowodowanej występowaniem jednego pionu oraz wprowadzenie nowych stanów nie występujących w układzie NN ze względu na zakaz Pauliego powodują, że odpowiednie wyrażenia nie znoszą się i prowadzą do normalnej wielkości przekroju czynnego. W ten sposób można zrozumieć duży stosunek całkowitych przekrojów czynnych dla NN i $N\bar{N}$.

Istnieją jednak poważne rozbieżności zdań w związku z procesem anihilacji, który ma miejsce jedynie w układzie $N\bar{N}$ i dla opisu którego nie mamy żadnej wskazówki. Ponieważ ja sam jestem zamieszany w ten spór, nie nadaję się dobrze do tego, żeby zreferować go obiektywnie, postaram się jednak uczynić to najlepiej jak potrafię.

Spór dotyczy przewidzianego teoretycznie zasięgu oddziaływania przez anihilację. Wszyscy zgadzają się, że to oddziaływanie jest silne. Niektórzy jednak uważają, że jego zasięg musi być większy niż zasięg siły rdzenia w układzie NN , podczas gdy inni wierzą, że może być on rozciągnięty do odległości rzędu komptonowskiej długości fali lub nawet większy.



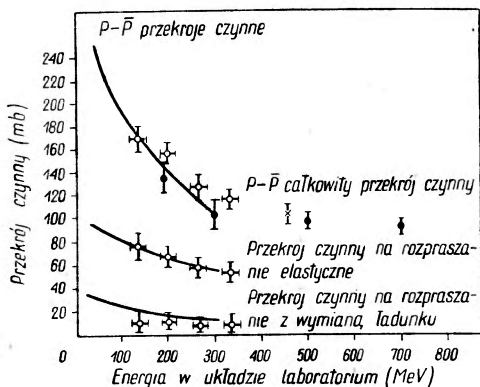
Rys. 11

Można wyobrazić sobie rolę anihilacji w oddziaływaniach nukleonów z antynukleonami przy pomocy diagramów Feynmana (rys. 11). Przeprowadzając rozumowanie w konwencjonalny sposób bada się zasięg oddziaływania rozważając zależność amplitudy rozproszenia od zmiennej wymiany pędu. Na przykład mówi się, że wymiana jednego pionu posiada zasięg μ^{-1} ze względu na to, że amplituda rozproszenia wynosi $(\Delta^2 + \mu^2)^{-1}$ a jej transformata fourierowska jest $e^{-\mu r}/r$. Jeśli zastosujemy tego rodzaju argumenty do diagramów dla anihilacji, to okaże się jasne, że najmniejsza pośrednia masa wynosi $2M$ i że część eksponencjalna transformaty fourierowskiej zachowuje się asymptotycznie jak e^{-2Mr} , co daje efekty bardzo krótkiego zasięgu.

Rozumowanie to posiada oczywiście braki. Efektywny potencjał oddziaływania nie jest po prostu równy amplitudzie rozproszenia. W istocie sam opis przy pomocy potencjału traci jasne znaczenie przy małych odległościach. Może się również okazać, że przyczynek do siły od pro-

cesu anihilacji jest tak nienormalny, że nawet przy zależności typu e^{-2Mr} jego działanie rozciąga się w efekcie daleko. W końcu, trzeba być przygotowanym na załamanie się lokalnej teorii pola, bez której przytoczony powyżej łańcuch rozumowania nie może być przeprowadzony.

Obecnie ci, którzy odrzucają teorię pola, nie mają nic do jej zastąpienia i są zmuszeni do całkowicie fenomenologicznego opisu oddziaływania poprzez anihilację. Przez wprowadzenie zespolonego potencjału



Dane doświadczalne.

- ⊙ Coombes, Cork, Galbraith, Lamberston i Wenzel
- ⊙ Chamberlain, Keller, Mermod, Segre, Steiner i Ypsilantis
- ⊙ Cork, Lamberston, Piccioni i Wenzel

Rys. 12. Przekrój czynny na rozpraszanie $p-\bar{p}$. Krzywa ciągła została obliczona przy pomocy potencjału SM z „czarną jamą” w środku

Ball i ja [24] w ostatnim roku rozpoczęliśmy obliczenia oparte na konwencjonalnym poglądzie, że oddziaływanie poprzez anihilację posiada bardzo krótki zasięg. Używamy potencjału SM, który daje dobre wyniki do energii do 150 MeV z warunkiem brzegowym „czarnej jamy” w połączeniu z przybliżeniem WKB. Tzn. założyliśmy, że każda cząstkowa fala będzie całkowicie zaabsorbowana, jeżeli przy pomocy siły spowodowanej wymianą mezonów potrafi przejść przez odśrodkową barierę. Chciałbym zaznaczyć, że L é v y nie jest zadowolony z tego założenia i mam nadzieję, że skrytykuje je w czasie dyskusji. Znaleźliśmy, że przy pośrednich energiach (50—200 MeV) wyniki są niezależne od położenia granicy dla anihilacji, pod warunkiem, że ta granica leży nie dalej niż komptonowska długość fali pionu. Piccioni przedstawił wyniki tych obliczeń rozszerzonych przez Balla i Fulco [25] (rys. 12). Z wielu powodów model ten nie może być użyty przy wysokich energiach, lecz wydaje się, że stosuje się on w tym zakresie energii, gdzie potencjał SM

o dowolnym natężeniu, zasięgu i zależności energetycznej można przypuszczalnie wszystko dopasować; myślę więc, że jak długo istnieje szansa wytłumaczenia doświadczeń w ramach teorii pola, należy kontynuować te próby. L é v y skonstruował model [23], uzasadniony przez teorię pola, który prowadzi do zwykłego rzeczywistego potencjału, daje jednak proces anihilacji o długim zasięgu. Nie jestem w stanie uzgodnić tego modelu z poprzednim ogólnym rozumowaniem dotyczącym wymiany pędu i zasięgu działania i dlatego wolałbym, żeby L é v y wyjaśnił swój bieg rozumowania w dyskusji, która odbędzie się później.

daje dobre wyniki dla układu NN . Według mojego osobistego zdania nie ma, jak dotąd, doświadczalnego potwierdzenia istnienia długozasięgowego oddziaływania przez anihilację. Jednakże jeśli istnieje duży przekrój czynny na anihilację w zakresie kilku GeV, sytuację należy raz jeszcze rozpatrzyć. Przy niskich energiach stosujemy pojęcie chmury mezonowej, która łapie antynukleon i wprowadza go do czarnej jamy w pobliżu centrum. Jednakże przy bardzo wysokich energiach chmura mezonowa nie będzie miała dużej zdolności odchylenia i przekrój czynny na anihilację powinien skurczyć się do rozmiarów czarnej jamy, która powinna być mniejsza niż 10 mb.

Gourdin, Jankovici i Verlet (GJV) [26] przedstawiają na tej konferencji nowe obliczenia. Niestety, ostatnie rezultaty otrzymane w Berkeley, które wykazują normalną wielkość rozproszenia elastycznego, nie były dostępne wtedy, gdy rozpoczynano obliczenia. W związku z tym duży wysiłek teoretyków był uczyniony w celu usunięcia trudności, która, jak się obecnie wydaje, nie istnieje. Daje to pewne zadowolenie, że nie znaleziono żadnego wytłumaczenia nieistniejącego efektu.

Sytuacja w skrócie przedstawia się następująco. Wierzone na podstawie wstępnych obliczeń przy energii 450 MeV, że stosunek rozproszenia do anihilacji jest mniejszy niż 1/5. Gourdin, Jankovici i Verlet znaleźli, że aby otrzymać taki wynik, trzeba koniecznie wprowadzić silny urojony potencjał o zasięgu równym przynajmniej komptonowskiej długości fali pionu. Jeśli jednak równocześnie zachowa się rzeczywisty potencjał Signella-Marshaka (lub jakikolwiek podobny potencjał otrzymany przez analogię do układu NN), całkowity przekrój czynny stanie się zbyt duży. Nowe wyniki doświadczeń wykonanych przy niskich energiach w sposób oczywisty dają stosunek rozproszenia do anihilacji równy prawie jeden do jednego, usuwając w ten sposób potrzebę wprowadzania długozasięgowego urojonego potencjału. Musimy czekać, żeby zobaczyć, co dzieje się przy wysokich energiach.

14. Reasumując, istnieje kilka przyczynków dotyczących analizy fenomenologicznej nukleonowego przekroju czynnego w zakresie energii kilku GeV. Eksperymenty, które powinny być najłatwiejsze do interpretacji, dotyczą rozpraszania pionów na nukleonach. Błochincew, Baraszenkow i Griszin [27] analizowali całkowite i elastyczne rozpraszanie pionów na nukleonach przy 1,3 i 5 GeV w zwykłym przybliżeniu optyki geometrycznej zakładając, że przesunięcia fazowe są czysto urojone. Wzór dyfrakcyjny daje wtedy obraz rozkładu gęstości w nukleonie, który, jak się wydaje, posiada średni kwadratowy promień równy $(0,82 \pm 0,06)$ fermi. Ten sam wynik otrzymali również Ito, Kobayashi, Yamazaki, Minami i Tanaka [28]. Godna uwagi jest wielkość tego średniego kwadratowego promienia i jego zgodność

bili, polegało na założeniu pewnej wartości promienia rdzenia (który jest tego rzędu co rdzeń w oddziaływaniach między nukleonami) i pewnej ilości warunków brzegowych. Zbadano piętnaście z tych warunków brzegowych. Oczywiście można zrobić to tylko wtedy, gdy posiada się bardzo szybko liczące maszyny. Istnieją teraz dwa wyniki, które powodują, że mam pewne małe wątpliwości co do metody Chew i Balla. Wyniki te są następujące. Przede wszystkim trzeba wziąć pod uwagę, że trudno jest porównywać te dwa podejścia, ponieważ trudno jest odtworzyć warunek brzegowy użyty w przybliżeniu WKB. Myślę jednak, że jest tu jeden warunek, który jest bardzo do niego podobny. Jest to warunek brzegowy, który mówi, że istnieje tylko fala wchodząca. Fala wchodząca posiada pochodną logarytmiczną równą $-ik$ na odległości promienia rdzenia.

Problem stanowi teraz, co oznacza to k . Rozumiem przez to, że należy użyć tak zwanej lokalnej liczby falowej, którą trudno jest zdefiniować. Autorzy użyli liczby falowej w nieskończoności. W każdym razie wyniki są następujące;

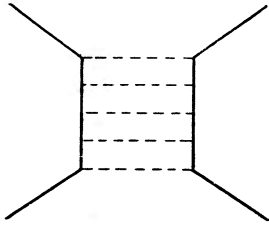
- przekrój czynny całkowity — 154 mb (myślę, że jest on tego samego rzędu wielkości co obserwowany przekrój czynny),
- przekrój czynny na anihilację 29 mb,
- przekrój czynny na rozpraszanie z wymianą ładunków — 42 mb,
- przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie — 83 mb.

(Wszystkie wyniki uzyskane są dla 167 MeV).

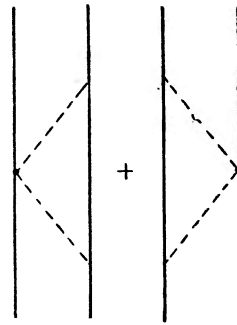
A więc wyniki te nie są pewnie tak dobre jak rezultaty otrzymane przez Chew i Balla. Nie jest to jednak oczywiście punkt bardzo sporny, ponieważ warunki graniczne nie są dokładnie takie same. Istnieje inny powód, który jest dla mnie źródłem większych wątpliwości. Znalaziono, że wyniki są ogromnie czułe na wybór warunku brzegowego przynajmniej wtedy, gdy nie występuje urojony potencjał. Metoda ignorowania tego, co się dzieje wewnątrz jamy, może z pozoru dawać dobre wyniki, trzeba jednak stawić czoła sytuacji i próbować dowiedzieć się, co rzeczywiście tam się dzieje. W końcu znaleźliśmy również, że nie można zaniedbywać stanów wyższych niż stan D . Muszę zaznaczyć, że obliczenia te były wykonane przy 167 MeV.

Obecnie pozwolę sobie podać diagram dla procesu z wymianą ładunków, w którym występuje kilka mezonów, tak jak na rys. 13. Chciałbym zaznaczyć, że rozumowanie, dzięki któremu można powiedzieć, że proces ten odpowiada sile malejącej w nieskończoności jak e^{-2Mr} jest prawidłowe tylko wtedy, gdy dotyczy rzeczywistej siły. Jeżeli jednak mówi się o sile urojonej, myślę, że to rozumowanie przestaje być słuszne. Powodem tego jest fakt, że siła urojona pochodzi w istocie od residuum bieguna, który tu występuje. Innymi słowami, występuje zawsze fun-

kcja δ od pędów. Wyobraźmy sobie teraz, że mamy sytuację, w której mezony dążą do tego, żeby być wymieniane z dokładnie określonymi pędami. Myślę, że mogłoby to mieć miejsce w przypadku mezonów będących w stanie P , które umieściłyby się w środku krzywej rezonansowej. Gdyby wszystkie te mezony miały mniej więcej takie same pędy, to funkcja δ ustalałaby pędy wszystkich wymienianych mezonów. Nie mielibyśmy już wtedy transformaty Fouriera dla rozkładu pędu, lecz jeden określony pęd. Występowałaby jeszcze pewna funkcja Bessela j_1 (ze względu na stan P) od iloczynu $\bar{k}r$, gdzie \bar{k} jest ustalonym średnim pędem. Intuicja, która wiąże się z pojęciem zasięgu, nie stosuje się tu, ponieważ mamy do czynienia z oscylacją. Myślę jednak, że otrzymamy



Rys. 13



Rys. 14

dobrą definicję, o ile określimy zasięg jako odległość pierwszego zera funkcji j_1 , która potem oscyluje dążąc do zera. Odległość pierwszego zera funkcji Bessela jest dość znaczna i wynosi około 2,5. Jeśli weźmie się pęd odpowiadający rezonansowi przy rozproszeniu pionów na nukleonach jako średni, wyjaśni to jakościowo, dlaczego otrzymuje się tak długi zasięg. Obliczenia wykonane przeze mnie oparte są na przybliżeniu Tomanagi. Opisuję nukleony i antynukleony przy pomocy chmury pionów i w ten sposób otrzymuję rdzeń, który jest istotnie bardzo słaby. Proces anihilacji wymaga wtedy jedynie małej wymiany pędów, większość energii pozostaje w chmurze. Gdy rdzenie znikają, chmury stają się swobodne i to tłumaczy obserwowaną ilość mezonów. Myślę, że w świetle nowych wyników doświadczalnych pogląd ten mógłby okazać się zbyt skrajny i możliwe, że bliższe prawdy jest stanowisko pośrednie podobne do proponowanego przez Kobayashi i Taketake. Myślę, że znalezienie podstaw dla takiego stanowiska na gruncie teorii mezonowej jest wciąż interesującym problemem. Według ich poglądu połowa wszystkich mezonów pochodzi z chmury — i to zgadza się z wynikami teorii Chew-Lowa — a pozostała część pochodzi z anihilacji rdzenia. W związku z tym nie jest potrzebny taki wielki obszar oddziały-

wania jak ten, który potrzebny jest, gdy występuje pięć mezonów wytworzonych przez anihilację, wystarczy raczej mały rdzeń.

Obecnie nikt nie wie, jak duży jest ten obszar oddziaływania, i myślę, że trzeba poczekać na dane doświadczalne dla wysokich energii, zanim wyrobimy sobie o tym ostateczne zdanie. To jest wszystko, co chciałem powiedzieć o antynukleonach.

Obecnie pragnąłbym uczynić kilka uwag na temat tego, co Chew powiedział wcześniej, i wyrazić swoją opinię — nie wiem, czy Klein zgadza się ze mną — o pochodzeniu członu spin-orbita Breita. Myślę, że człon spin-orbita nie jest zawarty w wyrazie, który pochodzi z teorii sztywnego źródła w czwartym rzędzie. Przypuszczam, że powodem jego występowania jest fakt, że kiedy wykonuje się redukcję równania Diraca do równania Pauliego, pozwala się przynajmniej jednemu z nukleonów przejść w stan o ujemnej energii. Dlatego też można wyobrazić sobie ten człon, używając znanej metody diagramów, jako sumę dwóch diagramów, takich jak na rys. 14. Czarne kropki wyobrażają tak zwany człon sprzężenia Φ^2 , podczas gdy inne wierzchołki powstają ze względu na istnienie sprzężenia z gradientem. Suma tych dwóch wyrazów powoduje oczywiście powstanie siły spin-orbita. Myślę, że to jest dokładnie ten sam człon, który dawno temu obliczyłem i niezależnie Klein. Wierzyłem później, że jest on mały ze względu na tłumienie przez tworzenie par. Przypuszczam jednak, że jest on źródłem wyrażenia Breita.

Tłumaczyła Zofia Białynicka-Birula

Literatura

1. Progr. theor. Phys. Suppl. 3, 1956.
2. S. Mandelstam, Columbia University preprint 1958.
3. G. F. Chew, Report UCRL-8283, 1958.
G. F. Chew i Cziffra, (wiadomość prywatna).
4. M. J. Moravcsik, J. G. Taylor i J. L. Uretsky, Report UCRL-8317, 1958.
5. H. Lehmann, Institute for Advanced Study, Princeton, preprint 1958.
6. F. E. Low, (wiadomość prywatna).
7. M. Gell-Mann i J. Mathews, (w druku w Phys. Rev.).
8. W. J. Karzas, W. K. R. Watson i F. Zachariasen, Phys. Rev. **110**, 253 (1958).
9. S. Matsuyama, (w druku w Progr. Theor. Phys.).
10. M. L. Goldberger, Grisaru i R. Oehme, (w druku w Phys. Rev.).
11. I. Pomeranczuk, Zh. eksper. teor. Fiz. **34**, (1958).
12. F. Kaschlun, Z. Naturforsch. **13a**, 183 (1958), i w druku w Nuclear Physics.
13. D. B. Lichtenberg, Phys. Rev. **100**, 103 (1955).

14. J. Greenberger, Tezy 1958. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, USA.
15. S. Okubo i R. Marshak, E. Ann. Phys. New York, 4, 166 (1958).
16. S. Okubo i S. Sato (preprint).
17. G. Breit, (preprint Yale University).
18. J. J. de Swart, R. E. Marshak, Report NYO-8057, 1958 (w druku w Phys. Rev.).
19. G. E. Brown i A. P. Nicholson, (wiadomość prywatna od R. E. Peierlsa).
20. F. Zachariasen, Phys. Rev. 101, 371 (1956).
21. C. R. Fischer, K. D. Pyatt, M. H. Hull i G. Breit, Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II, 3, 183 (1958).
22. S. Otsuki, R. Tamagaki i W. Watari, (w druku w Progr. Theor. Phys.).
23. M. Lévy, Nuov. Cim. 8, 92 (1958).
24. J. S. Ball i G. F. Chew, Phys. Rev. 109, 1385 (1958).
25. J. S. Ball i Fulco, (wiadomość prywatna).
26. M. Gourdin, B. Jancovici i L. Verlet, Nuov. Cim. 8, 485 (1958).
27. D. I. Blochinцев, V. S. Baraszenkow i V. G. Griszin (w druku w Nuov. Cim.).
28. D. Ito, T. Kobayashi, M. Yamazaki i S. Minami, Progr. Theor. Phys. 18, 264 (1957).
D. Ito, S. Minami i H. Tanaka, Nuov. Cim. 8, 135 (1958).
29. G. E. Brown, preprint — Inst. for. Teor. Fys., Kopenhaga.
30. F. Cerulus i R. Hagedorn, (w druku w Nuov. Cim.).

J. Steinberger
 Columbia University
 New York (N.Y.)

Produkcja cząstek dziwnych*

(Dane doświadczalne)

A. Produkcja cząstek dziwnych w reakcji: mezon π — nukleon*

1. Wstęp

Od czasu pierwszych prac Shutta i współautorów oraz Walkera wykonywanych przy pomocy komór Wilsona wypełnionych H_2 , wszelkie badania produkcji cząstek dziwnych prowadzone były w komo-

Tablica I

Lista autorów prac doświadczalnych dotyczących produkcji cząstek dziwnych:

Berkeley:	F. S. Crawford, M. Cresti, M. L. Good, K. Gottstein, E. M. Lyman, F. T. Solmitz, M. L. Stevenson, H. K. Ticho.
Bologna:	P. Bassi, V. Borelli, G. Puppi, H. Tanaka, P. Waloschek, i V. Zoboli.
Brookhaven:	R. K. Adair i L. B. Leipuner.
Cal. Inst. of Techn:	H. M. Brody, P. L. Donoho, A. M. Wetherell i R. L. Walker.
Columbia:	F. Eisler, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz i J. Steinberger.
Cornell:	B. McDaniel, A. Silverman i R. R. Wilson.
Michigan:	J. L. Brown, J. W. Cronin, D. A. Glaser, C. Graves, M. Perl i J. C. Vander Velde.
Pisa:	M. Conversi, P. Franzini, I. Mannelli, R. Santangelo i V. Silvestrini.
Princeton:	T. Bowen, J. Hardy Jr., G. T. Reynolds, C. R. Suie, G. Tagliaferri i A. E. Werbrouck.
Yale:	W. H. Hannum, C. Dechand, J. Sanford, F. Shively, A. Bachman, W. J. Willis, J. Sandweiss, H. Taft, E. Fowler i H. Kraybill.

* Referat wygłoszony podczas 5-tej sesji (Produkcja cząstek dziwnych) konferencji w Genewie, w dniu 3.VII.1958. Artykuł zamieszczony za zgodą wydawcy.

rach pęcherzykowych, wypełnionych propanem lub ciekłym H_2 . W ciągu ostatnich 2—3 lat intensywnie prowadzono prace w szeregu laboratoriów. Ponieważ aparatura i charakter wyników są podobne, aby oszczędzić czasu, podawać będziemy wyniki z różnych laboratoriów częściej łącznie aniżeli oddzielnie. Nazwy laboratoriów i nazwiska autorów, których dane wykorzystano, podane są w tablicy I. Ponieważ prace prowadzone były przez wielu autorów, co przy tego rodzaju pracach wydaje się niezbędne, niestety, aby zaoszczędzić czasu, wymieniamy częściej nazwy laboratoriów, aniżeli nazwiska poszczególnych autorów.

W zakresie pędu padających mezonów π od 930 MeV/c do 1430 MeV/c badano podane niżej reakcje:

Reakcja	Przybliżona liczba przypadków dotychczas zanalizowanych	Pęd progowy (MeV/c)
(1) $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$	1000	900
(2) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$	250	1050
(3) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \theta^0$	150	1045
(4) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$	32	1040

Badania przyczyniły się znacznie do wyjaśnienia własności cząstek (spiny, sposoby rozpadu i ich prawdopodobieństwa, zachowanie parzystości przy rozpadzie). Wyniki te były przedstawione na innych sesjach. Tu omówimy jedynie przekrój czynny dla produkcji i powstającą wówczas polaryzację. W ostatnich miesiącach prace zostały poważnie zahamowane przez uszkodzenie Cosmotronu w Brookhaven. Jedynymi pracami, które nie były referowane już rok temu w Wenecji, ani też nie zostały opublikowane, są prace wykonane w Berkeley, nasze własne prace z mezonami π o pędzie 1090 MeV/c i prace wykonane w laboratorium w Yale.

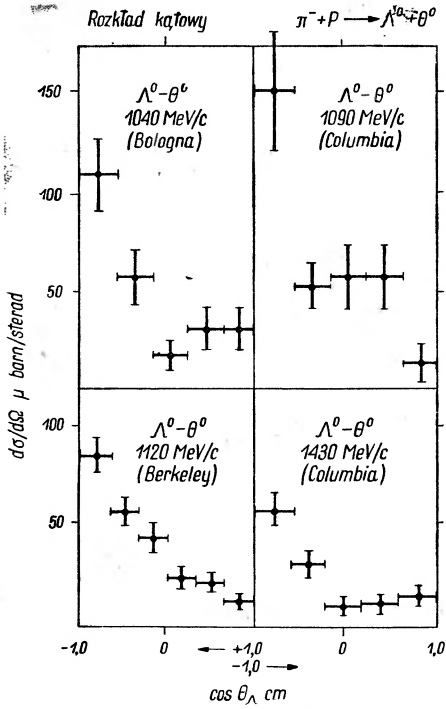
2. Przekrój czynny na produkcję

Reprezentatywne zależności przekroju czynnego od kąta między kierunkiem padającego mezonu π a kierunkiem lotu produkowanego hiperonu podane są na rys. 1—4. Wszędzie uwzględniono poprawki związane z zależnością wydajności detekcji od kąta. Całkowite przekroje czynne zestawione są w tablicy II.

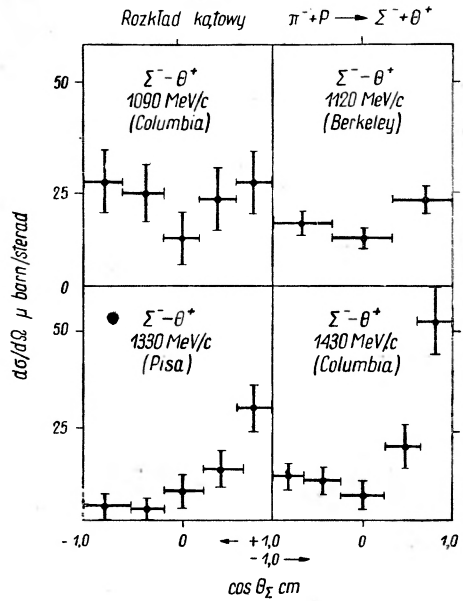
Można sformułować następujące wnioski:

a) Wszystkie obserwowane przekroje czynne na produkcję zawarte są między 0,1 mb a 1 mb.

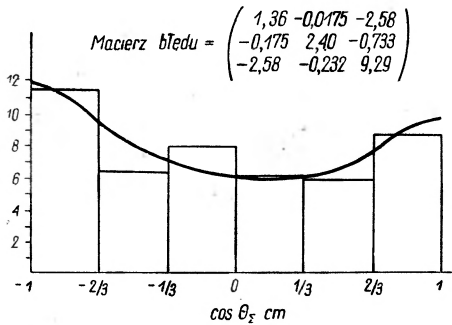
b) Począwszy od pędu odpowiadającego progowi reakcji, przekrój czynny na produkcję Λ^0 wzrasta wraz z pędem do 0,8 mb — dla pędu



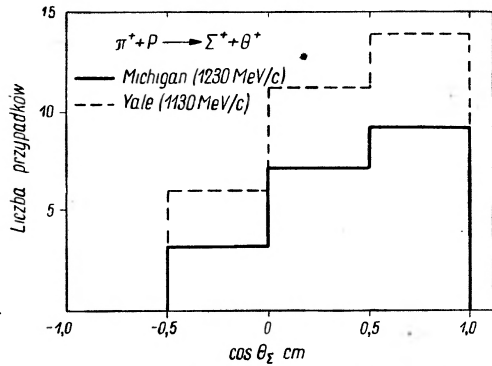
Rys. 1. Rozkład kątowy różniczkowego przekroju czynnego na produkcję w reakcji $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$



Rys. 2. Rozkład kątowy różniczkowego przekroju czynnego na produkcję w reakcji $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$



Rys. 3. Rozkład kątowy produktu reakcji $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \theta^0$



Rys. 4. Rozkład kątowy produktu reakcji $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$

Tablica II
Produkcja cząstek dziwnych przez mezony π .
Całkowity przekrój czynny w mb

Pęd GeV/c	$\pi^- + p \rightarrow$ $\rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$	$\pi^- + p \rightarrow$ $\rightarrow \Sigma^- + \theta^+$	$\pi^- + p \rightarrow$ $\rightarrow \Sigma^0 + \theta^0$	$\pi^+ + p \rightarrow$ $\rightarrow \Sigma^+ + \theta^+$	Laborato- rium
0,927	$0,09 \pm 0,03$	—	—	—	Berkeley
1,04	$0,59 \pm 0,12$	—	—	—	Bologna
1,09	$0,82 \pm 0,13$	$0,25 \pm 0,07$	$0,25 \pm 0,10$	—	Columbia
1,09	$0,58 \pm 0,12$	$0,09 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,09$	—	Brookhaven
1,12	$0,85 \pm 0,10$	$0,22 \pm 0,03$	$0,41 \pm 0,07$	—	Berkeley
1,13	—	—	—	$0,41 \pm 0,21$	Yale
1,23	$0,27 \pm 0,04$	$0,17 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,04$	$0,15 \pm 0,05$	Michigan
1,23	$0,26 \pm 0,04$	—	—	—	Berkeley
1,33	$0,29 \pm 0,05$	$0,19 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,04$	—	Pisa
1,43	$0,32 \pm 0,06$	$0,23 \pm 0,04$	$0,24 \pm 0,03$	—	Columbia

1100 MeV/c a następnie z powrotem maleje do 0,2—0,3 mb dla przedziału 1250—1450 MeV/c.

Nie da się zaobserwować żadnej zależności wielkości przekroju czynnego na produkcję Σ^- czy Σ^0 od pędu, wykraczającej poza błędy eksperymentalne.

c) Rozkłady kątowe przekroju czynnego na produkcję Λ^0 w przedziale pędów między 1000—1450 MeV/c są podobne. Przekrój czynny wzrasta wyraźnie dla kierunku przeciwnego kierunkowi padającego mezonu π . Także, lecz mniej wyraźnie, wzrasta dla kierunku „wstecz” przekrój czynny produkcji Σ^0 . Wartość przekroju czynnego na produkcję Σ^- i Σ^+ wzrasta dla kierunku — „w przód”.

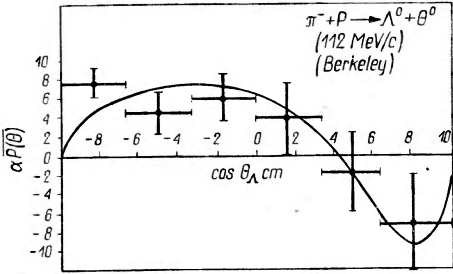
3. Polaryzacja

Przy rozpadzie hiperonów o spinie $\frac{1}{2}$ asymetria rozkładu mezonów π czy nukleonów względem normalnej do płaszczyzny produkcji może być opisana wzorem $1 + aP \cos \theta$. Jeżeli a jest znane, zależność ta może być użyta do wyznaczenia P . Duża asymetria obserwowana przy rozpadach Λ^0 jest zgodna jedynie z wartościami a spełniającymi $1 \geq |a| > 3/4$. Znak a jest także już wyznaczony¹.

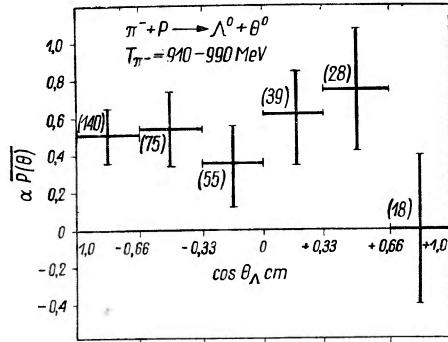
Asymetria rozpadu jako funkcja kąta produkcji Λ^0 jest dodatkową daną doświadczalną, która może być użyta do znalezienia amplitud fal występujących przy produkcji. Wyniki otrzymane w Berkeley dla pędu 1,12 GeV/c są podane na rys. 5. Na rys. 6. podane są wyniki odnoszące

¹ Patrz referat Glasera znajdujący się na str. 271 sprawozdania 1958 *Annual International Conference on High Energy Physics at CERN*.

się do przedziału pędu 1,04—1,12 GeV/c otrzymane w laboratorium w Columbi, łącznie z danymi z Bolonii i Brookhaven i częścią wyników z Berkeley. Nie zaobserwowano asymetrii w rozpadzie Σ^- w badanym



Rys. 5. Asymetria rozpadu produktu reakcji $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$ (1,12 GeV/c)



Rys. 6. Asymetria rozpadu produktu reakcji $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$ (1,04 — 1,12 GeV/c)

zakresie energii (patrz wspomniany referat D. A. Glaser a). Ponieważ może to być spowodowane małą wartością α , nie można wyciągnąć żadnych pewnych wniosków o polaryzacji Σ przy produkcji.

4. Analiza amplitud fal występujących przy produkcji Λ^0 (w pobliżu energii padających mezonów π 1,1 GeV)

Najwięcej danych, jeżeli chodzi o zjawiska produkcji, jest dla produkcji $\Lambda^0 - \theta^0$ w obszarze odpowiadającym maksimum przekroju czynnego (co odpowiada pędowi pierwotnych mezonów π 1,1 GeV/c). Przy tych energiach w układzie środka masy $p_{\Lambda^0} = p_{\theta^0} = \sim 280$ MeV/c i wydaje się słuszne prowadzić analizę operując amplitudami fali s i p . Mamy:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \left\{ |a_s + (a_{p_{1/2}} + \sqrt{2} a_{p_{3/2}}) \cos \Theta|^2 + |a_{p_{1/2}} - \frac{1}{\sqrt{2}} a_{p_{3/2}}|^2 \sin^2 \Theta \right\}$$

$$P = \frac{\frac{\sin \Theta}{2\pi} \text{Im} \left(a_{p_{1/2}} - \frac{1}{\sqrt{2}} a_{p_{3/2}} \right)^* [a_s + (a_{p_{1/2}} + \sqrt{2} a_{p_{3/2}}) \cos \Theta]}{d\sigma/d\Omega}$$

Przy założeniu, że α jest znane, mamy 5 rzeczywistych parametrów do wyznaczenia, w oparciu o 5 danych doświadczalnych.

Analiza została wykonana w Berkeley dla otrzymanych tam wyników (pęd mezonów π — 1,12 GeV/c) i w Columbi, gdzie opracowano wyniki uzyskane w Bolonii (pęd mezonów π — 1,040 GeV/c), w Brookhaven

(pęd mezonów π — 1,080 GeV/c), w Columbii (pęd mezonów π — 1,090 GeV/c) i część danych z Berkeley (pęd mezonów π — 1,120 GeV/c).

Poniżej podane jest jedno z dwóch możliwych rozwiązań otrzymanych w Berkeley (dla $\alpha = 0,95$)²:

$$a = 0,149 \pm 0,044,$$

$$b = 0,286 \pm 0,033,$$

$$c = 0,212 = 0,033,$$

$$\varphi = 2,34 \pm 0,31 \quad (\text{albo } 0,70 \pm 0,31),$$

$$\Psi = 5,24 \pm 0,59 \quad (\text{albo } 4,18 \pm 0,59),$$

gdzie:

$$ae^{i\varphi} = a_{S_0}$$

$$be^{i\psi} = a_{P_{1/2}} + \sqrt{2} a_{P_{3/2}}$$

$$c = a_{P_{1/2}} - \frac{1}{\sqrt{2}} a_{P_{3/2}}.$$

W Columbii otrzymano (w oparciu o nieco inne dane):

a	$a_{S_{1/2}} (\times 10^{-15} \text{ cm})$	$a_{P_{3/2}} (\times 10^{-15} \text{ cm})$	$a_{P_{1/2}} (\times 10^{-15} \text{ cm})$
1,0	3,4	- 1,8 - 3,8	- 3,9 + 1,7
0,9	3,6	- 2,0 - 4,1	- 3,3 + 1,7

Aby zorientować się, z jaką dokładnością dotychczasowe dane wyznaczają wielkość parametrów, w laboratorium w Columbii znaleziono także ekstremalne wartości parametrów. Zgodne z danymi wyniki można otrzymać dla

$$0,15 < f_{S_{1/2}} < 0,5,$$

gdzie $f_{S_{1/2}}$ jest wielkością określającą udział fali s w całkowitym przekroju czynnym. Wyniki przedstawia poniższa tablica:

$f_{S_{1/2}}$	$(f_{P_{1/2}}/f_{P_{3/2}})$ minimum	$(f_{P_{1/2}}/f_{P_{3/2}})$ maximum
0,15	0,92	0,92
0,165	0,48	3,3
0,225	0,25	3,8
0,39	0,57	2,6
0,45	0,76	1,9

Można wyciągnąć wniosek, że dane w szerokich granicach dopuszczają zmianę względnego udziału trzech stanów, lecz udział żadnego ze

² Patrz 1958 Annual International Conference on high energy physics at CERN, str. 325 (dodatek).

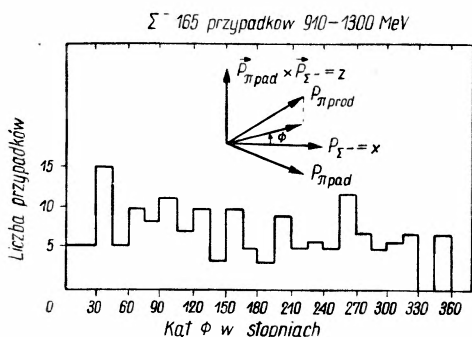
stanów nie może być niższy niż 15% i większy niż 50% całkowitego natężenia fali. Wyniki uzyskane w Berkeley prowadzą do podobnych ograniczeń.

5. Zasada zachowania spinu izotopowego przy produkcji

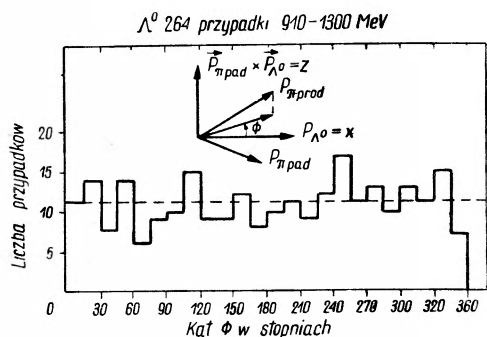
Jeżeli spin izotopowy jest zachowany przy produkcji, wówczas trzy reakcje prowadzące do Σ^- , Σ^0 , Σ^+ są związane nierównością trójkąta. Dane dotyczące Σ^+ są jeszcze raczej ubogie. Jednak łącząc z jednej strony wyniki dotyczące Σ^+ z Michigan i Yale (pęd mezonów π — 1,13—1,23 GeV/c) a z drugiej strony dotyczące Σ^- i Σ^0 z Brookhaven, Columbia, Berkeley, Michigan (pęd mezonów π — 1,1—1,23 GeV/c) uzyskujemy obecnie wyniki zgodne z zasadą zachowania parzystości (w granicach dokładności określonej przez liczbę przypadków), a możliwość jej naruszenia, na którą wskazywał dawniej D. A. G l a s e r, stała się mniej prawdopodobna.

6. Zachowanie parzystości przy produkcji cząstek dziwnych

G o l o v i c o zauważył, że argumenty teoretyczne, które mogą przemawiać za zachowaniem parzystości w oddziaływaniu mezon π -nukleon oraz w oddziaływaniu elektromagnetycznym mogą nie mieć zastosowania



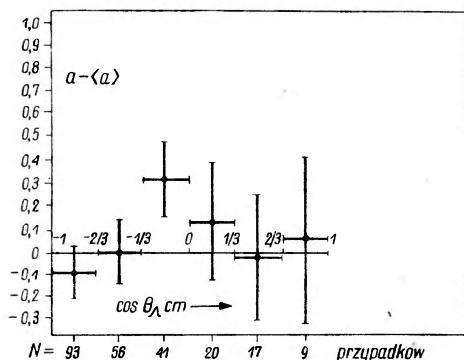
Rys. 7. Asymetria przód—tył dla π^- względem linii lotu Σ^-
 $(\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+)$
 $\quad \quad \quad \downarrow$
 $\quad \quad \quad n + \pi^-)$



Rys. 8. Asymetria przód—tył dla π^- względem linii lotu Λ^0
 $(\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0)$
 $\quad \quad \quad \downarrow$
 $\quad \quad \quad p + \pi^-)$

wania przy analizie produkcji cząstek dziwnych. Niezachowanie parzystości przy produkcji Λ^0 może powodować polaryzację Λ^0 w płaszczyźnie produkcji, a to z kolei może być przyczyną obserwowania znacznej asymetrii w rozpadzie Λ^0 . Ponieważ jedynie kierunek, a nie płaszczyzna

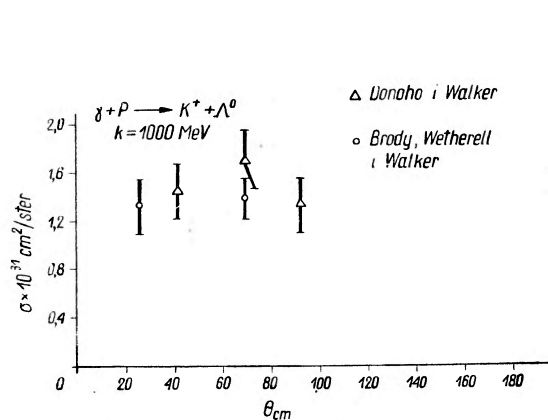
polaryzacji, jest określony, istnieje pewna dowolność w zestawianiu wyników. Na rys. 7. i 8. podane są łącznie wyniki z Bolonii, Columbii i Pizy, odnoszące się do produkcji Σ^- i Λ^0 (pęd mezonów π zawarty jest w granicach 1,04—1,43 GeV/c). Odłożony na wykresach kąt jest kątem między kierunkiem lotu (w układzie środka masy hiperonu) mezonu π z rozpadu a kierunkiem lotu hiperonu, rzutowanym na płaszczyznę produkcji. Nie zaobserwowano znaczącej asymetrii. Asymetria mogła zostać usunięta przez całkowanie po kącie produkcji i energii. W Berkeley analizowano otrzymane tam wyniki (pęd mezonów π — 1,12 GeV/c) w zależności od kąta produkcji (rys. 9). Nie znaleziono żadnej znaczącej asymetrii.



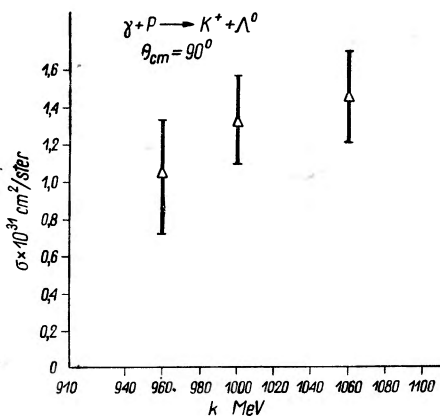
Rys. 9. Wielkość $\alpha P(\theta) \equiv \alpha(\theta)$ w płaszczyźnie produkcji (Reakcja produkcji $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$)

B. Fotoprodukcja cząstek dziwnych

Reakcja $\gamma + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+$ była badana przez Silvermana i Wilsona z Cornell i przez Brody'ego, Donoho, Walkera i Wetherella z Kalifornijskiego Instytutu Technologii w obszarze



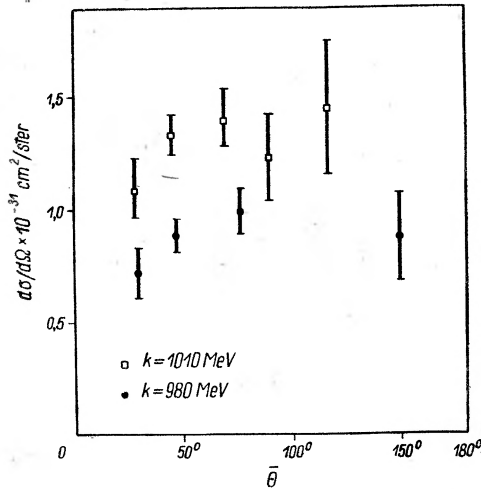
Rys. 10. Różniczkowy przekrój czynny (Kal. Inst. Tech.) $\gamma + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+$



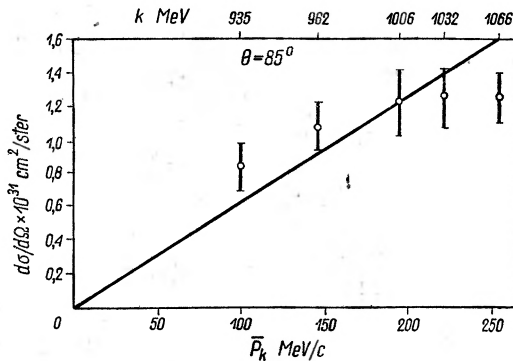
Rys. 11. Zależność przekroju czynnego od energii dla $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$ (Kal. Inst. Tech.) ($\gamma + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+$)

energii od 960 MeV do 1060 MeV. Przy pomiarach tych detekcję mezonów K analizowanych na drodze magnetycznej prowadzono przy po-

mocy układów elektronicznych. Pęd mezonu K i kąt produkcji określał energię kwantu γ . Obserwowane przekroje czynne podane są na rys. 10—13.



Rys. 12. Różniczkowy przekrój czynny (Cornell) $\gamma + p \rightarrow \Delta^0 + K^+$



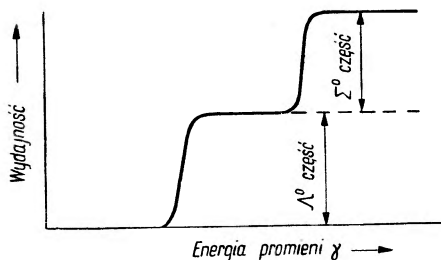
Rys. 13. Zależność przekroju czynnego od pędu dla $\theta_{CM} = 85^\circ$ (Cornell) ($\gamma + p \rightarrow \Delta^0 + K^+$)

Główne wyniki są następujące:

a) Różniczkowy przekrój czynny dla wszystkich kątów, energii i otrzymany w różnych laboratoriach zawarty jest w przedziale między $0,7 \cdot 10^{-31}$ cm²/sterad i $1,6 \cdot 10^{-31}$ cm²/sterad,

b) Krzywa wzbudzenia w funkcji pędu (w układzie środka masy) wzrasta nawet wolniej niż liniowo dla zakresu pędu od 100 do 250 MeV/c,

c) Rozkład kątowy nie różni się znacznie od rozkładu izotropowego, chociaż są pewne wskazania, iż istnieje niewielki wzrost w pobliżu 90° .



Rys. 14. Fotoprodukcja mezonów K w reakcji $\gamma + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+$ i $\gamma + p \rightarrow \Sigma^0 + K^+$

Ponadto prowadzono badania reakcji $\gamma + p \rightarrow \Sigma^0 + K^+$. Dla fotonów o energii 1111 MeV i kącie 85° w układzie środka masy różniczkowy przekrój czynny wynosi:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 0,61 \pm 0,17 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2/\text{sterad.}$$

Wartość ta jest bardzo bliska analogicznej wartości przekroju czynnego na produkcję Λ^0 przy porównywalnej energii (960 MeV). Doświadczenie polegało na badaniu produkcji mezonów K^+ pod określonym kątem i posiadających określony pęd w zależności od energii promieni γ (rys. 14.).

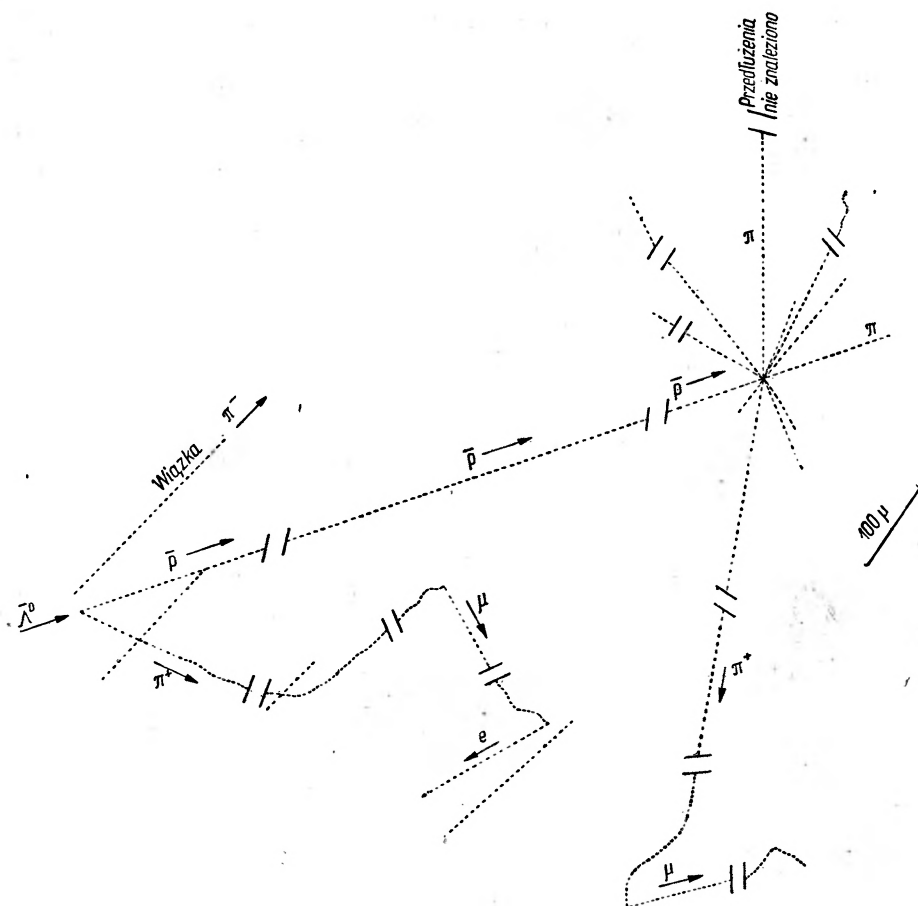
C. Produkcja cząstek dziwnych w reakcji nukleon-nukleon

Używając matematycznego pojęcia można powiedzieć, iż zbiór danych doświadczalnych jest tu prawie pusty. Jedyne ogłoszone wyniki otrzymane został przez Baumela, Harrisa, Lee, Oreaara i Taylora. W emulsji rejestrowano magnetycznie rozdzielane mezony K emitowane pod kątem 0° z ciekłego H_2 bombardowanego przez protony o energii 3 GeV. Otrzymane wyniki (dla mezonów K o pędzie 280 i 625 MeV/c) obarczone były błędem około 30%. Pęd 625 MeV/c odpowiada pędowi środka masy równemu zero. Fakt, iż przekrój czynny przy 625 MeV/c jest w przybliżeniu dwa razy większy niż przy 280 MeV/c wskazuje, iż przy produkcji dużą rolę odgrywa fala s . Wszystkie inne fale dla omawianego pędu dawałyby przyczynek równy zero. Bez względu na wartości przekroju czynnego nie przeczą przyjęciu, iż przekrój czynny na oddziaływanie nukleon-nukleon jest rzędu 1% przekroju geometrycznego.

D. Produkcja antyhiperonów

Prowse i Baldo-Ceolin znaleźli niewątpliwy przypadek rozpadu $\bar{\Lambda}^0$. W bloku naświetlonym mezonami π^- o energii 5 GeV znaleźli oni dwuramienną gwiazdę, której jeden tor jest torem mezonu π^+ , drugi zaś, o jonizacji 2,1 razy większej od jonizacji minimalnej, jest torem cząstki produkującej typową gwiazdę antyprotonową (11 torów,

widzialna energia 780 MeV/c). Energia Q wydzielana przy rozpadzie cząstki pierwotnej określona z zasięgu π^+ i jonizacji antyprotonu wynosi $35_{-0.9}^{+2.6}$ MeV (rys. 15.).



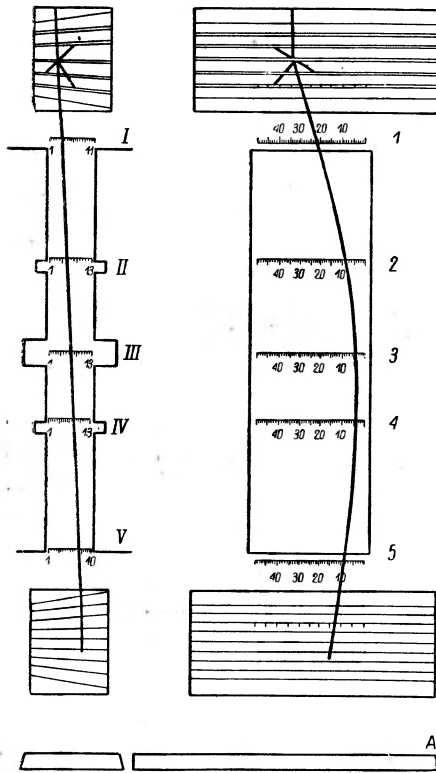
Rys. 15. Rozpad $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$ zarejestrowany w emulsji

E. Cząstki o masie 500 m_e

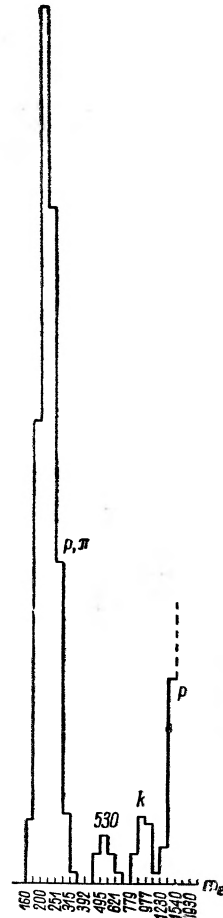
1. Alichanian

Kilka lat temu Alichanian zakomunikował o odkryciu cząstek o masie zbliżonej do 500 m_e . W ciągu ostatnich lat stanowiły one przedmiot intensywnych badań. Pożytecznym wydaje się omówić pracę Alichaniana i innych [1], która pozostaje jednym z głównych źródeł wiedzy w tej dziedzinie. Najbardziej przekonujące dane otrzymane były za pomocą aparatury pokazanej na rys. 16. 76-tonowy magnes

mieści się między dwoma komorami Wilsona, zawierającymi metalowe płytki. Krzywizna toru mierzona jest za pomocą układu hodoskopowego umieszczonego w polu magnetycznym. Dolna komora służy do pomiarów



Rys. 16. Schemat magnetycznego spektrometru z dwoma komorami Wilsona



Rys. 17. Całkowite widmo mas cząstek zatrzymujących się w dolnej komorze wskutek strat energii na jonizację

zasięgów (7 płytek Pb, każda o grubości 7 mm) a górna komora do obserwacji początku toru. Warunkiem rejestracji jest koincydencja liczników 1—3—5—A. Do zaakceptowania zdarzenia wymagane są następujące warunki:

- I. Cząstka musi być zarejestrowana co najmniej przez cztery liczniki, określające krzywiznę toru i musi on stanowić część okręgu.
- II. Tor musi być prosty w płaszczyźnie prostopadłej.

- III. Kierunek w dolnej komorze musi być przedłużeniem kierunku wyznaczonego za pomocą hodoskopu.
- IV. Cząstka musi zatrzymywać się w oświetlonej części dolnej komory.
- V. W pobliżu końca toru wzrost jonizacji musi być w zgodzie z danymi otrzymanymi na innej drodze.

Błąd w wyznaczeniu masy przy polu magnetycznym 4800 gausów oceniany jest na 9⁰/o.

Obserwowane widmo mas pokazane jest na rys. 17. Oprócz dużych maksimum odpowiadających protonom i mezonom μ i π , zarejestrowano 17 cząstek K (15 dodatnich, 2 ujemne) i 11 cząstek o masie $500 m_e$ (2 dodatnie, 9 ujemnych). Wśród cząstek powstających w górnej komorze nie zaobserwowano przypadków odpowiadających cząstkom o masie $500 m_e$. Widmo cząstek wchodzących do komory z zewnątrz pokazane jest na rys. 18. Nie zawiera ono cząstek K i π , są natomiast mezony μ i cząstki o masie $500 m_e$.

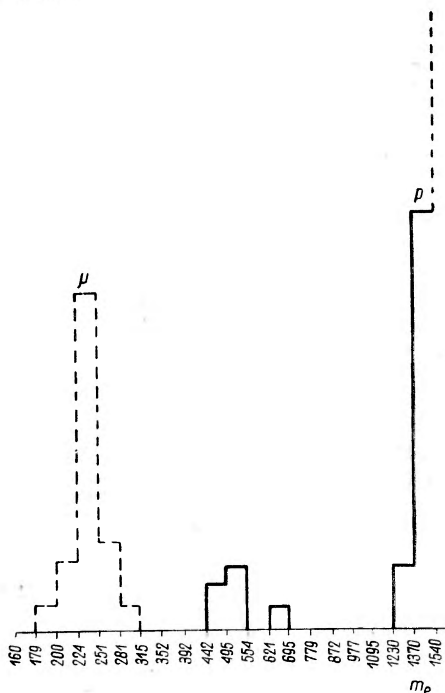
Tylko jeden z 11 przypadków ma cząstkę wtórną, którą z dużą niepewnością uznać można za elektron.

Nie jest łatwo ustalić częstość występowania poszczególnych rodzajów cząstek, gdyż wydajność detekcji jest zależna od masy. Wydajność detekcji maleje wraz z masą, gdyż cząstki są za silnie odchylane w polu. Jednocześnie z 11 cząstkami o masie $500 m_e$ obserwowano w tym samym doświadczeniu 255 mezonów μ . Po wprowadzeniu poprawek związanych z wydajnością detekcji ustalono, iż na jedną cząstkę o masie $500 m_e$ przypada 200 mezonów μ zatrzymujących się w tym samym obszarze.

Dla omawianej grupy 11 cząstek wyznaczenie ich masy wynoszącej ok. $500 m_e$ zostało skontrolowane przez badanie rozproszenia w funkcji zasięgu w dolnej komorze.

2. Inne badania prowadzone metodami elektroniki i za pomocą komór Wilsona

Odkrycie Alichaniana spowodowało podjęcie szerokich badań mających na celu sprawdzenie istnienia cząstek o masie $500 m_e$. Omówi-



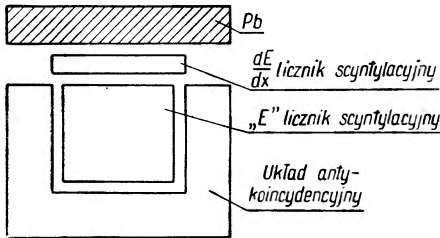
Rys. 18. Widmo mas cząstek wchodzących do aparatury z zewnątrz

my tu trzy próby wykonane metodami elektroniki i za pomocą komory Wilsona:

a) Keuffel.

Urządzenie używane przez Keuffela omówione w maju na zjeździe Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego naszkicowane jest na rys. 19.

Zebrał on pewne dane, niestety skąpe, o istnieniu cząstek o masie $500 m_e$ i o ich czasie życia wynoszącym około 10^{-3} sek. Główna trudność



Rys. 19. Schemat aparatury Keuffela

niego dalsze wyniki wykluczają możliwość, aby ilość cząstek o masie $500 m_e$ przewyższała $0,1\%$ ilości mezonów μ o podobnych zasięgach.

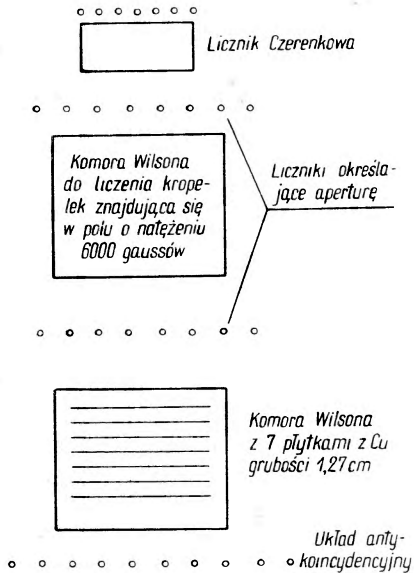
techniczna związana była z nieelastycznym rozpraszaniem protonów w liczniku „E”. Zdarzenia takie podobne są do przypadków odpowiadających cząstkom o małych masach. W obecnej chwili wyniki Keuffela muszą być w mniejszej mierze brane pod uwagę aniżeli wyniki badaczy radzieckich. Keuffel przysłał depeszę, iż uzyskane przez

W szczególności rozpadów typu: cząstka o masie $500 m_e \rightarrow \pi^+ \pi^0$ i cząstka o masie $500 m_e \rightarrow \mu^+ + \pi^0$ jest mniej niż $0,05\%$.

b) Doświadczenie wykonane za pomocą podwójnej komory Wilsona w Princeton (Piroué i Hendel).

Dwie komory Wilsona umieszczono nad jeziorem Echo Lake (3250 m nad p.m.) (patrz rys. 20).

Nie znaleziono żadnego przypadku, który mógłby odpowiadać cząstce o masie $500 m_e$. W tym samym czasie znaleziono 432 mezony μ i 620 protonów (Alichanian miał 11 cząstek o masie $500 m_e$ na 255 mezonów μ). Oceniono, że wydajność detekcji cząstek o masie $500 m_e$ jest 2,4 razy większa aniżeli mezonów μ ; a więc faktycznie nie znaleziono żadnej cząstki o masie $500 m_e$

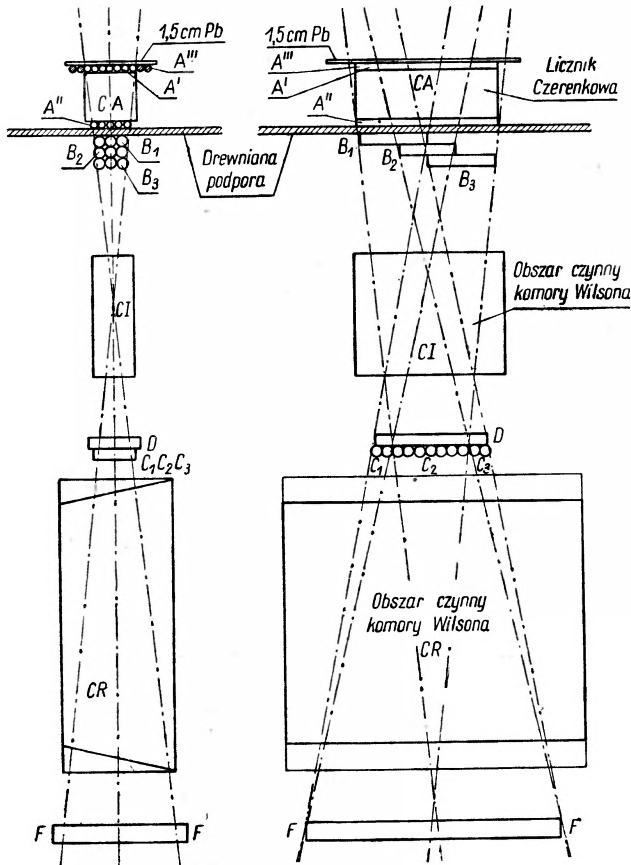


Rys. 20. Schemat aparatury z dwoma komorami Wilsona (Princeton)

na 1000 mezonów μ . Istnieje 95% pewność, że strumień cząstek o masie $500 m_e$ jest mniejszy niż $0,3\%$ strumienia mezonów μ .

3. Wyniki uzyskane w Pizie — Milano (Conversi, Rubbia, Torelli, Fiorini, Ratti, Succi)

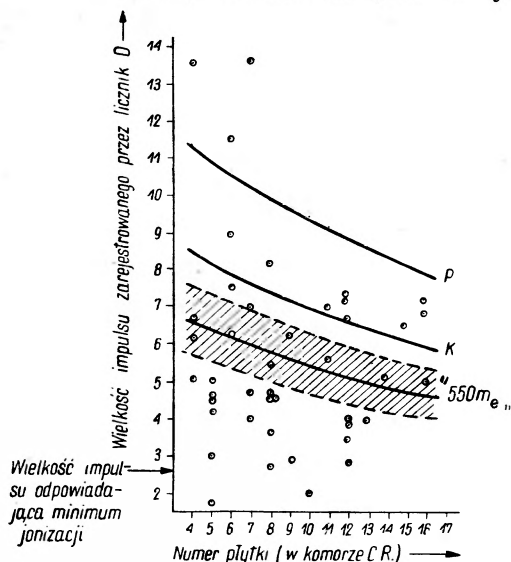
Aparatura umieszczona 2550 m nad p.m. była bardzo podobna do opisanej poprzednio. Nie stosowano tylko pola magnetycznego i umieszczonej w nim komory do liczenia kropelek (rys. 21). Dużym zaufaniem był obdarzony wobec tego licznik dE/dx i doświadczenie było bardzo



Rys. 21. Schemat aparatury z dwoma komorami Wilsona (Pisa-Milano)

podobne do doświadczenia Keuffela. Tym niemniej nie sprawiały tu kłopotu nieelastycznie rozproszone protony, gdyż te mogły być rejestrowane w dolnej komorze. W aparaturze użyto także 17 bardzo cienkich (0,3 cm) płytek z plexiglasu. Na rys. 22 kropki odpowiadają cząstkom zatrzymującym się we właściwy sposób; cząstki oddziaływające lub nie posiadające typowej jonizacji w pobliżu punktu zatrzymania oznaczone są kółkami. W obszarze odpowiadającym masom cząstek $500 m_e$

jest jedna kropka. Odpowiada ona najprawdopodobniej protonowi, jakby wynikało z porównania jej toru (a) z typowym torem zatrzymującego się protonu (b) (patrz rys. 23). Oszacowano, że w tym samym czasie,



Rys. 22. Diagram przypadków, w których zarejestrowana cząstka zatrzymuje się lub oddziałuje w płytkach znajdujących się w dolnej komorze Wilsona

gdyby możliwość ta nie była usunięta przez licznik Czerenkowa, zarejestrowanoby 1200 mezonów μ zatrzymujących się w komorze. Zgodnie z wynikami Alichaniana powinno być więc zaobserwowanych 6 cząstek o masie $500 m_e$. Tak więc czułość tego doświadczenia jest podobna do czułości doświadczenia wykonanego w Princeton.

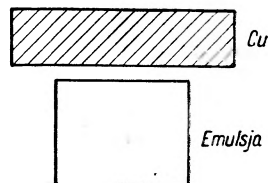
4. Prace emulsyjne

Istnieją trzy grupy prac emulsyjnych o porównywalnej czułości:

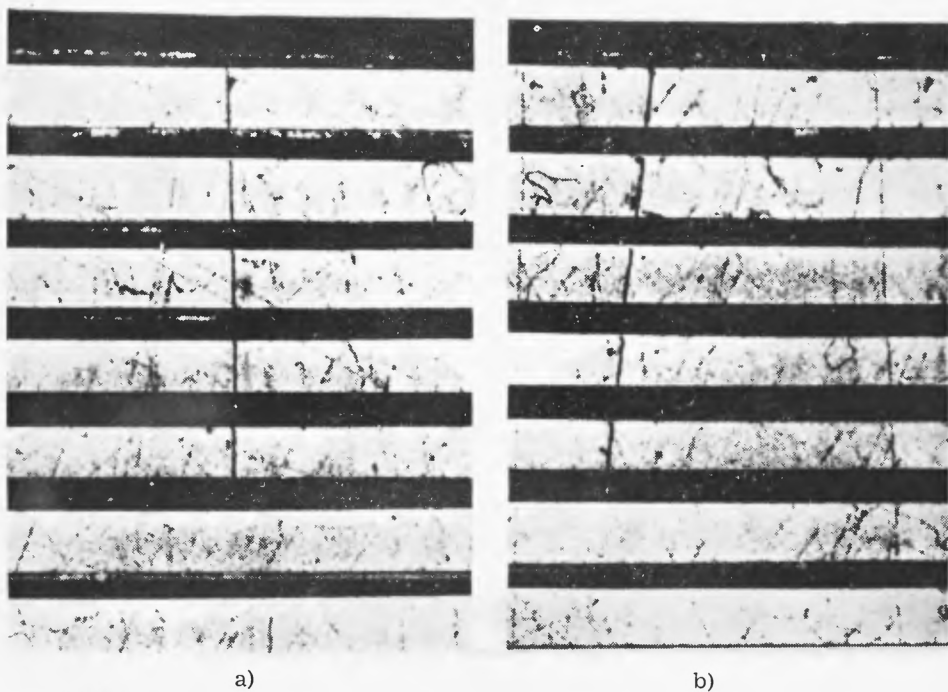
a) Prace wykonane w Columbi (Bierman, Harris, Orear, Rosenfeld, Taylor).

Blok przykryty absorbentem z Cu naświetlany był na wysokości 3300 m nad p.m. (szerokość geomagnetyczna 39°).

Wybrano analogiczne warunki jak w doświadczeniu Alichaniana. Dla wszystkich zatrzymujących się cząstek liczono ziarna na ostatnim centymetrze — niezależnie od rodzaju zakończenia toru (tj. na przykład niezależnie od tego, czy jest rozpad $\pi \rightarrow p$ czy też nie). Znalaziono 700 zatrzymujących się mezonów i żadnej cząstki o masie $500 m_e$.



Rys. 24. Ustawienie bloku emulsyjnego w czasie naświetlania (Columbia)



Rys. 23. Zestawienie toru jednej cząstki o masie zbliżonej do $500 m_e$ (a) z typowym torem zatrzymującego się protonu (b)

b) Prace wykonane w Bombaju (Durga, Prasad i Sharma).

Blok naświetlany był na wysokości 3400 m nad p.m. (szerokość geomagnetyczna $24^\circ N$). Do obecnej chwili zaakceptowano do pomiaru masy 1925 torów. 1297 torów odpowiadało cząstkom o masie większej niż $1100 m_e$, a 628 odpowiadało cząstkom o masach z obszaru mas mezonowych. Z nich: 35 cząstek rozpada się na mezon μ , 38 daje gwiazdy wychwyty, 13 powstało w gwiazdach a 542 pochodzi z zewnątrz i są to przeważnie mezony μ . Rozkład mas tych cząstek dobrze odpowiada masie mezonu μ . Żadna z tych 628 cząstek nie posiada masy większej niż $380 m_e$.

c) Prace M.I.T. (Fazio).

Blok emulsyjny naświetlany był na poziomie morza. Śledzono do końca jedynie płaskie tory, nadające się do liczenia ziaren, o jonizacji dwukrotnie wyższej niż minimum jonizacji. Znalaziono około 1000 mezonów μ . Połowa torów była systematycznie badana: nie znaleziono żadnego toru odpowiadającego cząstce o masie $500 m_e$. Ponieważ dla tego samego zakresu zmienności jonizacji interwał zasięgów zatrzymujących się cząstek o masie $500 m_e$ jest 2,5 razy większy niż dla mezonów μ , czułość doświadczenia odpowiada nie 500 lecz 1250 zatrzymującym się mezonom μ .

Poza tym, druga połowa torów także była badana w poszukiwaniu cząstek (typu mezonów π), które mają tor cząstki wtórnej długości 600μ . Nie znaleziono żadnej cząstki o masie $500 m_e$. Wniosek brzmi: jeżeli istnieją cząstki o masie $500 m_e$, które rozpadają się na mezon μ o zasięgu 600μ , nie może być ich więcej niż jedna na 2500 mezonów μ zatrzymujących się w tym samym obszarze.

Zestawiając 5 powyższych negatywnych wyników otrzymujemy czułość:

Princeton	— 1000	zatrzymujących się mezonów		
Piza-Milano	— 1200	„	„	„
Columbia	— 700	„	„	„
Bombaj	— 550	„	„	„
M.I.T.	— 1250	„	„	„
Łącznie	— 4700			

Gdybyśmy interesowali się specjalnie tymi cząstkami o masie $500 m_e$, które rozpadając się emitują mezony μ o zasięgi 600μ , łączna suma wzrosłaby do 6000 przez uwzględnienie pracy M.I.T. Wydaje się więc skrajnie nieprawdopodobne, aby cząstka o tej masie występowała w promieniach kosmicznych z częstością $1/200$ w stosunku do mezonów μ . Jedyne możliwy wniosek brzmi: albo cząstka ta nie istnieje, albo stru-

mień mezonów obserwowany w doświadczeniu Alichaniana został niedoceniony w przybliżeniu 20 razy. Czy to ostatnie jest możliwe, nie jest dla nas jasne, lecz wydaje się być zagadnieniem, które może być rozwiązane przez bardziej dokładną ocenę warunków geometrycznych torów liczonych w doświadczeniu Alichaniana.

Literatura

1. A. I. Alichanian, N. W. Szostakowicz, A. T. Dadajan, W. N. Fiedorow i B. N. Dieriagin, *Żurn. ekspier. i teoriet. fiz.* 31, 955 (1956).

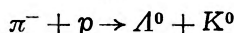
B. T. Feld

Massachusetts Institute of Technology
Cambridge (Mass.)

Kilka uwag o łącznej produkcji Λ — K przez mezonony π i fotony w pobliżu progu reakcji*

Streszczenie: Przedstawiono dowody, że w obszarze energii kinetycznej mezonów π 0,8—1,4 GeV przeważają reakcje $(\pi \text{ lub } \gamma) + p = (\Lambda \text{ lub } \Sigma) + K$ związane ze zjawiskami rezonansowymi uprzednio zaobserwowanymi dla całkowitych przekrojów czynnych π - p . Dyskutowane są pewne ogólne wnioski dotyczące rezonansowego charakteru tych oddziaływań.

1. Zostało zaobserwowane (Cresti, N. Y. Meeting, Am. Phys. Soc. 1958), że przekrój czynny na reakcję



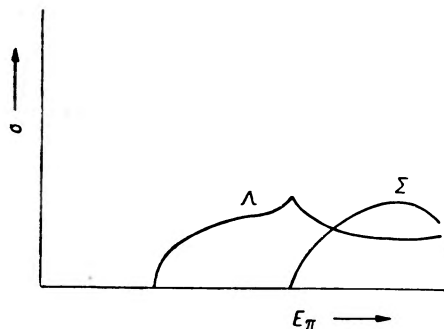
wzrasta bardzo szybko w okolicy jej progu (0,76 GeV) osiągając maksimum w okolicy 0,9 GeV, a następnie zmienia się niemal równoległe wraz z całkowitym przekrojem czynnym $\pi^- + p$. Ten ostatni fakt jest znany jako dowód istnienia w tym obszarze rezonansu $T = \frac{1}{2}$.

2. Dla rezonansu względne prawdopodobieństwo rozpadów różnych rodzajów winno być niezależne od sposobu, w jaki rezonans został wywołany. Dla mezonów π , o energii kinetycznej $t_\pi = 0,9$ GeV jest

$$\frac{\sigma(\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0)}{\sigma_{\text{całk.}}(\pi^- + p)} \simeq \frac{0,5 \text{ mb}}{40 \text{ mb}} = 0,012.$$

Dla fotonów o odpowiedniej energii $E_\gamma = 1,05$ GeV mamy:

$$\frac{\sigma(\gamma + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+)}{\sigma_{\text{całk.}}(\gamma + p)} \simeq \frac{3 \text{ } \mu\text{b}}{200 \text{ } \mu\text{b}} = 0,015.$$



Rys. 1. Przekrój czynny na produkcję Λ^0 i Σ^0

* Referat uzupełniający do referatu J. Steinbergera (1958 Annual International Conference..., str. 158).

(Przekrój czynny został oceniony na podstawie prac wykonanych przez kilka zespołów z Cornell; informacje prywatne).

3. Istnieje kilka sposobów badania produkcji rezonansowej $Y-K$. Zakładając, że stan rezonansowy jest znany, zależność przekroju czynnego od energii w pobliżu progu reakcji jest określona przez względną parzystość $Y-K$. Tym niemniej należy oczekiwać, iż dla oddziaływania rezonansowego $\pi-p$ zasięg oddziaływania wynosi $R_\pi \approx \frac{\hbar}{m_\pi c}$, zamiast

$R_k \approx \frac{\hbar}{m_k c}$, co tłumaczy małą efektywność progów dla momentu pędu.

W poniższej tabelicy podane są wartości $\eta = kR$ dla reakcji $\pi + p = Y + K$.

t_π (GeV)	$\Lambda + K$		$\Sigma + K$	
	kR_K	kR_π	kR_K	kR_π
0,95	0,57	2,15	0,28	1,0
1,25	0,91	3,30	0,75	2,7

Jasne jest, iż nawet ograniczając się ściśle do energii odpowiadających progowi reakcji (0,76 GeV dla $\Lambda^\circ - K$; 0,9 GeV dla $\Sigma - K$) bardzo trudno jest rozróżnić parzystość stanu rezonansowego w oparciu o efekt tunelowy (np. pomiędzy emisją mezonu K odpowiadającą stanom $p_{3/2}$ i $d_{3/2}$).

4. Rozkłady kątowe mogłyby dostarczyć lepszych informacji, lecz nie są one jeszcze dostatecznie dokładnie znane. Na przykład: założmy rezonans dla $j = 3/2$ przy produkcji $\Lambda^\circ - K$. Stanem końcowym będzie $p_{3/2}$ lub $d_{3/2}$. Niech amplituda (przy rezonansie) będzie $re^{i\alpha}$; próg reakcji jest powyżej rezonansu $\pi/2 < \alpha < \pi$. Niech przy produkcji amplituda fali s będzie a . W obu przypadkach będziemy mieli:

$$\frac{\sigma}{4\pi} = a^2 + 2r^2$$

Stosunek „naprzód” — „w tył” dla rezonansu $p_{3/2}$ wynosi:

$$Q = 2ar \cos \alpha / (a^2 + 2r^2)$$

a dla rezonansu $d_{3/2}$

$$Q = \left[ab + \frac{1}{2} (3b' + b) r \cos \alpha \right] / (a^2 + 2r^2)$$

(b i b' są amplitudami fali p produkcji odpowiednio bez i z uwzględnieniem przeskoaku spinu). Z badań wynika, iż $Q < 0$, $|Q| \gg 0$ i wzrasta wraz z energią mezonów π . Oba wyniki są zgodne z oczekiwanymi własnościami czynnika fazowego rezonansu — $\cos \alpha$.

5. Inną dostępną informacją stanowi polaryzacja $\Delta^\circ(\bar{P})$, którą obserwuje się poprzez asymetrię rozpadu. W przykładach wspomnianych wyżej otrzymalibyśmy dla rezonansu $p_{1/2}$,

$$\bar{P} = \left[\frac{\pi}{2} \arcsin a \right] / (a^2 + 2r^2),$$

a dla rezonansu $d_{3/2}$,

$$\bar{P} = - \left[\frac{\pi}{8} (3b - b') r \sin a \right] / (a^2 + 2r^2).$$

W tym przypadku są podstawy, aby sądzić, że $|\bar{P}| \approx 1$ i maleje wraz ze wzrostem energii mezonów π ; nie przeczy to przyjętej zależności od $\sin a$.

6. Interpretacja produkcji $\Sigma - K$ nastęrcza znacznie więcej komplikacji. Tutaj wchodzi w grę dwa rezonanse:

$$T = \frac{1}{2} (0,8 \text{ GeV}) \quad \text{i} \quad T = \frac{3}{2} (1,3 \text{ GeV})$$

Z danych wynika: Σ^\pm wysyłane są naprzód, Σ° w tył; w reakcji $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K$ zachodzi $|\bar{P}(\Sigma^-)| \ll 1$.

Dane nie są wystarczające do podania jednoznacznej interpretacji, w szczególności wobec braku jakichkolwiek innych informacji dotyczących rezonansu $\pi - p$ dla $T = \frac{3}{2}$.

Literatura

1. H. Blumenfeld, W. Chinowsky i L. M. Lederman, Nuov. Cim. 8, 296 (1958).

Dyskusja

dotycząca referatów Steinbergera i Felda

M o r p u r g o: Chciałbym uczynić dwie uwagi dotyczące niezachowania parzystości przy silnych oddziaływaniach. Moim zdaniem jest możliwe, chociaż nie musi tak być, iż polaryzowanie podłużne produkowanych hiperonów jest efektem relatywistycznym rzędu v/c . Aby obserwować ten efekt należałoby zapewne prowadzić badania przy wyższych energiach. To jest pierwsza uwaga. Przechodzę do drugiej. Należałoby także zbadać oddziaływanie mezonów π z nukleonami przy wyższych energiach — jest tam szereg narzucających się do zbadania rozkładów kątowych — na przykład reakcję podwójnej produkcji mezonów π w zderzeniu mezon-nukleon lub foton-nukleon.

A d a i r: Niewątpliwie obecnie jest czas odpowiedni, aby poruszyć zagadnienia fenomenologiczne związane z produkcją cząstek dziwnych

przez mezony π i fotony. Fenomenologiczne oszacowania wykonane zostały przy pomocy metody macierzy R , która niedawno została użyta przez Wignera do wyprowadzenia twierdzeń granicznych. Analiza ta prowadzi do interesujących wniosków. Rozważmy dane doświadczalne uzyskane dla energii ok. 950 MeV, który to zakres energii bardziej szczegółowo omówiony został przez Steinbergera. Okazuje się, że w stanie $T = \frac{1}{2}$ fala rozpraszania s i amplitudy produkcji zarówno przy produkcji Λ^0 jak i Σ przez mezony π oddziaływające z nukleonami, są bardzo bliskie $1/3 - 1/2$ maksimum dopuszczanego przez prawa zachowania. Ten fakt nasuwa natychmiastowy wniosek, iż prawdopodobnie stała sprzężenia dla mezonów K nie jest mała. Można następnie wykorzystać te wartości amplitud produkcji do ekstrapolacji zależności przekroju czynnego Λ^0 od energii opierając się na tym, że niewielkie rozszerzenie obszaru energii może nie powodować dużych zmian. Stanowi to więc ekstrapolację przekroju czynnego fali s w okolicach punktu odpowiadającego 950 MeV. Na rys. 25. podany jest przekrój czynny na produkcję Λ^0 i Σ w zależności od energii.

Można zauważyć, że przekrój czynny na produkcję Λ^0 i Σ w pobliżu progu odznacza się charakterystyczną (proporcjonalność do \sqrt{E}) zależnością od energii, lecz bardzo blisko progowej energii produkcji Λ^0 zależność ta zmienia się wraz ze wzrostem fali s odpowiadającej przekrojowi czynnemu dla Λ^0 aż do maksimum odpowiadającemu energii progowej produkcji Σ . Oczywiście przy wierzchołku przekrój czynny związany z falą s przewyższa udział fali p . To maksimum w przekroju czynnym związanym z falą s pojawiłoby się tylko wówczas, gdyby Σ i Λ^0 miały taką samą parzystość. Bardzo duże wartości elementów macierzy S produkcji hiperonów Λ^0 i Σ dają pewne informacje o stanie końcowym przy produkcji Λ^0 i Σ w oddziaływaniu foton-nukleon. Fotoprodukcja mezonów K pozostaje w podobnym stosunku do produkcji mezonów K przez mezony π , jak fotoprodukcja mezonów π do rozproszeń mezonów π na nukleonach. Używając tych samych wartości macierzy, które wynikają z przedstawionych tutaj danych doświadczalnych, można wyciągnąć kilka wniosków dotyczących fotoprodukcji mezonów K . Faza elementów macierzy fotoprodukcji, na przykład dla fotoprodukcji Λ^0 i K , nie jest w sposób bezpośredni przyporządkowana przesunięciu fazy $\Lambda^0 - K$ związanemu z rozproszeniem, jak to ma miejsce, kiedy istnieje tylko jedna możliwość. W rzeczywistości, w okolicy progu reakcji przesunięcie fazowe nie jest równe zero, a nawet nie musi być małe. Inną interesującą sprawą jest możliwość oceny reakcji $\gamma + p \rightarrow \Lambda^0 + K$ na podstawie końcowego stanu oddziaływania mającego miejsce przy reakcji $\gamma + p \rightarrow \pi + n$. Jeżeli wziąć wartości przekroju czynnego na reakcję $\gamma + p \rightarrow \pi + n$ otrzymane w Cornell i Cal. Tech., i wartość elementów macierzo-

wych reakcji $\pi + n \rightarrow \Lambda^0 + K$, otrzymać można całkowitą jakościową zgodność z doświadczalnymi pomiarami dla samej fotoprodukcji $\Lambda^0 + K$. Mówiąc ogólnie, stan końcowy oddziaływania porównywany z wynikami rachunków perturbacyjnych dla fal płaskich, może dawać stosunek oddziaływań większy lub mniejszy 3 do 4 razy.

Treimann: Chciałbym zadać dwa pytania. Nie jest dla mnie jasne, w jaki sposób otrzymano w Berkeley dane dotyczące amplitud. Co zostało założone o parametrze a ? Po drugie, czy podana analiza może być dokonana w przypadku produkcji Σ , aby ustalić granice polaryzacji? Byłoby to ważne przy dalszej analizie asymetrii góra — dół.

Good: Sposób, w jaki została dokonana analiza, polega po prostu na wykonaniu jej szereg razy dla różnych wartości¹ a . Analiza nie może być prowadzona dla wartości a mniejszej niż $3/4$, gdyż wówczas nie można dopasować rozkładu kąтового i polaryzacji do fali s i p . Powinieniem dodać, iż przy analizie była brana pod uwagę tylko fala s i p . Określenie takiej granicy w przypadku produkowanych Σ nie jest możliwe, nie wiadomo bowiem, czy rozpady nie wykazują asymetrii ponieważ hiperony Σ nie są spolaryzowane, czy też nie ma rzeczywiście asymetrii związanej z mechanizmem rozpadu.

Reynolds: Chciałbym zrobić jedną uwagę dotyczącą przekroju czynnego na produkcję cząstek dziwnych w reakcji nukleon-nukleon. Nieco informacji dostarczył tu eksperyment wykonany w Princeton przez Bowena i innych. Badano zależność od Z produkcji Λ^0 przy pomocy wiązki mezonów π i protonów. Stwierdzono, że jeżeli wziąć pod uwagę przekrój czynny na absorpcję Λ^0 wewnątrz jądra, wyniki badania produkcji Λ^0 w zderzeniach nukleon-nukleon mogą być wyjaśnione bez przyjęcia znacznej wartości przekroju czynnego przy bezpośredniej produkcji w zderzeniach nukleon-nukleon, tj. wymagane jest jedynie, aby wynosił on $1/10$ przekroju czynnego produkcji Λ^0 w zderzeniach mezon π -nukleon.

Lederman: Jeżeli chodzi o zagadnienie niezachowania parzystości przy produkcji Λ^0 , chciałbym przypomnieć o dużej liczbie doświadczeń wykonanych przy pomocy komór Wilsona i dotyczących produkcji Λ^0 w jądrach. Wykazały one istnienie asymetrii przód — tył względem linii lotu Λ^0 . Dane te wskazywałyby na naruszenie zasady zachowania parzystości przy produkcji, chyba że chcielibyśmy powrócić do idei dubletów parzystościowych. Aktualny spis literatury dotyczącej tego zagadnienia podany został przez Blumenfelda, Chinowskiego i Ledermana². Nie wiem, czy zgodność wyników tak wielu różnych

¹ Patrz 1958 *Annual International Conference on High Energy Physics at CERN*, str. 323 (dodatek).

² H. Blumenfeld, W. Chinowsky i L. M. Lederman, *Nuov. Cim.* 8, 296 (1958).

doświadczeń związana jest z jakimiś obciążeniami pomiarowymi, czy nie, ale w każdym razie występuje ona w literaturze.

Newth: Chciałbym zapytać Steinbergera, czy posiada on jakieś informacje dotyczące produkcji par mezonów K przy pomocy akceleratora, lub ewentualnie krzywą wzbudzenia?

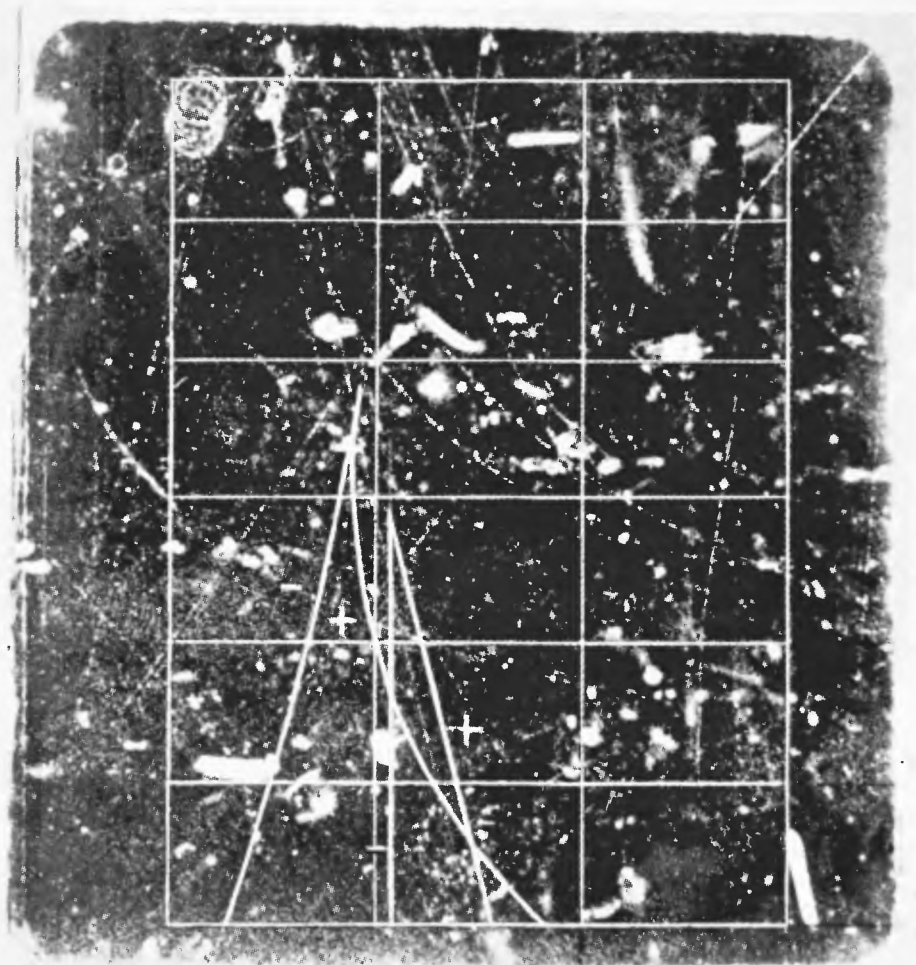
Steinberger: Nie.

R. R. Wilson: W Cornell badaliśmy krzywą wzbudzenia poszukując efektu, o którym wspominał już Feld, rozważając możliwe efekty rezonansowe przy produkcji mezonów π w fotoprodukcji $K - \Delta^0$ i próbując stwierdzić zależność przekroju czynnego na produkcję od trzeciej potęgi pędu mezonów K . Pomiary prowadzone były w zakresie energii dochodzących prawie dokładnie do wartości progowej, a mianowicie do 23 MeV. Powyżej tej wartości okazało się wbrew oczekiwaniom, iż otrzymane dane wskazują raczej na zależność liniową od pędu, co oznacza, że mezony K produkowane są przez falę s . Jeżeli chodzi o rozstrzygnięcie problemu, czy mezony K mają charakter skalarny, rozważyć można fotoprodukcję w stanie s . Okazuje się, iż wówczas mielibyśmy magnetyczną absorpcję dipolową jeżeli K jest skalarem, a elektryczną absorpcję dipolową jeżeli K jest pseudoskalarem. Można oczekiwać, iż uda się wyraźnie rozróżnić te dwa przypadki badając fotoprodukcję mezonów θ^0 na neutronach. Doświadczenia tego typu mają być rozpoczęte.

Adair: To jest raczej słabym punktem dyskutowanych przez Felda możliwych efektów związanych z falą d . Nawet jeżeli przyjąć promień tak mały, jak odpowiadająca mezonom K długość fali komptonowskiej, otrzymuje się dostateczną wartość fali d (jeżeli, na przykład, brać pod uwagę amplitudę), aby wpłynęło to silnie na rachunki dotyczące wielkości amplitudy produkcji. Wykazały to rachunki wykonane w Columbii przez Steinbergera i w Berkeley. Sam dokonywałem pewnych ocen używając szczególnego modelu, co prawdopodobnie nie ma zbyt wielkiego uzasadnienia.

Marshak: Chciałem zadać pytanie Wilsonowi. Czy zestawienie krzywej wzbudzenia dla mezonów K^+ i otrzymanego przez niego rozkładu kąтового nie wskazuje, że cząstka raczej jest pseudoskalarem niż skalarem. Chodzi o to, iż chociaż jest możliwe dopasowanie krzywej wzbudzenia do każdej z obu możliwości, jak zostało to przez Pana wykazane, to jednak potrzeba szczególnego zbiegu okoliczności, aby otrzymać izotropowy rozkład kątowy. Łatwo można natomiast taki rozkład otrzymać w przypadku pseudoskalarnym.

R. R. Wilson: Owszem. Jeżeli porównać Pana rachunki dla słabego wiązania i Moravcsika z naszymi wynikami pomiarów, otrzymuje się nieco lepszą zgodność dla pseudoskalara niż skalara. Równania dotyczące skalara wymagają szczególnego wyboru efektywnego momentu



Rys. 2. Prawdopodobny przypadek rozpadu Ξ^0 w komorze Wilsona: $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$;
 $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$; $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$; (Pic du Midi)

magnetycznego protonu, hiperonu Λ^0 i stałej wiązania. Jednak wyniki nie leżą całkowicie poza granicami błędu naszego eksperymentu.

Marshall: Ani teorii.

W. Powell: W celu uzupełnienia chciałbym tu podać, iż znaleźliśmy dwie cząstki kaskadowe (używano wiązki mezonów π o energii 5 GeV). Przekrój czynny wyznaczony w oparciu o te dwa przypadki i bez uwzględnienia jakichkolwiek poprawek zawarty jest między 1 i 2 μb .

Kaplan: Podobnie, dla uzupełnienia chciałbym podać, iż otrzymałem wiadomość, która powinna była dotrzeć do Steinbergera, z Laboratorium Pic du Midi z École Polytechnique, o przypadku zaobserwowanym w ich badaniach z podwójną komorą Wilsona. Przypadek ten daje się najlepiej interpretować jako rozpad E^0 (rys. 2). Myślę, iż jest to pierwszy doświadczalny dowód istnienia tej cząstki. Chciałbym uczynić jeszcze inną uwagę, dotyczącą produkcji K^+ i K^- — problemu poruszonego przez Newtha. Jeżeli dobrze pamiętam, swojego czasu w Brookhaven badano krzywą wzbudzenia dla K^- i dla dostępnych w Brookhaven energii. Wydawała się ona być zgodna (co prawda, dane doświadczalne były raczej ubogie) z wynikami rozważań dotyczącymi przestrzeni fazowej, które prowadził Sternheimer w oparciu o pewien prosty model.

Nikitin: Chciałbym podkreślić, że najslabszym punktem w publikacji Alichaniana jest niewątpliwie stosunek częstości występowania cząstek o masie 500 m_e do częstości występowania mezonów μ . Istnieje tu niepewność co najmniej do czynnika 3 spowodowana dużymi trudnościami dobrej oceny geometrycznych poprawek wydajności używanej aparatury.

Reynolds: W związku z danymi doświadczalnymi Keuffela chciałbym zwrócić uwagę na prostą możliwość, iż użyty przez niego licznik $\frac{dE}{dx}$ mógł rejestrować fluktuację dla dalekiej części rozkładu Landaua. Starał się on zmniejszyć ten efekt do minimum przez użycie licznika Czerenkowa pracującego w antykoincydencji, tak że rejestrowane były tylko cząstki powolne, nie były natomiast rejestrowane cząstki szybko przypadkowo dające duże $\frac{dE}{dx}$. Mierzono więc tylko cząstki powolne.

Inna uwaga, dotycząca pracy Lindberga, prowadzonej przy użyciu komory Wilsona w Princeton. Ograniczając się do liczenia kropelek i mierzenia pędu znalazł on 3 cząstki o masie bardzo zbliżonej do 500 m_e . Błąd wynikający z rozrzutu i błąd pomiarowy były dla tych przypadków bardzo bliskie sobie. Całkowita liczba mezonów μ jest nieznana, ponieważ poszukiwania nie były prowadzone w sposób pozwalający na

analizę statystyczną. Jest to przyczyną, dla której prowadzimy obecnie dalej pomiary z podwójną komorą Wilsona, chociaż dotychczasowe wyniki są negatywne.

Peyrou: Nie rozumiem całkowicie przyczyn powodujących niepewność geometrycznych poprawek wydajności aparatury Alichaniana. Rachunki są zupełnie proste. Na początku aparatura może być bardzo dobrze wycechowana przy pomocy strumienia protonów i mezonów μ , którego wielkość jest znana dla 3200 m. Nie mogę więc uwierzyć, iż istnieje niepewność o czynnik 20 czy nawet 5.

Nikitin: Przypuszczam, że najtrudniejszą rzeczą przy ocenie poprawek stanowi rozproszone pole, ponieważ mezony μ mają bardzo małe pędy. Można wziąć pod uwagę rozproszone pole, ale jest to bardzo trudne i, o ile wiem, stąd właśnie biorą się wszystkie niepewności.

Goldhaber: Chciałbym zapytać Nikitina, czy jest wiadome w ilu przypadkach Alichaniana i jego współpracownicy obserwowali cząstki wtórne, w szczególności ujemne, pochodzące z zatrzymujących się mezonów μ . Znajomość wydajności rejestracji takich cząstek wtórnych byłaby pożyteczna przy analizowaniu możliwych rozpadów jego cząstek.

Nikitin: Nie mam na ten temat żadnych informacji.

W. T. Sharp: Chciałbym zwrócić uwagę, iż Hinck będzie prowadzić przy Chalk River na poziomie morza poszukiwania cząstek o masie $500 m_e$ przy pomocy teleskopu licznikowego. Aparatura, która będzie gotowa za kilka tygodni, pozwoli uzyskać pewnie lepszą czułość niż ta, którą tu podawano. Niestety — jak dotychczas — nie ma wyników.

Kaplon: Chciałbym także, dla pełności omówienia, wspomnieć tutaj, iż w ZETF został opublikowany komunikat dotyczący trzech cząstek obserwowanych w emulsji, które rozpadały się na mezon π , przy czym zasięg cząstek wtórnych wynosił we wszystkich trzech przypadkach około 390 μ . O ile pamiętam, były to dwa przypadki π^+ , jeden π^- . Jest to krótka notatka i jest bardzo trudno zrozumieć, jakie są wnioski autorów tego komunikatu. Lecz jeżeli przyjąć, że mamy tu rozpad na dwa ciała — mezon π^+ i π^0 — to można stąd wnioskować o istnieniu cząstki o masie $500 m_e$. Chciałbym, o ile jest to możliwe, usłyszeć komentarz do tej obserwacji od uczonych radzieckich.

Nikitin: Nie mam żadnych uwag.

Butler: Z tych wszystkich głosów dyskusji dotyczących istnienia cząstek o masie $500 m_e$ można wyciągnąć wniosek, iż temat jest fascynujący, ale na tegorocznym zjeździe nie można sformułować żadnego ostatecznego wniosku. Wielu z nas słyszało, że Alichaniana i jego współpracownicy mają bardzo dobrą nową aparaturę, która tego lata umieszczona

zostanie w górach. Słyszeliśmy także o różnych planach nowych eksperymentów, o eksperymentach, które niedługo zostaną rozpoczęte, jak również o tych, które będą kontynuowane. Można wobec tego, jak sądzę, powiedzieć na razie, iż są przypuszczenia, że te cząstki istnieją, ale na ostateczną odpowiedź musimy poczekać do konferencji cząstek wysokiej energii w przyszłym roku.

Tłumaczył Jerzy Bogdanowicz

Grzegorz Białkowski
Instytut Fizyki Teoretycznej U.W.
Warszawa

Silne oddziaływanie mezonów K

Mezony K wykryte przed kilku laty w promieniowaniu kosmicznym stają się przedmiotem coraz większego zainteresowania fizyków. Trzeba od razu powiedzieć, że zagadnienie mezonów K jest bardzo złożone i wielostronne, a w świetle dotychczasowych badań przedstawia się ono jeszcze zagadkowo.

Badania te prowadzone są zarówno ze strony doświadczalnej jak i teoretycznej w wielu kierunkach i wieloma metodami. Chodzi w nich, po pierwsze, o ustalenie ile i jakich mezonów K istnieje w przyrodzie. Należałoby tu wskazać na badania dotyczące parzystości mezonów K (problem $\tau - \theta$), istnienia dwóch rodzajów (długo- i krótkożyciowych) mezonów K , identyfikacji cząstek, jakie powstają podczas ich rozpadów itp. [1, 2, 3, 4]. Wszystkie te zagadnienia łączą się ze sobą, a także wiążą się z niezwykle ważnym problemem klasyfikacji cząstek elementarnych [5, 6, 7, 8, 9, 10]. Z drugiej strony badania dotyczące mezonów K mają na celu ustalenie, jaki charakter ma oddziaływanie ich z innymi cząstkami ciężkimi, a mianowicie z barionami oraz pionami. Wśród oddziaływań tych stosunkowo najlepiej zbadane są oddziaływania mezonów K z nukleonami. Szybki postęp w tej dziedzinie, jaki nastąpił ostatnio wskutek uzyskania sztucznych wiązek mezonów K , doprowadził już do pewnych interesujących wyników, które głównie będą przedmiotem tego artykułu.

1. Silne oddziaływania

Jak wiadomo, oddziaływania, w których biorą udział mezony K wraz z barionami, należą do tzw. silnych oddziaływań. Oddziaływania te charakteryzują się dużym „ładunkiem” sprzężenia G (w jednostkach $\hbar = c = 1$ stała sprzężenia $G^2/4\pi \geq 1$) i, co się z tym wiąże, wyróżniają się dużą szybkością uwarunkowanych przez te oddziaływania procesów. Dla porównania wystarczy powiedzieć, że odpowiednia wielkość związana z oddziaływaniem elektromagnetycznym ($e^2/4\pi$) jest rzędu $1/137$, zaś

stałe sprzężenia oddziaływań słabych (rządzących rozpadami cząstek, np. rozpadem β) są o kilkanaście rzędów mniejsze.

Przy rozważaniu silnych oddziaływań zwykle ogranicza się do sprzężeń yukawowskich, tj. do takich sprzężeń, w których w akcie elementarnego oddziaływania biorą udział trzy cząstki: dwa fermiony i jeden bozon. Są to więc w naszym przypadku oddziaływania dwóch rodzajów $BB\pi$ i BBK , gdzie B oznacza ogólnie pewien barion. Okazuje się jednak, że ilość możliwych sprzężeń jest wówczas stosunkowo niewielka. Przyczyną jest tu fakt niezwyklej symetrii silnych oddziaływań, uwidaczniającej się w dużej ilości wielkości zachowywanych podczas szybkich procesów. Oprócz takich wielkości, jak energia, pęd, moment pędu i ładunek elektryczny, silne oddziaływania zachowują parzystość, całkowity spin izotopowy, strangeness itd. Jak wiadomo, każde z takich praw zachowania wiąże się formalnie z pewną niezmienniczością hamiltonianu oddziaływania. Duża ilość praw zachowania w teorii silnych oddziaływań bardzo zacieśnia krąg dopuszczalnych sprzężeń. W rezultacie w teorii występują następujące sprzężenia:

$$NN\pi, \Sigma\Sigma\pi, \Sigma\Lambda\pi, \Xi\Sigma\pi, N\Lambda K, N\Sigma K, \Xi\Lambda K, \Xi\Sigma K \quad (1)$$

(N oznacza tu nukleon).

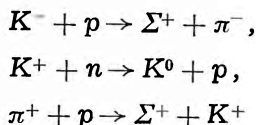
Stosunkowo najlepiej zbadanym sprzężeniem jest oczywiście sprzężenie $NN\pi$. Jak wiadomo, odpowiednia stała sprzężenia jest bardzo duża, a mianowicie $G_1^2/4\pi \sim 15$. Mniej można powiedzieć o innych stałych sprzężenia, zarówno tych, które się odnoszą do oddziaływań z pionami, jak i tych, które się wiążą z mezonami K .

Ze względów teoretycznych najbardziej pociągająca byłaby hipoteza, zgodnie z którą wszystkie stałe odnoszące się do sprzężeń z pionami są sobie równe (numeracja stałych odpowiada kolejności sprzężeń w (1)):

$$G_1 = G_2 = G_3 = G_4 = G,$$

przy czym ewentualnie podobny warunek spełniałby stałe sprzężenia F_1, F_2, F_3, F_4 odnoszące się do sprzężeń z mezonami K . Wówczas $G^2/4\pi$ (stała sprzężenia $BB\pi$) byłaby rzędu 15, a $F^2/4\pi$ (stała sprzężenia BBK) rzędu 1, czy też może nieco więcej. Wszystkie silne oddziaływania dałyby się wówczas podzielić na dwie klasy oddziaływań bardzo silnych (*very strong* — VS) przenoszonych przez mezony π oraz umiarkowanie silnych (*moderately strong* — MS), w których udział biorą mezony K . Hipotezy tej (tzw. zasady powszechnej symetrii silnych oddziaływań [9, 10, 11, 12, 13]) nie można jednak formułować w tak krańcowej formie, gdyż jest ona sprzeczna z niektórymi faktami doświadczalnymi. Okazuje się mianowicie, że zabrania ona (w przybliżeniu, w którym można zaniedbać

różnicę mas cząstek Λ i Σ) występowania dobrze obserwowanych reakcji, takich np. jak



Także pewne inne wnioski, które można z hipotezy tej wysnuć, są, jak się wydaje, nie do pogodzenia z faktami doświadczalnymi. Co więcej, do wszystkich wspomnianych fałszywych wniosków można dojść również przy słabszych założeniach ($G_2 = G_3$, $F_1 = F_2$, $F_3 = F_4$).

W tej sytuacji trzeba zasadę powszechnej symetrii rozumieć jeszcze słabiej. Możliwe są tu różne warianty; jeśli zasada ta ma jednak nie stracić swego sensu, należy zakładać, że $G_1 = G_2 = G_3 = G_4$ zostawiając „wolną rękę” stałym F_1 , F_2 , F_3 , F_4 . Wówczas pełną symetrię miałyby tylko oddziaływania VS , podczas gdy sprzężenia MS byłyby mniej symetryczne.

Przechodząc do hamiltonianów MS należy przede wszystkim stwierdzić, że można je sobie w zasadzie wyobrażać w dwu postaciach (jeśli uważać, chyba w zgodzie z doświadczeniem, że spin mezonu K jest równy zeru):

$$\psi_{B_1} \gamma_5 \psi_{B_2} \varphi_K \quad , \quad \psi_{B_1} \psi_{B_2} \varphi_K \quad (2)$$

W pierwszym przypadku mamy do czynienia ze sprzężeniem pseudoskalarnym, w drugim zaś — ze skalarnym. Jednakże nie należy sobie wyobrażać, że w pierwszym przypadku mezon K jest cząstką pseudoskalarną, a w drugim skalarną. Zależy to bowiem od parzystości względnej obu (zawsze różnych!) barionów B_1 i B_2 występujących w danym hamiltonianie. Jeśli parzystości te są przeciwne, to akurat sprzężeniu pseudoskalarnemu odpowiada skalarny mezon K , a sprzężeniu skalarnemu — mezon K pseudoskalarny. Dopiero wtedy, gdy założymy, że każde dwa bariony, (które można traktować jako różne stany tej samej cząstki?) mają zgodne parzystości, możemy twierdzić, iż sprzężeniu pseudoskalarnemu odpowiada pseudoskalarny mezon K . Założenie to jednak faktycznie zwykle się robi, tak że niekiedy używa się wymiennie wyrażen „mezon K występujący w sprzężeniu pseudoskalarnym” i „pseudoskalarny mezon K ”. Ustalenie na tej drodze parzystości mezonu K nie jest jednak możliwe; na przeszkodzie stoi brak wiadomości co do parzystości względnej barionów. Nie jest też wykluczone, że istnieją dwa rodzaje mezonów K o przeciwnej parzystości; wówczas w grę wchodziłyby oba hamiltoniany (2).

Niekiedy brana jest też pod uwagę możliwość istnienia bezpośredniego sprzężenia mezonów K z pionami. Sprzężenie to oczywiście nie

byłoby już sprzężeniem typu Yukawy. Można je sobie wyobrazić w postaci [2, 14, 15] najprostszej:

$$KK\pi\pi, \quad (3)$$

jeśli się założy jedną (określoną) parzystość mezonu K , lub też w postaci [16]:

$$K_1K_2\pi \quad (4)$$

jeśli istnieją dwa rodzaje mezonów K (K_1 i K_2) o różnej parzystości. W dalszym ciągu artykułu powrócimy jeszcze do tych hipotez.

2. Rozpraszanie mezonów K na nukleonach (dane doświadczalne)

Przechodząc do omówienia konkretnych reakcji, w których biorą udział mezony K zaczniemy od rozpraszania ich na nukleonach. Od razu trzeba zaznaczyć, że o rozpraszaniu mezonów K^0 na nukleonach właściwie nic nie wiadomo, zaś obraz rozpraszania naładowanych mezonów K^+ tak silnie zależy od znaku ładunku, że wypada rozpraszanie mezonów K^+ i K^- omawiać oddzielnie.

Prostszy niewątpliwie charakter ma rozpraszanie mezonów K^+ ; jest też ono lepiej zbadane [1]. W grę wchodzi tu trzy reakcje:



Pierwsza z nich zachodzi w stanie izotopowym $T = 1$, dwie następne w stanie mieszanym ($T = 0$ i $T = 1$, $T_3 = 0$). Najpełniejsze dane doświadczalne dotyczą oczywiście reakcji (5a). Sięgają one od niskich (rzędu 20 MeV) energii kinetycznych padających cząstek aż do energii rzędu¹ 350 MeV. Okazuje się, że w całym tym przedziale różniczkowy przekrój czynny jest ściśle izotropowy a całkowity przekrój czynny jest początkowo niemal stały i ma wartość około 14—15 mb aż do około 200 MeV, potem zaś zaczyna rosnąć i w górnym krańcu zbadanego przedziału energii osiąga wartość około 23 mb. Pozostałe dwie reakcje (5) są zbadane znacznie gorzej. Wiadomo tylko, że odpowiednie przekroje czynne nie wykazują izotropii i są znacznie mniejsze od przekroju dla pierwszej reakcji. Mianowicie przekrój czynny reakcji (5b) — σ_{K^+n} jest rzędu 6 mb dla energii rzędu 25 MeV, zaś trzeciej (*charge exchange* — σ_{cE}) jest jeszcze mniejszy. Szacuje się, że $\sigma_{cE} \sim 0,1 (\sigma_{K^+p} + \sigma_{K^+n})$. Ważną informacją jest znak oddziaływania $K + N$; okazuje się, że w najważniejszej reakcji (5a) jest ono odpychające.

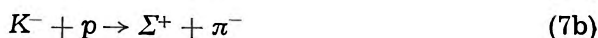
¹ Ostatnio ukazała się praca, w której podane są wyniki doświadczalnych badań reakcji (5a) aż do ok. 2 GeV (Phys. Rev. Letters 2, 117 (1959)).

Interesującą nowiną, która się pojawiła na horyzoncie w ubiegłym roku, jest stwierdzona doświadczalnie produkcja dodatkowego pionu przy zderzeniach K^+ z nukleonami (np. $K^+ + p \rightarrow K^+ + n + \pi^+$). Produkcja ta zachodzi w pobliżu progu z dość dużym przekrojem czynnym. Liczba zderzeń, przy których zachodzi taka produkcja, sięga 0,05 liczby wszystkich zderzeń nieelastycznych.

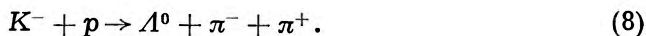
Obraz rozpraszania mezonów K^- na nukleonach jest znacznie bardziej skomplikowany, do czego przyczynia się przede wszystkim duża liczba kanałów tej reakcji. Obok rozpraszania elastycznego i z wymianą ładunku



możliwe są jeszcze takie reakcje, podczas których powstaje hiperon z pionem:



Reakcje te mogą zachodzić nawet wtedy, gdy energia kinetyczna padających cząstek jest równa zeru (wychwyt w spoczynku), gdyż suma mas spoczynkowych mezonu K i nukleonu jest większa od takiejże sumy dla pionu oraz hiperonu Σ (tym bardziej więc i Λ). Co więcej, w zasadzie w takich warunkach dozwolona energetycznie jest również reakcja z produkcją dwu pionów oraz hiperonu Λ :



Reakcja ta jednak nie była dotąd obserwowana.

Dane doświadczalne odnoszące się do całkowitego przekroju czynnego wskazują na dość złożoną zależność tego przekroju od energii. W zbadanym przedziale energii od kilku do stukilkudziesięciu MeV przekrój czynny reakcji (6a) początkowo rośnie od 50 mb (5 MeV) do 65 mb (20 MeV), po czym opada do 25 mb (100 MeV) i wreszcie znowu się podnosi do około 40 mb (130 MeV). Podobną, a może nawet bardziej jaskrawą zależność od energii wykazuje przekrój czynny reakcji (7a).

Obie te reakcje charakteryzuje też izotropia różniczkowego przekroju czynnego. Inna zależność od energii występuje dla reakcji (7b); przekrój czynny jest tu prawie stały przy zmianie energii. Reakcja z wymianą ładunku (6c): $K^- + p \rightarrow \theta^0 + n$ zachodzi z mniejszym przekrojem czynnym od rozpraszania elastycznego; jest on mniej więcej rzędu $0,2 \sigma_{el}$. Mało wiadomo o reakcji (6b); przekrój czynny tej reakcji jest jednak prawdopodobnie kilkakrotnie mniejszy od odpowiedniego przekroju dla reakcji (6a).

Duże znaczenie ma znajomość względnych częstości poszczególnych reakcji. Dane (dla reakcji w locie) są jeszcze bardzo niekompletne i niepewne. Dotyczą one głównie stosunku produkcji hiperonów Σ^- i Σ^+ . Dane z komór pęcherzykowych i z klisz są jednak do pewnego stopnia sprzeczne. O ile pierwsze z nich wskazują na szybki wzrost stosunku $\Sigma^- : \Sigma^+$ dla małych energii od 2 (dla $E_{kin} = 0$) do 7 (dla $E_{kin} \sim 10$ MeV), i następnie spadek do 1 (dla większych E_{kin}), o tyle drugie wcale tej szybkiej zmienności nie podtrzymują. Znacznie lepiej znane są względne częstości poszczególnych reakcji zachodzących w spoczynku. Okazuje się mianowicie, że

$$\Sigma^- : \Sigma^+ : \Sigma^0 : \Lambda^0 = 4 : 2 : 2 : 1/2.$$

3. Rozpraszanie mezonów K na nukleonach (badania teoretyczne)

Podobnie do doświadczalnych również i badania teoretyczne posunęły się bardziej naprzód w znajomości reakcji (5) niż (6) czy (7). Wprawdzie nie można powiedzieć, że osiągnięto już zupełną zgodność z wynikami doświadczalnymi, ale pewien postęp w tej dziedzinie nie ulega wątpliwości.

Wyniki teoretyczne prowadzą do przesunięć fazowych dla reakcji zachodzących w poszczególnych stanach izotopowych (są to stany $T = 0$ i $T = 1$). Analiza danych z doświadczenia przekrojów czynnych dokonana celem ustalenia wspomnianych przesunięć jest stosunkowo prosta i prowadzi do następujących (lub podobnych) wyników ($E_{kin} \cong 100$ MeV):

$$\begin{array}{lll} \delta_{10} \cong -25^\circ & (T = 1, S_{1/2}) & \delta_{00} \cong -13^\circ \quad (T = 0, S_{1/2}) \\ \delta_{11} \cong 0^\circ & (T = 1, P_{1/2}) & \delta_{01} \cong +18^\circ \quad (T = 0, P_{1/2}) \\ \delta_{13} \cong 0^\circ & (T = 1, P_{3/2}) & \delta_{03} \cong +15^\circ \quad (T = 0, P_{3/2}) \end{array}$$

Jak więc stąd widać, reakcja ta zachodzi głównie w stanie $T = 1$, w którym oddziaływanie ma charakter odpychający. W stanie $T = 0$ potencjał oddziaływania mezonów K^+ i nukleonów odpowiada przyciąganiu; wkład tego stanu do całości rozpraszania K^+N jest jednak stosunkowo niewielki. Powstaje pytanie, czy takie lub choćby tylko zbliżone zachowanie cząstek można uzyskać na drodze teoretycznej. Prób takich było kilka; nie można powiedzieć, aby zakończyły się one pełnym sukcesem.

Pierwsza praca na ten temat pochodzi z roku 1957 (Ceolin i Taffara [17]). Wykonali oni rachunek według metod teorii zaburzeń i to w jej najniższym przybliżeniu. Zakładali więc, że stała sprzężenia nie jest tu zbyt duża. (Należy od razu zwrócić uwagę na to, że reakcje (5) mogą przebiegać tak, iż w stanie pośrednim znajduje się bądź Λ bądź Σ . Odpowiada to temu, że stan początkowy przechodzi w stan końcowy bądź przez oddziaływania typu czwartego (1) bądź piątego (1). Wobec tego odpowiedni przekrój czynny zależy od kombinacji stałych sprzężenia F_1 i F_2 . Okazuje się mianowicie, że w stanie izotopowym $T = 1$ przekrój proporcjonalny jest do $\frac{1}{4\pi}(F_1^2 + F_2^2)$, zaś w stanie $T = 0$ do $\frac{1}{4\pi}(F_1^2 - 3F_2^2)$. (Fakt ten wypływa z formalizmu izotopowego i nie zależy od konkretnej metody obliczania przekroju czynnego). Założenia teorii zaburzeń nie pasują więc do faktycznego stanu rzeczy, wobec czego należało oczekiwać od otrzymanych przy jej pomocy wyników zgodności w najlepszym razie jakościowej.

Wyniki te jednak mają pewien sens ilościowy. Autorzy wspomnianej pracy rozważyli oba rodzaje sprzężeń (2), uzyskując lepszą zgodność z doświadczeniem dla sprzężenia pseudoskalarne. (Sprzężenie skalarne prowadzi do nieizotropowego rozkładu kąтового; przekrój czynny poza tym silnie maleje z energią). Dobrą zgodność ilościową uzyskali oni kładąc $F_1^2/4\pi \sim 2,7$, $F_2^2/4\pi \sim 0,9$. W ten sposób zostaje zarazem zniszczony mały eksperymentalnie przekrój czynny w stanie $T = 0$. Wówczas dla reakcji (5a) przekrój czynny jest prawie ściśle izotropowy i słabo malejący ze wzrostem energii. Oddziaływanie ma charakter odpychający, w zgodzie z faktami doświadczalnymi.

Po tym dość obiecującym wstępie nastąpiła nieudana praca Amati i Vitale [18], operująca modelem Lee z prostokątnym rozmyciem barionu. Mimo, iż autorzy dysponowali przez to jednym dowolnym parametrem („promieniem” rozmycia), nie uzyskali zadowalającej zgodności z doświadczeniem.

Wiadomo też o próbie Ceolina i Taffary [2] zastosowania do problemu rozpraszania K^+N metody Tamma — Dancoffa. Była ona w tym celu (w nieznanym bliżej sposób) spreparowana do przybliżenia, w którym barion spoczywa. Przy założeniu sprzężenia pseudoskalarnego uzyskuje się wyniki na pierwszy rzut oka zgodne z doświadczeniem: przekrój czynny rośnie z energią (może trochę zbyt szybko), δ_{10} jest duże ujemne, δ_{11} — małe ujemne, a δ_{13} dodatnie (z początku małe, potem szybko rosnące z energią). Autorzy przypuszczają, że jest to faza rezonansowa (podobnie w rozproszeniu $\pi - N$ rezonans występuje w stanie $P_{1/2}$).

Jednakże bliższe zaznajomienie się z wynikami tej pracy prowadzi do wniosku, że potrzebny wzrost przekroju czynnego z energią uzyskuje się tu wskutek zbyt szybkiego wzrostu rozpraszania w stanie $P_{1/2}$; to zaś oczywiście psuje izotropię różniczkowego przekroju czynnego. (Dla przykładu wystarczy wskazać, iż dla $E_{kin} = 200$ MeV $\delta_{10} \sim -28^\circ$, a $\delta_{13} \sim +22^\circ$, a więc oba przesunięcia fazowe są tego samego rzędu). W stanie izotopowym $T = 0$ autorzy uzyskują $\sigma = 0$ kładąc $F_1^2/4\pi \sim 3$, $F_2^2/4\pi \sim 4,2$.

Jak stąd widać, nie udało się dotychczas uzyskać zdecydowanej zgodności teorii z doświadczeniem. W tej sytuacji wysunięto hipotezę, że winę za to ponoszą założone podczas powyżej referowanych rachunków sprzężenia typu Yukawy. Zaproponowano wobec tego (Y a m a g u c h i [2]), że za rozpraszanie to w całości (lub raczej w przeważającej części) odpowiada sprzężenie (3). Przeprowadzone następnie przez Barshaya [14, 15] obliczenia wskazują, że przy stałej sprzężenia $\lambda^2/4\pi \sim 5$ uzyskuje się dobrą zgodność z doświadczeniem ($\sigma \sim 15$ mb, odpychanie i dobra izotropię; przekrój czynny rośnie wolno z energią).

Osobne zagadnienie stanowi uzyskanie dobrego przekroju czynnego na produkcję pionu. Wykonane obliczenia (Ceolin, Dallaporta, Taffara [19] nie dają dobrego wyniku zarówno dla sprzężeń typu (1) jak i typu (3). Okazuje się mianowicie, że teoretycznie uzyskany przekrój czynny na tę reakcję jest zdecydowanie (co najmniej o rząd wielkości) mniejszy od tego, który zdaje się wynikać z danych doświadczalnych. Należy przy tym podkreślić, że sprzężenie (3) prowadzi do wyników nieco mniej złych od sprzężenia (1).

Przechodząc teraz do omówienia teoretycznej strony problemu rozpraszania mezonów na nukleonach K^- trzeba podkreślić, iż dotychczasowe wyniki są tu znacznie uboższe niż w problemie rozpraszania $K^+ - N$. Prace Amati, Vitale [20] oraz Ceolina, Taffary [2] są zdecydowanie nieudane i prowadzą do fałszywych wyników. W tej sytuacji szczególne znaczenie ma możliwie najbardziej solidna fenomenologiczna analiza danych doświadczalnych. Analizę taką próbowali przeprowadzić Jackson, Ravenhall i Wyld [21] oraz Dalitz [1]. Punktem jej wyjścia są dane dotyczące przekrojów czynnych na rozpraszanie elastyczne (σ_{el}) oraz na absorpcję (z następującą emisją pionu i hiperonu) — σ_{ab} , które są rzędu 60 mb dla energii E_{kin} rzędu 18 MeV, dalej dane dotyczące wielkości przekroju czynnego na rozpraszanie z wymianą ładunku (σ_{cE}), który wynosi około $0,2 \sigma_{el}$, następnie dane dotyczące względnych częstości występowania $\Sigma^- : \Sigma^+ : \Sigma^0 : \Lambda^0 = 4 : 2 : 2 : 1/2$ (w spoczynku!), a wreszcie stwierdzona izotropowość reakcji.

W pierwszym kroku odczytuje się σ_{ab} w poszczególnych stanach izotopowych ($T = 0, 1$). W tym celu wyraża się przekroje czynne reakcji przejścia do stanów (Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , Λ^0) + π przez amplitudy stanów

Σ_π i Λ_π w stanach izotopowych $T = 0$ i $T = 1$. Mianowicie, jeśli M_T oznacza amplitudy stanów Σ_π w dwu wymienionych stanach, φ — ich względną fazę, a N — amplitudę stanu Λ_π (tylko w stanie $T = 1$), to

$$\sigma(\Sigma^-) \sim \frac{1}{6} M_0^2 + \frac{1}{4} M_1^2 + \frac{1}{\sqrt{6}} M_0 M_1 \cos \varphi$$

$$\sigma(\Sigma^+) \sim \frac{1}{6} M_0^2 + \frac{1}{4} M_1^2 - \frac{1}{\sqrt{6}} M_0 M_1 \cos \varphi$$

$$\sigma(\Sigma^0) \sim \frac{1}{6} M_0^2$$

$$\sigma(\Lambda) \sim \frac{1}{2} N^2.$$

Widać stąd, że

$$\frac{\sigma_{ab}(T=1)}{\sigma_{ab}(T=0)} = \frac{M_1^2 + N^2}{M_0^2} = \frac{\sigma(\Sigma^+) + \sigma(\Sigma^-) - 2\sigma(\Sigma^0) + \sigma(\Lambda)}{3\sigma(\Sigma^0)}.$$

Korzysta się teraz ze stosunków $\sigma(\Sigma^+) : \sigma(\Sigma^-) : \sigma(\Sigma^0) : \sigma(\Lambda)$ ekstrapolując je bez zmiany od znanych ich wartości dla $E_{kin} = 0$ do $E_{kin} \sim 18$ MeV. Otrzymuje się wówczas

$$\frac{\sigma_{ab}(T=1)}{\sigma_{ab}(T=0)} = \frac{5}{12} \sim 0,4.$$

Następnie korzysta się z definicji σ_{el} , σ_{cE} i σ_{ab} ($p = k\hbar$):

$$\sigma_{el} = \frac{\pi}{k^2} \left| \frac{1}{2} (1 - \exp(2i\delta_0)) + \frac{1}{2} (1 - \exp(2i\delta_1)) \right|^2$$

$$\sigma_{cE} = \frac{\pi}{k^2} \left| \frac{1}{2} (1 - \exp(2i\delta_0)) - \frac{1}{2} (1 - \exp(2i\delta_1)) \right|^2$$

$$\sigma_{ab} = \frac{1}{2} (\sigma_{ab}(0) + \sigma_{ab}(1)),$$

$$\sigma_{ab}(T) = \frac{\pi}{k^2} (1 - |\exp 2i\delta_T|^2).$$

δ_T są tu przesunięciami fazowymi w poszczególnych stanach; wobec występowania absorpcji są one oczywiście liczbami zespolonymi. Razem mamy więc tu do obliczenia 4 parametry rzeczywiste (zależne od energii) oraz cztery znane liczby σ_{el} , σ_{cE} , $\sigma_{ab}(0)$, $\sigma_{ab}(1)$.

W dalszym ciągu korzysta się z rozwinięcia funkcji $\delta_T(k)$. Jeśli reakcja zachodzi w stanie orbitalnym l , to można napisać w przybliżeniu

$$k^{2l+1} \operatorname{ctg} \delta_r^{(l)} \cong \frac{1}{A_r^{(l)}} + R_r^{(l)} k^2 + \dots$$

Jeśli (z założenia) mamy do czynienia (wyłącznie lub prawie wyłącznie) ze stanem S , to $l = 0$ i

$$k \operatorname{ctg} \delta_r \cong \frac{1}{A_r} + R_r k^2 + \dots$$

Ale, jak szacują Jackson, Ravenhall i Wyld, drugi wyraz w tym rozwinięciu nie odgrywa poważniejszej roli nawet aż do energii $E_{kin} \sim 100$ MeV — wobec tego pomija się go. Wówczas pozostają do obliczenia dwie stałe zespolone A_0 i A_1 , których wartości można obliczyć na podstawie znajomości wymienionych czterech przekrojów czynnych. Wyniki, które się otrzymuje, są dość interesujące. Na pierwszy plan wysuwa się wniosek, że jeśli potencjał oddziaływania ma charakter przyciągający (na co zdają się wskazywać dane doświadczalne), to jest on przyciągający w obu stanach izotopowych. (Zachodzi tu więc inna sytuacja niż w przypadku rozproszenia mezonów K^+). Korzystając z uzyskanych w powyższy sposób wyników dostaje się też niezłą zgodność z doświadczeniem dla zależności przekroju czynnego od energii. W zasadzie odtwarza się bowiem szybki (proporcjonalny do $1/k^2$) spadek przekroju czynnego ze wzrostem energii w obszarze od 20 do 100 MeV.

4. Wzory dyspersyjne dla rozpraszania $K - N$

Osobnym zagadnieniem jest problem stosowania do rozpraszania $K - N$ wzorów dyspersyjnych [22—29]. Jak wiadomo, wzory te wynikają z bardzo ogólnych założeń i opierają się (w swej strukturze matematycznej) na dość elementarnej fakcie, jakim jest wzór całkowy Cauchy'ego dla funkcji analitycznych. Wzór ten napisany dla amplitudy rozpraszania można przekształcić tak, by stanowił on jawnie związek pomiędzy jej częścią urojoną i rzeczywistą. Wielkości te zaś wiążą się z kolei z wielkościami mierzalnymi (całkowitym i różniczkowym przekrojem czynnym). Pozwala to (przy pewnych założeniach co do charakteru oddziaływania) na wyznaczenie na przykład stałej sprzężenia. Wzory dyspersyjne odniosły duży sukces w zastosowaniu do rozpraszania $\pi - N$, toteż próbowano je również zastosować do rozpraszania $K - N$. Nie wdając się w ich wyprowadzenie, napiszemy je od razu w gotowej postaci. Postać ta odnosi się do rozpraszania $K - p$ ku przodowi. Są to wzory (Dalitz [1]):

$$D_+(\omega) = p_\Lambda \frac{\chi(\Lambda)}{\omega_\Lambda + \omega} + p_\Sigma \frac{\chi(\Sigma)}{\omega_\Sigma + \omega} + \frac{1}{4\pi^2} \int_{m_K}^{\infty} k' d\omega' \left[\frac{\sigma_+(\omega')}{\omega' - \omega} + \frac{\sigma_-(\omega')}{\omega' + \omega} \right] + \frac{1}{\pi} \int_{\omega_{\Lambda\pi}}^{m_K} \frac{d\omega' A_-(\omega')}{\omega' + \omega} \quad (9)$$

oraz odpowiedni wzór dla $D_-(\omega)$, który można formalnie uzyskać z powyższego wzoru przez zmianę znaku przed ω . We wzorach tych D_\pm oznacza rzeczywistą część amplitudy na rozpraszanie mezonów K^\pm , A_- — urojoną część amplitudy na rozpraszanie mezonów K^- , σ_\pm — całkowite przekroje czynne na rozpraszanie K^\pm , ω — energią relatywistyczną układu $K-p$, $\omega_\alpha = (m_\alpha^2 - m_p^2 - m_K^2)/2m_p$, p_Λ (p_Σ) — parzystość układu ΛK (ΣK) względem nukleonu, zaś

$$\chi(\Lambda) = \frac{F_1^2}{4\pi} \frac{(m_\Lambda + m_p)^2 - m_K^2}{4m_p m_\Lambda} \quad \text{dla } p_\Lambda = +1,$$

$$\chi(\Lambda) = \frac{F_1^2}{4\pi} \frac{m_K^2 - (m_\Lambda - m_p)^2}{4m_p m_\Lambda} \quad \text{dla } p_\Lambda = -1.$$

Identyczne wzory mamy dla $\chi(\Sigma)$.

Pierwsze dwa wyrazy powyższych wzorów wiąże się z istnieniem stanów związanych jednocząstkowych układu K^-p (są to stany cząstek Λ i Σ), drugi wyraz wiąże się z fizycznym stanem rozproszeniowym, trzeci wreszcie odpowiada istnieniu kontinuum stanów dwu lub trzycząstkowych układu K^-p (są to stany $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi$, $\Lambda\pi\pi$) o niefizycznych (urojonych) pędach. Zaznaczyć należy, że w fizyce pionów wyraz ten w ogóle nie występował, gdyż nie występują tam odpowiednie niefizyczne stany. Jest on zaś najważniejszą przeszkodą, która w zasadniczy sposób (w obecnej chwili) uniemożliwia wysnucie ze wzorów dyspersyjnych bardziej określonych wniosków. Aby go obliczyć, czy choćby oszacować, trzeba znać amplitudę układu A_- w obszarze niefizycznych (ujemnych) energii kinetycznych. Kształt tej amplitudy oczywiście nie jest znany z doświadczenia i można tylko próbować znaleźć go teoretycznie. Próby te nie dały jednak do obecnej chwili nawet odpowiedzi na pytanie, jaki jest w zasadzie znak A_- w rozważanym obszarze i w związku z tym nie wiadomo, czy trzeci wyraz we wzorze (9) daje przyczynek ujemny czy dodatni. Następną trudność, tym razem jednak o charakterze nie tak bardzo zasadniczym, stanowi fakt, iż przekroje czynne σ_+ i σ_- znane są dotychczas w małym przedziale energii (szczególnie σ_-), podczas gdy faktycznie trzeba aby je znać aż do $\omega - \infty$. Nie ma też pewności, czy całki w druzgich wyrazach wzoru (9) są zbieżne.

Mimo tych trudności przy pewnej ekwilibrystyce wyciąga się z (9) pewne wnioski co do wartości stałych F_1 i F_2 . W tym celu za Mathewsem i Salamem [25, 26] odejmuje się oba wzory (9) od siebie i podstawia $\omega = m_K$, zakładając ponadto, iż $p_A = p_\Sigma = p$. Wówczas otrzymuje się wzór:

$$m_K [D_+(m_K) - D_-(m_K)] - \frac{m_K^2}{4\pi^2} \int_{m_K}^{\infty} \frac{d\omega'}{k'^2} (\sigma'_+ - \sigma'_-) - \frac{m_K^2}{\pi} \int_{\omega_{\Delta\pi}}^{m_K} \frac{d\omega'}{k'^2} A'_- =$$

$$= -2p \{ \chi(A) + \chi(\Sigma) \} =$$

$$\cong \begin{cases} + 2(F_1^2 + F_2^2)/4\pi & \text{— sprzężenie skalarne,} \\ - 2 \left(\frac{m_K}{2m_p} \right)^2 \frac{F_1^2 + F_2^2}{4\pi} & \text{— sprzężenie pseudoskalarne} \end{cases}$$

w którym primy oznaczają zależność od ω' . Następnie zakłada się, iż $\sigma_- < \sigma_+$ dla wszystkich w zasadzie energii oraz że całka w obszarze niefizycznym ma małą wartość. Wówczas można oszacować pozostałe wielkości i otrzymuje się następujące wyniki. Jeśli potencjał oddziaływania K^-p jest przyciągający, to możliwe jest tylko sprzężenie pseudoskalarne, przy czym $(F_1^2 + F_2^2)/4\pi \sim 5$. Jeśli natomiast potencjał ten jest odpychający, to dopuszczalne byłoby tylko sprzężenie skalarne, przy czym $(F_1^2 + F_2^2)/4\pi \sim 1,5$. (Bardziej prawdopodobna, jak wynika z danych eksperymentalnych, jest pierwsza możliwość). Należy tu jednak zauważyć, że oba założenia, przy jakich się uzyskuje powyższe wyniki, są bardzo niepewne. Drugie z nich dotyczące A_- jest niepewne niejako z natury, bo o wielkości tej (mimo prób szacowania) właściwie nic nie można powiedzieć. Pierwsze natomiast wydaje się nieco zbyt śmiałą ekstrapolacją, której wartość mógłby podważyć np. (dość prawdopodobny) fakt istnienia rezonansu przy rozpraszaniu K^+p (w stanie $T = 1, P_{3/2}$).

Modyfikację wzorów dyspersyjnych dla rozpraszania K^-p podał Igi [27, 28]. Relacja jego ma postać

$$\omega [D_+(\omega) - \frac{1}{2}(m_K + \omega)D_+(m_K) - \frac{1}{2}(m_K - \omega)D_-(m_K)] - \frac{1}{4\pi^2} \int_{m_K}^{\infty} \frac{d\omega'}{k'^2} \left(\frac{\sigma'_+}{\omega' - \omega} + \frac{\sigma'_-}{\omega' + \omega} \right) - \frac{1}{\pi} \int_{\omega_{\Delta\pi}}^{m_K} \frac{d\omega'}{K'^2(\omega' + \omega)} A_-(\omega') = -p \{ \chi(A) + \chi(\Sigma) \}. \quad (11)$$

Występująca tu całka w obszarze niefizycznym wchodzi do wzoru z małą wagą (duży mianownik!), zaś całka z σ_+ ma większe znaczenie od całki z σ_- . Jest to bardzo istotne ze względu na to, że lepiej znamy wartości σ_+ .

Zachowanie się całki z σ_+ odgrywa też u Igiego decydującą rolę. Analizując (11) dochodzi on do następujących wniosków. Jeśli σ_+ jest stałe (~ 15 mb) aż do $\omega \sim 4 m_K$ (co odpowiada energii kinetycznej ~ 500 MeV) i jeśli przy tym oddziaływanie K^-N jest przyciągające, to wyrażenie po lewej stronie (11) jest dodatnie, mezon K pseudoskalarny, zaś $(F_1^2 + F_2^2)/4\pi \sim 4$. Jeśli natomiast $\sigma_+ = \text{const}$, ale oddziaływanie K^-p jest odpychające, to lewa strona (11) jest ujemna, mezon K skalarny, $(F_1^2 + F_2^2)/4\pi \sim 0,8$. Wreszcie jeśli σ_+ rośnie szybko z energią (szczególnie — dla małych energii), to bez względu na charakter oddziaływania K^-p mezon K jest cząstką skalarną, a $(F_1^2 + F_2^2)/4\pi \sim 4$.

Trudno tu powiedzieć, do której z powyższych możliwości realna sytuacja bardziej się zbliża. Wydaje się jednak, że lepiej jest spełnione założenie stałości σ_+ (choć może nie w tak dużym przedziale energii). Wówczas uderzyć musi nieomal ilościowa zgodność wniosków Igiego i Matthews a - S a l a m a. Zgodność ta obejmuje też wnioski z pracy Ceolina - Taffary [17], przy czym odpowiednie stałe sprężenia (łącznie $(F_1^2 + F_2^2)/4\pi \sim 2$) są nieco mniejsze od tych stałych, które wynikają ze wzorów dyspersyjnych. Jest to wynik dość charakterystyczny, niewątpliwie związany z tym, że oddziaływanie K^+N ma w zasadzie charakter odpychający i wobec tego ewentualne wyższe przybliżenia perturbacyjne powodują zmniejszenie się przekroju czynnego, jaki się uzyskuje z najniższego wyrazu. Aby więc osiągnąć w najniższym przybliżeniu zgodność ilościową, należało wziąć stałą sprężenia efektywnie nieco mniejszą od prawdziwej stałej (co właśnie, jak się wydaje, nastąpiło u Ceolina i Taffary). Tak więc, choć wymienione tu prace z osobna są bardzo niepewne, to jednakże wszystkie razem składają się na pewien określony obraz o dość czytelnych konturach.

5. Rola mezonów K w oddziaływaniach między barionami

Duże znaczenie miałyby odpowiedź na pytanie, jaką rolę odgrywają mezony K w oddziaływaniach między barionami. Temat ten częściowo wychodzi poza ramy tego artykułu, ale jednak warto go na zakończenie poruszyć ze względu na wagę tego zagadnienia.

Mezony K, jako wiadomo, oddziałują z barionami według jednego z czterech ostatnich schematów (1). Można więc sobie wyobrazić, że przenoszą one oddziaływanie między barionami w ten sposób, że mezon K jest emitowany wirtualnie przez nukleon (który przy tym zmienia się, np. w hiperon Λ), po czym absorbowany jest przez hiperon Λ (który zmienia się przy tym w nukleon). Mezony K mogą też przenosić oddziaływanie między dwoma jednakowymi barionami, ale wówczas muszą one występować w większej ilości w stanie wirtualnym, co najmniej parami.

Konkurencyjną rolę w stosunku do mezonów K odgrywiają oczywiście piony. Na pierwszy rzut oka wydawać się może, iż np. oddziaływanie między cząstkami N i Λ przez mezony π nie może odgrywać tak dużej roli, jak oddziaływanie przez mezony K , gdyż zachodzi ono dopiero w wyższym rzędzie (przy większej ilości cząstek w stanach wirtualnych) wobec braku bezpośredniego sprzężenia $\Lambda\Lambda\pi$ lub $\Lambda N\pi$. Wówczas mezony K odgrywać by mogły główną rolę przy przenoszeniu oddziaływań hiperon-nukleon, a piony — przy przenoszeniu oddziaływań między nukleonowych. Czy tak jest rzeczywiście? Na to pytanie nie można jeszcze udzielić ostatecznej odpowiedzi, ale wydaje się, że tak nie jest. Prawdopodobnie bowiem decydującą rolę w przenoszeniu oddziaływań między barionami odgrywiają sprzężenia VS , związane z pionami, a sprzężenia MS dają stosunkowo niewielki przyczynek.

Zagadnienie to jest dość skomplikowane, ponieważ prawie wszystkie nasze wiadomości o oddziaływaniach hiperon-nukleon pochodzą z analizy danych dotyczących hiperfragmentów; analiza ta jest oczywiście trudna [29]. Natomiast bezpośrednich zderzeń hiperonowo-nukleonowych znamy dotąd jeszcze niewiele i wnioski, które można z ich badania wyciągnąć, są jeszcze bardzo niepewne.

Szczególną trudność przy badaniu hiperfragmentów sprawia odpowiedź na pytanie, jaką rolę przy wiązaniu hiperfragmentów odgrywiają siły między dwoma ciałami, a jaką — siły między trzema lub więcej ciałami. Nie można z całą pewnością tych ostatnich pominąć; fakt ten jednak bardzo utrudnia podejście teoretyczne. Dlatego też zwykle przy wyprowadzaniu potencjału oddziaływania hiperon-nukleon i przy porównywaniu wniosków, jakie stąd płyną, z danymi dotyczącymi hiperfragmentów, postępuje się tak, jakby przy ich wiązaniu główną rolę odgrywały siły między dwoma ciałami. Dotychczasowe próby obliczenia sił pochodzących od trzech ciał nie są w pełni udane [31, 32]. Natomiast jeśli się założy, że siły wiążące hiperfragmenty to siły w zasadzie między dwoma ciałami, można uzyskać konkretne wyniki, które tu warto pokrótce przedstawić.

W celu porównania roli sprzężeń VS i MS bierze się pod uwagę zarówno jedne jak i drugie [33—38]. Interesująco przedstawia się zbadanie z tego punktu widzenia oddziaływania między nukleonem a hiperonem Λ [34]. Rozważyć można a priori trzy możliwości; pierwsza z nich polega na założeniu, że oddziaływania ΛN przenoszą tylko mezony K , druga — że tylko mezony π , trzecia zaś — że pewną rolę odgrywiają i te i te mezony. Autorzy cytowanej pracy, Ferrari i Fonda, operują sprzężeniami $NN\pi$, $\Lambda\Sigma\pi$, $N\Lambda K$, $N\Sigma K$. Postępując zgodnie z metodą Brücknera-Watsona [39] budują potencjał oddziaływania ΛN aż do czwartego rzędu w stałej sprzężenia (poszczególne

wyrazy tego potencjału będą więc proporcjonalne do $F_1^2, F_1^2 G_1^2, F_1^4, G_1^2 G_3^2, G_1 F_1 G_3 F_2, G_3^2 F_2^2$.

Wyniki są następujące. Jeśli się założy, że oddziaływanie ΛN przenoszone jest wyłącznie przez mezony K, otrzymany potencjał prowadzi do jawnej sprzeczności z danymi, jakie się uzyskuje przy analizie hiperfragmentów i to niezależnie od wielkości stałej sprzężenia i parzystości mezonu K. Przy założeniu, że oddziaływanie ΛN przenoszone jest tylko przez mezony π , uzyskuje się niezłą zgodność z danymi doświadczalnymi, ale pod warunkiem, że parzystość względna hiperonów Λ i Σ jest zgodna.

Autorzy spróbowali też założyć, że w grę wchodzi zarówno mezony K, jak i mezony π . Wówczas okazuje się, że wkład sił związanych z wymianą mezonów K jest stosunkowo niewielki i nie przekracza 20%, jeśli parzystości Λ i Σ są zgodne, a jest duży i sięga 50% wówczas, gdy Λ i Σ mają parzystości przeciwne. Najlepszą i, powiedzmy, najbardziej naturalną zgodność uzyskuje się, rzecz charakterystyczna, jeśli się założy w duchu zasady powszechnej symetrii silnych oddziaływań, że Λ i Σ mają te same parzystości, mezon K jest cząstką pseudoskalarną, a $G_1 = G_3$. Wówczas $F_1^2/4\pi \sim 1$, a wkład od mezonów K do sił między nukleonem i hiperonem Λ nie przekracza 15%. Założenie przeciwnych parzystości hiperonów Λ i Σ prowadzi tu do nienaturalnych stałych sprzężenia $G_3 \cong F_1 \cong F_2 < 1$. Do podobnych wniosków można dojść rozważając oddziaływanie $N\Sigma$.

— — —

Jak widać z powyższego pobieżnego przeglądu, problem mezonów K znajduje się w centrum zagadnienia silnych oddziaływań. Nic też dziwnego, że tak wiele mu się poświęca uwagi. Wyniki, jakie do obecnej chwili osiągnięto, mogą się wydawać nikłe; przekonanie takie nie odpowiadałoby jednak prawdzie. Mimo niekiedy szacunkowych i mało ścisłych metod, jakie tu stosowano, wyniki te są ze sobą dość spójne. Można wysuwać już pewne sugestie co do wartości stałych sprzężenia MS . Istnieje też i znajduje, jak dotąd, swe potwierdzenie bardzo silna hipoteza powszechnej symetrii silnych oddziaływań. Może ona już niekiedy służyć jako przewodnik w niektórych problemach dotyczących tych oddziaływań. Dzięki niej do teorii zostaje wniesiona pewna myśl porządkująca. Dalszy postęp w dziedzinie silnych oddziaływań jest oczywiście uwarunkowany rozwojem badań eksperymentalnych; wśród nich zasadnicze znaczenie miałyby badania nad rozpraszaniem hiperonów na nukleonach. Sądząc z dotychczasowego tempa rozwoju badań, można się spodziewać uporządkowania problemu silnych oddziaływań w ciągu najbliższych lat.

Literatura

1. Reports 1958 Annual International Conference of High Energy Physics at CERN, Geneva.
2. Reports International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles, Padova-Venezia, 22—28 Settembre 1957.
3. Gell-Mann i Pais, Phys. Rev. **97**, 1387 (1955).
4. Lande i inni, Phys. Rev. **103**, 901 (1956).
5. Nakano i Nishijima, Prog. Theor. Phys. **10**, 581 (1953).
6. Nishijima, Prog. Theor. Phys. **12**, 107 (1954).
7. Gell-Mann, Phys. Rev. **92**, 833 (1953).
8. d'Espagnat i Prentki, Nucl. Phys. **1**, 33 (1956).
9. Schwinger, Phys. Rev. **104**, 1164 (1956).
10. Tiomno, N. Cimento **6**, 69 (1957).
11. Gell-Mann, Phys. Rev. **106**, 1296 (1957).
12. Schwinger, Ann. Phys. **2**, 407 (1957).
13. Pais, Phys. Rev. **110**, 574 (1958).
14. Barshay, Phys. Rev. **109**, 2160 (1958).
15. Barshay, Phys. Rev. **110**, 743 (1958).
16. Arnowitt i Teutsch, Phys. Rev. **105**, 285 (1957).
17. Ceolin i Taffara, N. Cimento **5**, 435 (1957).
18. Amati i Vitale, N. Cimento **5**, 1533 (1957).
19. Ceolin, Dallaporta i Taffara, N. Cimento (w druku).
20. Amati i Vitale, N. Cimento **6**, 261 (1957).
21. Jackson, Ravenhall i Wyld, N. Cimento **9**, 834 (1958).
22. Sakurai, Bull. Ann. Phys. Soc. **2**, 177 (1957).
23. Amati i Vitale, N. Cimento **6**, 1013 (1957).
24. Amati i Vitale, N. Cimento **7**, 190 (1958).
25. Matthews i Salam, Phys. Rev. **110**, 565 (1958).
26. Matthews i Salam, Phys. Rev. **110**, 569 (1958).
27. Igi, Prog. Theor. Phys. **3**, 238 (1957).
28. Igi, Prog. Theor. Phys. (w druku).
29. Goebel, Phys. Rev. **110**, 572 (1958).
30. Dalitz i Downs, Phys. Rev. **111**, 967 (1958).
31. Spitzer, Phys. Rev. **110**, 1190 (1958).
32. Weitzner, Phys. Rev. **110**, 593 (1958).
33. Ferrari i Fonda, N. Cimento **6**, 1027 (1957).
34. Ferrari i Fonda, N. Cimento **9**, 942 (1958).
35. Lichtenberg i Ross, Phys. Rev. **103**, 1131 (1956).
36. Lichtenberg i Ross, Phys. Rev. **109**, 2164 (1958).
37. Wentzel, Phys. Rev. **101**, 835 (1956).
38. Dallaporta i Ferrari, N. Cimento **5**, 111 (1957).
39. Brückner i Watson, Phys. Rev. **92**, 1023 (1953).

Andrzej Soltan

Uniwersytet Warszawski
Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Ernest O. Lawrence

28 sierpnia 1958 r. zmarł Ernest O. Lawrence, dyrektor Radiation Laboratory Uniwersytetu Kalifornijskiego. Był on jednym z tych wielkich fizyków eksperymentatorów, którzy wytyczyli nowe drogi nauce o jądrze atomowym. Gdyby ktoś chciał zwięźle scharakteryzować to, do czego Lawrence całe życie dążył i czego dokonał, mógłby powiedzieć, że dążeniem jego było badanie oddziaływań między cząstkami przy wielkich energiach zderzeń i że zbudował w tym celu urządzenia, które stały się prototypami większości akceleratorów cyklicznych i liniowych stosowanych w fizyce jądra atomowego. Spośród tych urządzeń oczywiście wysuwa się na pierwsze miejsce cyklotron, za którego zbudowanie Lawrence został odznaczony nagrodą Nobla.

Pierwsze próby akceleracji jonów do energii rzędu miliona elektronowoltów prowadził Lawrence przy użyciu obmyślnego i skonstruowanego przez siebie pewnego typu akceleratora liniowego.

Spotkałem się pierwszy raz z Lawrence'em w roku 1927 w Paryżu. Oprowadzałem go po laboratorium Maurycego de Broglie'a. Byliśmy wtedy młodymi fizykami i rok przedtem uzyskaliśmy doktoraty. Lawrence właśnie ukończył budowę swego akceleratora liniowego i długo o nim opowiadał. Rzadko która rozmowa tak wryła mi się w pamięć. Ale nie tylko dlatego, że nowa metoda akceleracji odkrywała szerokie perspektywy fizyce. Miałem bowiem okazję poznać człowieka naprawdę niezwykłego, posiadającego wyjątkową zdolność rzucania światła na trudne problemy eksperymentalne i rozwiązywania ich w sposób najprostszy i najefektywniejszy nawet przy użyciu środków prymitywnych. Nie trzeba sobie wyobrażać, że przez pierwsze lata pracy nad akceleratorami miał on dobre warunki i środki wystarczające. Pierwszy jego cyklotron był wykonany raczej przy pomocy pilnika i młotka niż tokarki i frezarki, jak mi to później opowiadał. A do jednego z następnych cyklotronów musiał użyć darowanego mu elektromagnesu przeznaczonego do innych celów i nie odebranego z fabryki przez kapryśnego odbiorcę.

Rzecz jasna, że te początkowe trudności ustąpiły wkrótce umożliwiając mu budowę największych i najbardziej złożonych aparatów, jakimi są synchronocyklotrony, synchrotrony i akceleratory liniowe protonowe.

Nie trzeba przypuszczać, że zainteresowania i wiedza L a w r e n c e'a ograniczały się tylko do zagadnień budowy aparatury. Był on bowiem również nauczycielem, który wychował całe pokolenie fizyków i utworzył wokół siebie w Berkeley ośrodek badawczy, jeden z najwydajniejszych w historii fizyki. Potrafił natchnąć swych współpracowników entuzjazmem, który był cechą dominującą jego charakteru. Zapytany kiedyś, czy nie uważa, że ośrodek badań fizycznych w dziedzinie najwyższych energii akceleratorowych przesuwają się stopniowo z jego kraju, a więc przede wszystkim z jego laboratorium, do krajów innych, odparł krótko: „*We shall not be second*”. Mimo zainteresowań eksperymentalnych L a w r e n c e dobrze opanował i rozumiał fizykę współczesną, nie raz dyskutował podstawowe jej problemy z teoretykami.

Spora część jego wysiłku poświęcona była wprost dobru ludzkości, że wymienię np. pionierskie prace nad stosowaniem atomów znaczonych i neutronów w biologii i medycynie.

Niektóre prace miały również na celu rozwiązanie problemów czysto technicznych, jak np. budowa aparatu do separacji izotopów uranu, nazwanego później Calutron i szereg innych.

Ernest L a w r e n c e był doktorem honorowym wielu uniwersytetów i członkiem honorowym licznych zrzeszeń naukowych, m.in. był on członkiem Akademii Nauk Związku Radzieckiego.

Jego przedwczesna śmierć stanowi wielką stratę dla fizyki. Jednak ośrodek, którym kierował, żyje i z pewnością dalej przyczyniać się będzie do rozwoju naszej wiedzy o jądrze atomowym. A poza tym setki cyklotronów i różnych ich odmian pracuje w laboratoriach całego świata: są one wielką spuścizną zostawioną ludzkości przez L a w r e n c e'a.

O „nadprzewodnikowym” stanie jądra atomu

Osiągnięte w ciągu ostatniego dziesięciolecia postępy w dziedzinie teorii struktury jądra atomowego pozwalają na jakościowe a niekiedy ilościowe wyjaśnienie szeregu własności jądra. Istotnymi etapami tego postępu były kolejno: 1) przyjęcie modelu cząstek niezależnych ze sprzężeniem $j-j$ [1, 2], 2) model wzbudzeń kolektywnych (rotacyjnych i oscylacyjnych) [3, 4] i wreszcie 3) model cząstek niezależnych w potencjale zdeformowanym [5, 6].

Na gruncie wymienionych powyżej modeli udało się zinterpretować większość własności stanów podstawowych i niskich poziomów wzbudzonych jąder. Już dość wcześnie jednak okazało się, że niezależnie od niewątpliwych sukcesów tych modeli istnieje szereg takich własności jąder, które nie dają się wyjaśnić na podstawie przytoczonych powyżej schematów modelowych. Należy przede wszystkim zwrócić uwagę na to, że problem stosunku wzbudzeń kolektywnych do równania Schrödingera dla zagadnienia wielu ciał pozostaje nadal problemem otwartym. Wobec braku prac w pełni rozstrzygających tę kwestię czynione były próby półklasycznego wyjaśnienia mechanizmu wzbudzeń kolektywnych. Polegały one na założeniu klasycznego ruchu kolektywnego (np. obrotu jądra lub oscylacji powierzchni jądrowej), wyliczeniu wynikającej stąd dodatkowej energii (przy założeniu modelu cząstek niezależnych) i wreszcie utożsamieniu tej energii z energią wzbudzeń kolektywnych. Model taki zaproponowany przez Inglisa [7] cytowany jest w literaturze naukowej pod nazwą „*cranking model*”. W odniesieniu do wzbudzeń rotacyjnych model ten prowadzi do jakościowo poprawnego widma energii.

Otrzymane jednak na tej drodze wartości momentów bezwładności są równe momentom bezwładności ciała sztywnego, przekraczają więc w przybliżeniu trzykrotnie wartości obserwowane. Ta niezgodność nasuwała podejrzenie [8], że przyczyną redukcji momentów bezwładności są odstępstwa od modelu cząstek niezależnych, wyrażające się w korelacjach nukleonów. W zakresie wzbudzeń oscylacyjnych sytuacja przedstawiała się jeszcze gorzej. Przyjęcie „*cranking model*” jako punktu wyjścia prowadziło do rezultatów obalających założenia wyjściowe [9, 10]. Ta podstawowa trudność również nasuwała przypuszczenie o wpływie korelacji nukleonów na mechanizm wzbudzeń oscylacyjnych [11]. Wpływ ten wyrażałby się przez „zmiękczenie” rdzenia wskutek obecności skorelowanych nukleonów zewnętrznych [12].

Również zjawiska związane z przejściem od jąder sferycznych do zdeformowanych nie dają się całkowicie wyjaśnić przy pomocy modelu kolektywnego. Przyjmując sprzężenie nie oddziaływających z sobą nukleonów z powierzchnią jądra dochodzimy do wniosku, że wszystkie jądra (poza magicznymi) winny być zdeformowane w stanie podstawowym. Tymczasem wiadomo, że wszystkie jądra różniące się od magicznych niewielką ilością nukleonów charakteryzują się sferycznym kształtem stabilnym. Natomiast przy większej ilości nukleonów zewnętrznych przejście od kształtu sferycznego do zdeformowanego następuje skokowo.

Również i w tym przypadku nasuwały się przypuszczenia [13] o istotnej roli korelacji nukleonów w tym zjawisku.

Najistotniejszym jednak czynnikiem zmuszającym do nowych poszukiwań, wychodzących poza ramy dotychczasowych wyobrażeń modelowych, było zaobserwowanie istotnych różnic w strukturze widm energetycznych jąder parzysto-parzystych i nieparzystych. Mianowicie przy zestawieniu schematów wzbudzonych poziomów cząstkowych okazało się, że energia pierwszego poziomu wzbudzonego jądra z nieparzystym nukleonem jest kilkakrotnie mniejsza od energii analogicznego poziomu w sąsiednich jądrach parzysto-parzystych. Warto podkreślić, że ten interesujący fakt doświadczalny nie tylko wykracza całkowicie poza ramy przytoczonych powyżej modeli, lecz także zmusza do rewizji pojęć dotyczących samych korelacji nukleonów. Jeśli mianowicie przyjąć, że nukleony zewnętrzne w jądrze parzysto-parzystym nie są wcale skorelowane, wówczas możliwe byłoby wzbudzenie jednej cząstki i energia pierwszego poziomu wzbudzonego powinna być tego rzędu co i w jądrze nieparzystym. Z drugiej strony jednak, jeśli wyobrazić sobie, że każde dwa nukleony w jądrze parzysto-parzystym tworzą trwałą parę, to można by oczekiwać istnienia wzbudzeń polegających na „podniesieniu” obydwu nukleonów danej pary z niższego jednocząstkowego poziomu wzbudzonego na następny. W tym przypadku energia pierwszego poziomu wzbudzonego winna być w przybliżeniu dwukrotnie większa od energii wzbudzeń jednocząstkowych, co nadal nie odpowiada rzeczywistości.

Sytuacja w jądrach parzysto-parzystych przypomina własności widm nadprzewodników, o których wiadomo, że charakteryzują się istnieniem wyraźnej przerwy energetycznej („energy gap”), oddzielającej stan podstawowy od reszty poziomów wzbudzonych. Ta charakterystyczna własność nadprzewodników wyjaśniona została na gruncie opublikowanej w 1957 roku teorii nadprzewodnictwa Bardeena, Coopera i Schrieffera [14, 15]. Dokładna analiza Bogolubowa [16] pokazała, że teoria ta, stanowiąca bardzo poważny postęp w dziedzinie fizyki ciała stałego, może być uważana za pewną modyfikację zwykłego podejścia perturbacyjnego. Polega ona na traktowaniu korelacji elektronów o przeciwnych kierunkach pędu i spinu jako szczególnie istotnych.

Analizując przytoczone tu fakty A. Bohr, B. Mottelson i D. Pines [17] sformułowali nową i — jak się później okazało — bardzo trafną hipotezę o analogii struktury jądra atomowego i nadprzewodnika. Posługując się formalizmem teorii nadprzewodnictwa [14—16], S. T. Bieliajew [18] zastosował koncepcję korelacji par cząstek do jądra, uzyskując jakościowe i częściowo ilościowe wyjaśnienie wszystkich omówionych powyżej faktów doświadczalnych.

Opierając się na pracy [18] (zobacz również [19]) przedstawimy poniżej najważniejsze założenia i wyniki wypływające z podstawowej koncepcji analogii pomiędzy jądrem a nadprzewodnikiem. Przechodząc do drugiej kwantyzacji możemy hamiltonian jądra napisać w następującej postaci:

$$H = \sum_m \varepsilon_m a_m^\dagger a_m - \frac{1}{2} \sum_{m m_1} \langle m_1 m_2 | G | m_2' m_1' \rangle a_{m_1}^\dagger \cdot a_{m_2}^\dagger \cdot a_{m_2'} a_{m_1'}. \quad (1)$$

Pierwszy wyraz w tym wzorze odpowiada energii cząstek niezależnych (np. w modelu Nilssona [5]) numerowanych liczbą kwantową m (rzutem momentu pędu na oś kwantyzacji). Drugi wyraz wzoru odpowiada interesującym nas korelacjom pomiędzy nukleonami. Standardowe reguły antykomutacji dla operatorów kreacji i anihilacji a_m^\dagger, a_m zapewniają automatycznie antysymetryzację funkcji falowej.

Posługując się teraz metodą transformacji kanonicznej Bogolubowa [16] przechodzimy do „nowych” operatorów kreacji i anihilacji:

$$a_m = u_m a_m - v_m a_{-m}^\dagger, \quad (2)$$

gdzie u_m , v_m są funkcjami rzeczywistymi wskaźnika m spełniającymi związki

$$u_m = u_{-m}, \quad v_m = v_{-m},$$

$$u_m^2 + v_m^2 = 1. \quad (3)$$

Dokonując transformacji (2) nad hamiltonianem (1) przechodzimy do nowego obrazu, w którym „nowe” operatory kreacji i anihilacji (a_m^\dagger , a_m) odpowiadają wzbudzeniom elementarnym. Te wzbudzenia uważać można za „nowe” cząstki. Nazwiemy je „quasicząstkami”. Współczynniki u_m , v_m transformacji (2) wyznaczyć można z warunku na minimum energii w stanie próżni quasicząstek. Jak się okazuje, jest to równoważne żądaniu, aby nowy hamiltonian zawierał człony opisujące ruch quasicząstek niezależnych plus wyrazy zawierające co najmniej 3 lub 4 operatory a_m (oddziaływanie quasicząstek). Te wyrazy odrzucimy. Pominięcie oddziaływania quasicząstek stanowi ograniczenie dotyczące natury korelacji nukleonów, o której dotychczas niczego nie zakładaliśmy.

Przeprowadzone rozumowanie ma prostą interpretację fizyczną. Przyjęcie quasicząstek scharakteryzowanych przez równanie (2) za niezależne odpowiada traktowaniu oddziaływań par nukleonów o przeciwnych znakach rzutu momentu pędu jako szczególnie ważnych. Istotnie, wzbudzenie elementarne kreowane przez operator a_m^\dagger zawiera mieszaninę stanów jednocząstkowych o liczbach magnetycznych $\pm m$. Reguły antykomutacji operatorów zapewniają antysymetrię stanu, wskazując więc na wymienny charakter skorelowanych w ten sposób „par” nukleonów. Transformacja (2) nie zachowuje niestety ilości nukleonów, tak że własności jądra opisywane przez powyższy schemat są raczej własnościami średnimi, dla kilku sąsiednich jąder. Przy większej ilości N nukleonów w powłoce zewnętrznej niepewność ilości nukleonów δN jest jednak nieznaczną.

Zastosowanie omówionych powyżej założeń doprowadziło do bardzo wielu słusznych wniosków. Przede wszystkim okazało się, że oprócz stanu normalnego (scharakteryzowanego przez morze Fermiego o ostrej granicy czyli zapełnione powłoki w przypadku jądra skończonego) istnieje inny stan odpowiadający rozmytej granicy morza Fermiego. Rozmycie to rozciąga się zresztą na niewielkiej szerokości w otoczeniu granicy morza (co odpowiada modyfikacji modelu cząstek niezależnych tylko w ostatniej, zewnętrznej powłoce jądrowej). Energia tego drugiego stanu (o rozmytej powierzchni Fermiego) jest niższa od energii stanu normalnego, jest to więc stan podstawowy. Widmo energetyczne jąder parzysto-parzystych można przedstawić prostym wzorem

$$\Delta E_m = \sqrt{A^2 + \varepsilon_m^2}, \quad (4)$$

w którym ε_m odpowiada energii sąsiedniego jądra nieparzystego (tzn. jednocząstkowemu widmu energii ostatniego nieparzystego nukleonu). Widać, że nawet przy $\varepsilon_m = 0$ istnieje niezerowa przerwa energetyczna oddzielająca stan podstawowy od reszty pozostałych stanów wzbudzonych. Ta charakterystyczna różnica własności widm jąder parzysto-parzystych i nieparzystych jest cechą specyficzną układów jądrowych, w których mogą być obserwowane wzbudzenia pojedynczych cząstek. Dla nadprzewodników, gdzie wzbudzenia pojedynczych elektronów nie mogą być —

rzecz jasna — obserwowane, doświadczenie daje nam zawsze widma typu (4), nigdy zaś nie daje widm jednocząstkowych typu $E = \varepsilon_m$.

Widzimy zatem, że analogia pomiędzy strukturą jądra a nadprzewodnikiem stanowi wyjaśnienie istnienia przerwy energetycznej w jądrach parzysto-parzystych. Okazało się jednak, że z omawianej analogii można wyciągnąć jeszcze dalsze wnioski. Istnieją mianowicie uzasadnione nadzieje [18], że na tej drodze da się usunąć i inne trudności modelu kolektywnego przytoczone na wstępie niniejszego artykułu. Przy deformowaniu jądra zmienia się mianowicie nie tylko energia rdzenia i nukleonów zewnętrznych, lecz także energia korelacji tych nukleonów. Na podstawie oszacowań ilościowych Bieliajew [18] doszedł do wniosku, że efekt ten jest odpowiedzialny za zachowanie sferycznego kształtu jąder w pobliżu zamkniętych powłok i skokowy charakter przejścia do jąder zdeformowanych. W dalszym ciągu Bieliajew pokazał, że stosując koncepcję „*cranking model*” z jednoczesnym uwzględnieniem korelacji par nukleonów, otrzymuje się rotacyjne momenty bezwładności jądra rzędu $1/3$ momentów bezwładności ciała sztywnego, a więc właśnie wielkości zbliżone do obserwowanych. Jeszcze bardziej interesujące rezultaty otrzymuje się dla przypadku wzbudzeń oscylacyjnych. Okazało się, mianowicie, po zastosowaniu koncepcji „*cranking model*”, że w tym przypadku możliwe są zasadniczo dwa typy wzbudzeń. Jeden z nich — to po prostu kwadrupolowe oscylacje powierzchni rdzenia jądra. Ten typ wzbudzenia doprowadził właśnie do podważenia podstaw koncepcji „*cranking model*”, nie może zatem służyć do wyjaśnienia istoty wzbudzeń oscylacyjnych. Obok tej alternatywy istnieje jednak i druga. Polega ona, mówiąc poglądowo, na drganiach struktury par skorelowanych nukleonów zewnętrznych. Drganiom tym towarzyszy zmiana tej części momentu kwadrupolowego, która pochodzi od nukleonów wewnętrznych. Oszacowane na tej podstawie oscylacyjne parametry inercyjne zgadzają się co do rzędu wielkości z obserwowanymi. Przedstawiony tu mechanizm zmienia całkowicie nasze dotychczasowe wyobrażenia o strukturze wzbudzeń oscylacyjnych.

Widzimy, że hipoteza istnienia w jądrze korelacji par nukleonów, oparta na analogii ze strukturą nadprzewodnika, tłumaczy z powodzeniem cały szereg zjawisk pozornie ze sobą nie związanych. W chwili obecnej są w toku dalsze badania nad pogłębieniem i rozszerzeniem tego problemu. Badania te prowadzone są między innymi w ośrodku kopenhaskim (A. Bohr, B. Mottelson i inni), jak i w grupie N. Bogolubowa w ZIBJ w Dubnie [20, 21]. Wydaje się, że odkrycie analogii pomiędzy strukturami jądra i nadprzewodnika stanowi poważny krok naprzód w zakresie naszej wiedzy o budowie jądra.

Zdzisław Szymański
Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Literatura

1. M. G. Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
2. O. Haxel, J. H. Jensen, H. E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
3. A. Bohr, Kgl. Danske Videnskab Mat-Fys. Medd **26**, 14 (1952).
4. A. Bohr, B. Mottelson *ibid.* **27**, 16 (1953).
5. S. G. Nilsson *ibid.* **29**, 16 (1955).
6. K. Gottfried, Phys. Rev. **103**, 1017 (1956).
7. D. R. Inglis, Phys. Rev. **96**, 1059 (1954).
8. A. Bohr, B. Mottelson, Kgl. Danske Videnskab. Mat-Fys. Medd. **30**, 1 (1955).

9. D. R. Inglis, Phys. Rev. **97**, 701 (1955).
10. J. A. Araujo, Nucl. Phys. **1**, 259 (1956).
11. S. Moszkowski, Phys. Rev. **103**, 1328 (1956).
12. F. Villars, Annual Rev. of Nucl. Sci **7**, 217 (1957).
13. B. L. Birbrair, ŽETF **33**, 1235 (1957).
- ✓ 14. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **106**, 162 (1957).
- ✓ 15. J. Bardeen, L. N. Cooper i J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957.)
- ✓ 16. N. N. Bogolubow, W. W. Tolmaczew, D. W. Szirkow, *Nowyj mietod w teorii swierchprowodimosti*, Moskwa 1958.
- ✓ 17. A. Bohr, B. Mottelson, D. Pines, Phys. Rev. **110**, 936 (1958).
- ✓ 18. S. T. Bieliajew — preprint.
19. B. Mottelson — *Wykłady z teorii struktury jądra w Szkole Letniej Fizyki Teoretycznej w Les Houches*, Kurs 1959. Wyd. Dunod — w druku.
20. W. G. Sołowiew — *Uśłowia swierchtielkuczestii jadiernoj materii* — preprint.
21. W. G. Sołowiew — *O swierchtielkuczem sostojanii atomnogo jądra* — preprint.

L. Landau i E. Lifszic — MECHANIKA KWANTOWA — Część I. Teoria Nierelatywistyczna, PWN, Warszawa 1958, str. 580, nakład 2.150 egz., cena zł. 60.

Ukazanie się w polskim przekładzie podręcznika mechaniki kwantowej, której współautorem jest tej miary fizyk co L. Landau, należy powitać z uznaniem. Podręcznik ten jest bardzo obszerny (580 str.) i zawiera nie tylko fundamenty mechaniki kwantowej, lecz także bardzo liczne zastosowania. Jeśli chodzi o podstawowe zagadnienia, to autorzy starają się unikać sformułowań apriorycznych, lecz — jak sami mówią w przedmowie — w miarę możliwości sformułować jasno fizyczną treść teorii i dopiero na tej podstawie budować aparat matematyczny. Cel ten udało im się w dużej mierze osiągnąć. Punktem wyjścia jest dla nich fizyczny fakt, że pojęcie toru elektronu jest bezprzedmiotowe i że oddziaływanie aparatu (tj. układu klasycznego) na obiekt kwantowy (elektron) jest nie do pominięcia. Po dyskusji procesu pomiaru przystępują do wykładu zasady superpozycji, wprowadzają operatory itd. Prymitywna teoria kwantów Bohra nie jest podana na wstępie, lecz wynika z ogólnej teorii jako przypadek quasi-klasyczny.

Przechodząc do zastosowań teorii warto podkreślić, że wszystkie tak liczne zastosowania zostały przedyskutowane in extenso bez konieczności odwoływania się do prac oryginalnych. Dlatego też, mimo obszerności materiału książka nie ma charakteru encyklopedycznego, lecz jest typowym podręcznikiem. Wśród zastosowań warto wymienić takie, które zwykle nie wchodzą do typowych podręczników mechaniki kwantowej, jak np. równanie Thomasa-Fermiego, kwadrupolowy moment atomu, szczegółowa dyskusja cząsteczki dwuatomowej i cząsteczek wieloatomowych oraz teoria symetrii, teoria grup i ich nieredukowalnych reprezentacji. Obszernie omówiona jest także teoria spinorów i ich rola w fizyce nierelatywistycznej. Wartość dydaktyczną książki podnoszą interesujące zadania podane na końcu rozdziałów.

Przekład jest poprawny.

Jerzy Rayski

Wręczenie dyplomu członka honorowego PTF prof. Rubinowiczowi

W obecności członków działającego i poprzedniego Zarządu Głównego odbyło się w dniu 12 stycznia 1959 wręczenie prof. dr. Wojciechowi Rubinowiczowi dyplomu członka honorowego Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Godność członka honorowego została nadana prof. Rubinowiczowi przez Walne Zgromadzenie PTF w dniu 7 listopada 1957 we Wrocławiu.

Po uroczystym wręczeniu dyplomu prof. Rubinowicz wraz z małżonką podejmowali Zarząd Główny kolację.

Nagroda Forda

Nagroda Forda za r. 1958 została przyznana George'owi C. de Hevesy, profesorowi Uniwersytetu Sztokholmskiego i Instytutu Fizyki Teoretycznej w Kopenhadze. Nagrodę stanowi złoty medal i 75.000 dolarów.

Spośród 111 zgłoszonych do Nagrody kandydatów, prof. Hevesy został wybrany jednomyślnie ze względu na „swoją zasadniczy wkład w pokojowe zastosowania energii atomowej przez odkrycie i opracowanie metody atomów znaczących w chemii, biologii i medycynie, w której zastosował naturalne i sztuczne izotopy promieniotwórcze i stałe”.

H. S. W. Massey odznaczony medalem Towarzystwa Królewskiego

Królowa Elżbieta II zatwierdziła propozycję Rady Towarzystwa Królewskiego, aby nadać H. S. W. Mas-

seyowi, profesorowi Uniwersytetu Londyńskiego, medal Towarzystwa Królewskiego w uznaniu jego zasług w dziedzinie badań doświadczalnych i teoretycznych zjawiska zderzeń w gazach.

Nagroda Fermiego

W grudniu ub. r. Amerykańska Komisja Energii Atomowej przyznała Nagrodę Fermiego dr. Eugene Wignerowi w uznaniu jego wkładu w teorię reaktorów jądrowych.

W r. 1939 Wigner wspólnie z Einsteinem i Szilardem zwrócili uwagę prezydenta Roosevelta na możliwości zastosowań militarnych zjawiska rozszczepienia uranu. W czasie wojny Wigner współpracował z Fermim przy budowie pierwszego reaktora, następnie zajmował się w Handford reaktorami produkującymi pluton, obliczył proporcje grafitu i uranu i strukturę reaktorów. Pracując nad reaktorem o moderacji grafitem przewidział, że neutrony wywoływać będą powstawanie dyslokacji w graficie. Wkrótce rozpoczęto liczne prace doświadczalne, które w pełni potwierdziły jego obliczenia.

Wigner jest trzecim laureatem Nagrody Fermiego — poprzednio otrzymali ją J. von Neumann i E. O. Lawrence.

Biblioteka dla Euratomu

Organizacja Euratom otrzymała od Stanów Zjednoczonych bibliotekę składającą się z 19.000 tomów, (przeważnie w postaci mikrofilmów), zawierających amerykańskie prace o pokojowych zastosowaniach energii jądrowej.

Reaktor i cyklotron w Chinach

W Instytucie Fizyki w Pekinie został niedawno uruchomiony reaktor i cyklotron, które Chiny otrzymały ze Związku Radzieckiego.

Komisja Badania Przestrzeni

Na ostatnim zgromadzeniu Międzynarodowej Rady Stowarzyszeń Naukowych została utworzona Komisja Badania Przestrzeni *Committee on Space Research — COSPAR*, której głównym zadaniem ma być ułatwianie wymiany informacji osiągniętych przy pomocy sztucznych satelitów.

Komisja zebrała się w dniach 14 i 15 listopada w Londynie i opracowała statut, który podlega zatwierdzeniu przez Międzynarodową Radę Stowarzyszeń Naukowych, oraz wybrała Komitet Wykonawczy w następującym składzie: Przewodniczący — prof. H. C. van de Hulst (Międzynarodowa Unia Astronomiczna), wiceprzewodniczący — prof. E. K. Fiedorow (Akademia Nauk ZSRR) i prof. W. Albert Noyes (Uniwersytet Rochester), członkowie — prof. Maurice Roy (Międzynarodowa Unia Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej) i prof. H. S. W. Massey (Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej).

Komitet Doradczy MAA

Rada Gubernatorów Międzynarodowej Agencji Atomowej powołała siedmioosobowy Komitet Doradczy w składzie: Prof. H. J. Bhabha (Indie), Sir John Cockcroft (Wielka Brytania), prof. W. S. Emilianow (ZSRR), prof. B. Goldschmidt (Francja), prof. B. Gross (Brazylia), prof. W. B. Lewis (Kanada) i prof. I. I. Rabi (USA).

Zadaniem Komitetu jest służenie sekretariatowi Agencji jako organ doradczy w sprawach naukowych i technicznych związanych z wykonaniem

programu prac Agencji. Członkowie Komitetu zostali powołani ze względu na swoje osobiste kwalifikacje i będą pełnić swoje funkcje za zgodą odpowiednich rządów. Na pierwszym zebraniu, które odbyło się w Nowym Yorku, Komitet rozpatrywał program prac Agencji.

Sir John Cockcroft w ZSRR

W listopadzie ub. r. Sir John Cockcroft na zaproszenie Akademii Nauk ZSRR odwiedził niektóre ośrodki badań jądrowych w ZSRR.

Królowa w Columbii

Królowa grecka Fryderyka wizytowała Uniwersytet Columbia i zwiedziła szczegółowo laboratoria jądrowe i cyklotron.

Magnetyczna struktura ferromagnetyków

Instytut Fizyki Syberyjskiego Oddziału Akademii Nauk ZSRR zorganizował w Krasnojarsku w dniach od 10 do 15 czerwca ub. r. konferencję na temat magnetycznej struktury ferromagnetyków. Udział w niej wzięło 100 fizyków reprezentujących ponad 20 wyższych uczelni i instytutów naukowych. Wygłoszono 30 referatów o badaniach domenowej struktury ferromagnetyków, efekcie Barkhausena, procesach nieodwracalnych związanych z domenową strukturą ferromagnetyków.

Duża liczba referatów dotyczyła bezpośrednich badań obszaru spontanicznego namagnesowania (domen) w kryształach ferromagnetycznych i dynamiki tych zjawisk w zależności od różnych parametrów (pole, naprężenia, temperatura). Przy badaniach struktury domenowej szeroko stosowana jest metoda figur proszkowych, między innymi stosuje się ją do pomiarów histerezy magnetycznej domen.

Grupa, kierowana przez G. W. Spisaka, prowadzi badania struktury domenowej ferromagnetyków metodami elektronowo-optycznymi. Przy pomocy wtórnej emisji elektronowej bada się zmiany temperaturowe struktury domenowej kobaltu w polu magnetycznym. Dyskutowano sprawę wizualizacji struktury domenowej metodą zwierciadła elektronowego. Grupa ta opracowała również nową metodę wykrywania niejednorodności magnetycznych przy pomocy trawienia (chemicznie aktywne jony roztworu, obdarzone stałym momentem magnetycznym, koncentrują się w miejscach o największej niejednorodności pola magnetycznego).

Ogólne zainteresowanie wzbudziły prace doświadczalne i teoretyczne w zakresie zjawiska Barkhausena, w szczególności badania zależności zjawiska Barkhausena od szybkości narastania pola magnetycznego.

Omawiano również wpływ ultradźwięków na właściwości magnetyczne ferromagnetyków przy różnych temperaturach, oraz podano interpretację wyników z punktu widzenia teorii struktury domenowej.

A. I. Sudowcewa i E. E. Semienienko referowali wpływ struktury domenowej na przewodnictwo elektryczne bardzo czystego żelaza w niskich temperaturach.

Na konferencji uderzała niewielka liczba referatów teoretycznych.

Luminescencja fosforów krystalicznych

VII konferencja luminescencyjna zorganizowana przez Instytut Fizyki Akademii Nauk ZSRR im. A. N. Lebediewa odbyła się w Moskwie w dniach od 26 czerwca do 3 lipca 1958. Wzięło w niej udział 350 osób ze Związku Radzieckiego oraz kilka osób z zagranicy. W tym roku konferencja była poświęcona luminescencji fosforów krystalicznych oraz jej zastoso-

waniom. Wygłoszono około 100 referatów.

Przeważająca liczba referatów dotyczyła luminescencji fosforów typu haloidków alkalicznych. W pracach F. D. Klementa, I. A. Parafianowicza, L. M. Szamowskiego, M. L. Kaca i C. B. Łuszczyka rozważana była kinetyka świecenia tych fosforów, zachodzące w nich procesy ekscytonowe i jonowe, sprawa rozmieszczenia centrów luminescencji.

Szereg osób referowało zagadnienia elektroluminescencji. Tak na przykład mechanizm elektroluminescencji omawiali E. Nadi (Węgry) i W. W. Antonow-Romanowski, przygotowanie luminoforów — F. M. Piekierman, a praktyczne zastosowania elektroluminoforów — I. N. Orłow.

Preparowanie monokryształów siarczków cynku omówił E. I. Panasiuk, a ich właściwości elektroluminescencyjne W. E. Opanowski i B. T. Fieduszyn.

Kinetykę luminescencji siarczku cynku omówili N. A. Tołstoj, Paulina Jaszczyn (Polska), M. W. Fok, K. S. K. Rebanie i F. I. Wiergunas.

Kilka referatów poświęcono świeceniu scyntylacyjnemu i katodoluminescencji.

Wiele prac dotyczyło nowych procesów syntezy i ulepszenia już znanych syntez luminoforów.

Dyskusja po referatach była bardzo żywa i wielokrotnie wskazująca na konieczność pogłębienia niektórych zagadnień, w szczególności w dziedzinie syntezy. Podkreślono również, że jeszcze nie wszystkie ważne klasy luminoforów stały się przedmiotem badań teoretycznych.

Letnia szkoła fizyki teoretycznej w Boulder

Uniwersytet Colorado przy współudziale National Bureau of Standards

zorganizował w ubiegłym roku letnią szkołę fizyki teoretycznej. Wykłady, trwające dziesięć tygodni, odbywały się w Boulder w Górach Skalistych. Szkoła skupiła około 50 słuchaczy, atmosfera panowała swobodna, czas wolny od zajęć urozmaicano wycieczkami w Góry Skaliste.

Wykładowcami byli:

prof. R. E. Peierls (Birmingham) — wybrane zagadnienia teorii jądra ze szczególnym uwzględnieniem zagadnienia wielu ciał,

prof. Gleb Wataghin (Turyn) — wielorodna produkcja mezonów i nie-lokalna teoria pola,

prof. Ryogo Kubo (Tokjo) — niektóre zagadnienia statystyczno-mechanicznej teorii procesów nieodwracalnych,

prof. Berthold Stech (Heidelberg) — cząstki dziwne i ich oddziaływania,

prof. Roy Glauber (Harvard) — teoria rozpraszania przy wysokich energiach,

prof. Roland H. Good Jr. (Iowa State College) — teoria cząstek o masie spoczynkowej zero,

prof. Fritz Rohrlch (Uniwersytet Iowa) — tworzenie par i bremsstrahlung w polu elektronu.

Skrypt z tych wykładów zostanie wkrótce opublikowany.

W bieżącym roku Uniwersytet Colorado pragnie również urządzić szkołę letnią, której głównym tematem ma być teoria pola i związki dyspersyjne. Został powołany komitet organizacyjny szkoły, w skład którego weszli: prof. E. U. Condon (Uniwersytet Washingtona, St. Louis), oraz prof. G. Gamow i prof. W. E. Brittin z Uniwersytetu Colorado.

Konferencja poświęcona promieniowaniu kosmicznemu

W dniach 24 i 25 września u. r. odbyła się w Uniwersytecie Durham

(Wielka Brytania) konferencja poświęcona promieniowaniu kosmicznemu. Wzięło w niej udział około 100 fizyków europejskich. Na tematykę składały się w zasadzie dwa zagadnienia: znaczenie pomiarów promieniowania kosmicznego dla geofizyki i kosmiki oraz fizyka jądrowa oddziaływań jednocząstkowych. Wygłoszono kilka obszerniejszych referatów przeglądowych oraz szereg krótkich sprawozdań z prac własnych.

Na pierwszym posiedzeniu omówiono oddziaływania o energii w zakresie od 1 do 100 GeV, uzyskiwane dla niższych energii przy pomocy akceleratorów, a dla wyższych w doświadczeniach z protonami pochodzenia kosmicznego. Wskazywano na niedostateczność istniejących teorii (np. Fermiego, Landaua) tworzenia mezonów. Interpretacja doświadczeń kosmicznych jest utrudniona ze względu na nieznaną prędkość pędów protonów pierwotnych, a często nawet ich kierunków padania.

W zakresie energii do 100.000 GeV większą informację uzyskuje się z badań tzw. „jetów” obserwowanych w emulsjach jądrowych naświetlanych w czasie lotów balonowych. Przy tak wysokich energiach występuje obfita produkcja cząstek cięższych niż mezon π .

Jedno z posiedzeń poświęcone było wielkim kaskadom i aspektom kosmologicznym tych badań.

Przedstawiono wyniki niektórych prac Międzynarodowego Roku Geofizycznego nad zmianami natężenia poszczególnych składowych promieniowania kosmicznego i ich związku z wybuchami na Słońcu.

Oddzielne posiedzenie zajęło omawianie zmian składowej μ w atmosferze ziemskiej i pod poziomem ziemi. W tej chwili pomiary podziemne są jedyną drogą zmierzenia strat energii mezonów μ o energii do 1000 GeV.

Przedstawiono również ostatnie prace teoretyczne i doświadczalne nad od-

działaniem poszczególnych szybkich mezonów z jądrami. Oddziaływanie to zachodzi poprzez strumień wirtualnych fotonów towarzyszących mezonowi μ . Istotne znaczenie tych prac polega na tym, że w gruncie rzeczy stanowią one badania oddziaływania fotonów o energiach o wiele przekraczających energie, jakie można uzyskać przy pomocy sztucznych źródeł.

Międzynarodowa Konferencja Akustyczna

W dniach od 26 maja do 4 czerwca odbywały się w Moskwie obrady międzynarodowej konferencji akustycznej, zorganizowanej przez Komitet Akustyki i Instytut Akustyki Akademii Nauk ZSRR przy współpracy Moskiewskiego Uniwersytetu Państwowego.

Na konferencję przybyło około 1000 specjalistów z różnych ośrodków ZSRR oraz liczni goście zagraniczni z Chin, Czechosłowacji, Danii, Niemieckiej Republiki Demokratycznej, Polski, Rumunii, Stanów Zjednoczonych i Węgier.

Przeważna część obrad toczyła się na posiedzeniach sekcyjnych. Wygłoszono około 180 referatów.

W sekcji rozchodzenia się dźwięku w ośrodkach niejednorodnych największe zainteresowanie wzbudziły prace A. S. Aleksiejewa i współpracowników o nowych metodach wyznaczenia natężenia pola.

W dziale akustyki nieliniowej prace dotyczyły przede wszystkim rozchodzenia się fal o amplitudzie stożkowej, a także zagadnień odtwarzania dźwięków. Wiele nowego wniosły tu badania W. Ingarda i C. Mollinga (USA) oraz N. A. Roja (ZSRR).

Dyfrakcja dźwięku znajduje liczne zastosowania w związku z badaniami drgań ciał sprężystych (akustyka i sejsmologia). Żywo dyskutowana była polska praca S. Kaliskiego o drganiach walców sprężystych.

W sekcji ultradźwięków główna uwaga skupiła się na relaksacyjnym

mechanizmie pochłaniania dźwięku w cieczach. Wymienić tu należy przede wszystkim prace R. Beyera (USA), B. B. Kudriawcewa i T. Litowicza (USA) i T. G. Michajłowa i W. F. Nozdriewa (ZSRR).

Wśród metod pomiarowych wyróżniły się dwie grupy zagadnień: metody pomiarów stałych fizycznych cieczy i ciał stałych (W. P. Głotow (ZSRR), W. I. Sołowiew (ZSRR) i Liu Jun-czun (Chiny)) i metody absolutnej kalibracji mikrofonów (I. Merchaut (CSR) i A. N. Rybin (ZSRR)).

Uwagę bardzo wielu specjalistów skupiły posiedzenia sekcji akustyki architektonicznej. Dyskutowano sprawy izolacji od dźwięków i od wibracji, regulację rewerberacji, właściwości absorpcyjne materiałów. W. W. Furdujew i G. A. Goldberg (ZSRR) wygłosili obszerny referat o nowych badaniach w dziedzinie akustyki budowlanej i architektonicznej.

Na zebraniach plenarnych wygłoszane były referaty poświęcone nowym osiągnięciom akustyki fizycznej i technicznej: badaniu fal powierzchniowych, aeroakustyce, przybliżonym metodom rozwiązywania problemów dyfrakcyjnych przy pomocy równań typu parabolicznego, zagadnieniom statystyki w akustyce, magnetoakustyce, rozchodzeniu się dźwięku w atmosferze, nieregularnościom pola dźwiękowego w pomieszczeniach, materiałem pochłaniającym.

Warszawskie Konwersatoria Analizy Widmowej

Podobnie jak w latach ubiegłych również w bieżącym roku akademickim odbywają się konwersatoria poświęcone zagadnieniom analizy widmowej, zorganizowane przez Zakład Fizykochemicznych Metod Analitycznych Instytutu Chemii Fizycznej PAN i Katedrę Chemii Nieorganicznej Uni-

wersytetu Warszawskiego. W pierwszym półroczu wygłoszono następujące referaty:

doc. dr T. Skaliński (Uniwersytet Warszawski) — *Metody orientacji optycznej i jej zastosowanie do badania poziomów energetycznych atomów,*

doc. W. Klimecki (Instytut Metalurgii Żelaza, Gliwice) — *Z dalszych prac nad spektrometrią bezpośrednią przy użyciu liczników Geigera-Müllera,*

inż. J. Fijałkowski (IBJ) — *Spektrograficzna analiza materiałów radioaktywnych,*

mgr J. Malinowski (IBJ) — *Oznaczanie berylu w brązach berylowych na drodze pośredniej metodą fotometrii płomieniowej,*

doc. dr W. Żuk (Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej) — *Zastosowanie spektrometrii masowej w chemii,*

doc. W. Klimecki — (Instytut Metalurgii Żelaza, Gliwice) — *Przyspieszona technika analiz spektrograficznych,*

mgr B. Strzyżewska (IBJ) — *Zagadnienie tła w analizie spektralnej,*

inż. S. Skalska i mgr H. Barańska (Instytut Chemii Ogólnej, Warszawa) — *Spektralne oznaczanie wanadu w popiołach elektrod i surowców węglowych metodą „copper spark”.*

Pugwash III

Po raz trzeci uczeni różnych narodów zebrali się, aby swobodnie, nieformalnie wymienić poglądy na aktualne zagadnienia rozwoju nauki i ogólnej sytuacji politycznej. Dwie poprzednie konferencje odbyły się w Pugwash, a ostatnia (14—21 września 1958) w Kitzbühel i Wiedniu. Na zaproszenie Komitetu Organizacyjnego pod przewodnictwem Lorda Russella przybyli: z Australii — M. L. E. Oliphant, z Austrii — H. Thirring, z Bułgarii — G. Nadjakow, z Czechosłowacji — V. Knapp, J. Kozes-

nik, z Danii — M. Pihl, z Francji — Ojciec D. Dubarle, B. Gregory, J. Guéron, z Holandii — B. R. A. Nijboer, z Indii — H. J. Bhabha, K. S. Krishnan, P. C. Mahalanobis, z Japonii — I. Ogawa, S. Tomonaga, Y. Miyake, S. Sakata, z Kanady — B. Chisholm, Sir R. Watson Watt, z Norwegii — G. Randers, z Polski L. Infeld, z Niemiec — M. Born, G. Burkhardt, H. Hönl, W. Kliefoth, H. Lenz, G. Rienäcker, ze Stanów Zjednoczonych — H. Brown, D. D. Cavers, C. Coryell, W. Davidson, B. Feld, G. Glass, M. Grodins, D. Hill, M. Kaplan, H. J. Muller, J. Orear, H. Pavlevsky, L. Pauling, E. Rabinowitsch, F. Seitz, W. Selove, L. Szilard, A. Weinberg, V. Weisskopf, E. Wigner, z Wielkiej Brytanii — Lord Boyd-Orr, Kathleen Lonsdale, C. F. Powell, M. H. L. Pryce, J. Rotblat, Lord Russell, Sir George Thomson, z ZSRR — N. N. Bogolubow, N. A. Dobrotin, E. K. Fiedorow, E. A. Korowin, A. M. Kuzin, W. P. Pawliczenko, D. W. Skobielcyn, A. W. Topczyjew, W. S. Wawilow, A. P. Winogradow, z Jugosławii — P. Savič.

Uczestnicy konferencji byli gośćmi Prezydenta Austrii.

Nowe wyposażenie uniwersytetów szwajcarskich

W ostatnim czasie uniwersytety szwajcarskie dokonały poważnych zakupów aparatury jądrowej. Między innymi Uniwersytet Genewski sprowadził ze Stanów Zjednoczonych reaktor badawczy o mocy 20 MW, Uniwersytet w Zurychu — akcelerator Van de Graaffa na energie do 6 MeV, a Uniwersytet w Neuchatel — akcelerator Van de Graaffa na energie do 3 MeV.

Argentyńskie obserwatorium kosmiczne

W Argentynie, w związku z pracami Międzynarodowego Roku Geofizycznego, otwarto wysokogórskie obserwatorium kosmiczne w miejscowości El Aguilar (prowincja Jujuy) na wysokości 4.000 m n.p.m. — średnie ciśnienie atmosferyczne wynosi tam 475 mm Hg. Laboratorium wyposażone jest między innymi w monitor neutronów. Pracami kieruje grupa kosmiczna Argentyńskiej Komisji Energii Atomowej, w skład której wchodzi: J. C. Anderson, J. M. Cardoso, A. A. Cicchini, H. S. Ghielmetti, J. R. Manzano i O. R. Santochi.

Łamacz lodów „Lenin”

Jak już podawaliśmy 5 grudnia 1957 został spuszczonej na wodę w dokach leningradzkich pierwszy nawodny okręt atomowy — łamacz lodów „Lenin”. Należy się spodziewać, że pierwszą swoją podróż będzie mógł „Lenin” odbyć już w bieżącym roku. Czasopismo *Discovery* z grudnia u. r. przynosi obszerny artykuł A. P. Aleksandrowa, I. I. Afrikantrowa, A. I. Branausa, G. Gładkowa, B. W. Gnesina, J. I. Meganowa i N. S. Kłopotkina o budowie tego okrętu.

„Lenin” wyposażony jest w trzy reaktory typu „pary przesyconej” (podobnie jak amerykański okręt podwodny „Nautilus”), paliwem jest wzbogacony uran. Zastosowanie kilku reaktorów zamiast jednego o większej mocy ma na celu zabezpieczenie się przed unieruchomieniem okrętu w przypadku awarii reaktora. W zasadzie okręt będzie napędzany przez dwa reaktory, trzeci będzie używany jedynie w najcięższych warunkach lodowych. Całe urządzenie zasilające, wraz z osłoną biologiczną, waży 3017 ton i daje moc 44.000 KM. Spodziewana prędkość maksymalna — 18 węzłów. Przewidziano specjalne urządzenia zapewniające, że całkowita ilość ciepła wytworzona w reakcji roz-

szczepienia jest usuwana przez chłodziwo, oraz urządzenia alarmowe w razie wzrostu natężenia promieniowania w pomieszczeniach okrętu. Osłona reaktorów i turbiny jest tak skonstruowana, aby w razie zatonięcia statku mogła wytrzymać ciśnienie wody aż do bardzo dużych głębokości.

Pierwszy amerykański eksportowy reaktor mocy

Amerykańska Komisja Energii Atomowej wydała pierwszą licencję eksportową dla reaktora mocy. Reaktor, przeznaczony dla belgijskiego centrum jądrowego w Mol, jest typu „przesyconej pary”, ma moc cieplną 43 MW, a moc elektryczną 11,5 MW, paliwem jest wzbogacony uran.

Reaktor w Trondheim

Politechnika w Trondheim ma wkrótce otrzymać reaktor badawczy. Będzie to już czwarty reaktor w Norwegii.

Amerykańskie wydanie „Czechoslovak Journal of Physics”

Prace ukazujące się w *Czechoslovak Journal of Physics* pisane są w językach rosyjskim, bądź francuskim, bądź angielskim, bądź niemieckim. Aby udostępnić czytelnikom anglosaskim wszystkie artykuły, Consultants Bureau przy Amerykańskim Instytucie Fizyki rozpoczęło wydawanie przekładów prac drukowanych w języku innym niż angielski. Amerykańskie wydanie *Czechoslovak Journal of Physics* ukazywać się będzie sześć razy do roku.

XVI Zjazd Fizyków Polskich

Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego uchwalił, że XVI Zjazd Fizyków Polskich odbędzie się w Toruniu w dniach od 11 do 14 wrześ-

nia 1959. Każdy uczestnik Zjazdu winien pokryć sam wszelkie koszty przejazdów, hoteli i utrzymania oraz wpłacić „składkę zjazdową”, której wysokość wynosi: dla samodzielnych pracowników nauki — 80 zł, dla pomocniczych pracowników nauki 50 zł.

Referaty z prac własnych będą wygłaszane na posiedzeniach sekcyjnych. Przewiduje się utworzenie następujących sekcji:

- 1) Sekcja Fizyki Jądrowej,
- 2) Sekcja Fizyki Teoretycznej,

- 3) Sekcja Optyki Wszystkich Długości Fal,
- 4) Sekcja Ciała Stałego
- 5) Sekcja Ferromagnetyzmu i Ferroelektryzmu,
- 6) Sekcja Ultradźwięków,
- 7) Sekcja Chemii Kwantowej,
- 8) Sekcja Fizyki Technicznej,
- 9) Sekcja referatów różnych,
- 10) Sekcja Pedagogiczna.

Każdy uczestnik Zjazdu będzie mógł wygłosić tylko jeden referat z prac własnych, przy czym na czas trwania komunikatu przewiduje się około 7 min.

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA

„POSTĘPY FIZYKI“ — Dwumiesięcznik

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

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch” Warszawa, ul. Srebrna 12, Konto PKO Nr. 1-6-100.020.
2. Urzędy pocztowe.
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 do nabycia w niżej podanych placówkach „Ruchu”, w księgarniach naukowych „Dom Książki”, we Wzorcowni ORWN PAN, oraz we Wzorcowni PWN.
Informacji w sprawie sprzedaży egzemplarzy z poprzednich lat udziela Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch”, Dział Handlowy, Warszawa, ul. Srebrna 12.

PLACÓWKI „RUCHU”

Warszawa, ul. Nowo-piękna 3
Warszawa, ul. Nowy Świat 72 Pałac
Staszica
Warszawa, ul. Wiejska 14
Białystok, Lipowa 1
Bielsko Biała, skl. nr 1, ul. Lenina 7
Bydgoszcz, ul. Armii Czerwonej 2
Bytom, sklep nr 39, Pl. Kościuszki
Chorzów, ul. Wolności 54
Ciechocinek, kiosk nr 4 „Pod Grzybkiem”
Częstochowa, II Aleja 26
Gdańsk, ul. Długa 33/34
Gdynia, ul. Świętojańska 9
Gliwice, ul. Zwycięstwa 47
Gniezno, ul. Mieczysława 31
Grudziądz, ul. Mickiewicza, sklep nr 5
Inowrocław, ul. Marchlewskiego 3
Jelenia Góra, ul. 1-go Maja 1
Kalisz, ul. Śródmiejska 3
Katowice Zach., ul. 3-go Maja 28
Kielce, ul. Sienkiewicza 22
Koszalin, ul. Zwycięstwa 38
Kraków, Rynek Główny 32
Krynica, Stary Dom Zdrojowy

Lublin, Krak. Przedmieście 72
Nowy Sącz, ul. Jagiellońska 10
Łódź, ul. Piotrkowska 200
Olsztyn, Pl. Wolności (kiosk)
Opole, Rynek — sklep nr. 76
Ostrów Wlkp., ul. Partyzancka 1
Płock, ul. Tumska, kiosk nr 270
Poznań, ul. Dzierżyńskiego 1
Poznań, ul. Głogowska 66
Poznań, ul. 27 Grudnia 4
Przemyśl, Pl. Konstytucji 9
Radom, ul. Moniuszki 5
Rzeszów, ul. Kościuszki 5
Sopot, ul. Monte Cassino 32
Sosnowiec, ul. 22 Lipca 30
Szczecin, Al. Piastów róg Jagiellońskiej
Toruń, Rynek Staromiejski 9
Wałbrzych, ul. Wysockiego obok
pl. Grunwaldzkiego
Włocławek, Pl. Wolności róg ul. 3 Maja
Wrocław, Pl. Kościuszki, kiosk nr 9
Zabrze, Pl. 24 Stycznia pkt nr 50
Zakopane, ul. Krupówki 51
Zielona Góra, ul. Świerczewskiego 38

KSIEGARNIE NAUKOWE „DOM KSIĄŻKI”

Warszawa, ul. Krak. Przedmieście 7
Kraków, ul. Podwale 6
Łódź, ul. Piotrkowska 102a
Poznań, ul. Armii Czerwonej 69
Wrocław, Rynek 60

Ośrodek Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN
Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (Wzorcownia)
Wzorcownia PWN, Warszawa, ul. Miodowa 10

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
 czy. koresp. PAN
Wiceprzewodniczący
Prof. dr LUDWIK NATANSON
 Sekretarz
Doc. WANDA HANUSOWA
 Skarbnik
Z-ca prof. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
 Członek Zarządu
Prof. dr JERZY RAYSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI
Głubczyce — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
Kraków — Doc. dr JERZY JANIŃSKI
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr EDMUND KARASKIEWICZ
Szczecin — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŃSKI
Toruń — Prof. dr JERZY RAYSKI
Warszawa — Prof. dr JÓZEF ROLIŃSKI
Wrocław — Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

T R E Ś Ć

J. Rayski — Lewoskrętne neutrino i uniwersalne sprzężenie Fermiego	127
W. Giriat — Zastosowania materiałów półprzewodnikowych o dużej ruchliwości nośników prądu	149
G. F. Chew — Nukleon i jego oddziaływanie z pionami, fotonami, nukleonami i antynukleonami	167
J. Steinberger — Produkcja cząstek dziwnych (dane doświadczalne)	197
B. T. Feld — Kilka uwag o łącznej produkcji Y-K przez mezony π i fotony w pobliżu progu reakcji	215
Dyskusja dotycząca referatów Steinbergera i Felda	217
G. Białkowski — Silne oddziaływania mezonów K	225
A. Sołtan — Ernest O. Lawrence	241
NOWOŚCI NAUKOWE	
O „nadprzewodnikowym” stanie jądra atomu (Z. Szymański)	243
RECENZJE	
L. Landau i F. Lifszyc — „Mechanika kwantowa” cz. I. Teoria Nie-relatywistyczna (J. Rayski)	249
KRONIKA	251