

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM X

ZESZYT 3

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)

Adres 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.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM X, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1959

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład 1410 + 130	Oddano do składania 8.IV.59
Ark. wyd. 8,75 Ark. druk 7,75	Podpisano do druku 1.VIII.59
Rotogr. III kl. 80 g. 70 × 100	Druk ukończono w sierpniu 1959
Cena zł 15,—	Zamówienie nr 608/59 W-26

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

Max Born
Bad Pyrmont

Eksperyment i teoria w fizyce*

Człowiek powinien uważać pracę swych rąk i swego umysłu za pożyteczną, ważną — i to jest naturalne. Dlatego nikt nie bierze za złe zapamiętałem eksperymentatorowi, że pyszni się swymi pomiarami i spogląda z wyżyn na „papierowo-atramentową” fizykę swego przyjaciela teoretyka. A tego znów rozpiera duma z racji jego podniosłych idei i wobec tego śmieje się z brudnych palców kolegi. W ostatnich latach jednak ten rodzaj przyjaznej rywalizacji zmienił się w coś znacznie poważniejszego. W Niemczech, szkoła skrajnych eksperymentatorów, kierowana przez *Lenarda i Starka*, zaszła tak daleko, że odrzuca w ogóle teorię jako inwencję Żydów i oświadcza, że doświadczenie jest jedyną „aryjską” metodą naukową. Istnieje także kierunek wprost przeciwny, który choć nie rasowy, nie jest mniej radykalny głosząc, jakoby umysłowi dobrze wyszkolonemu przez matematykę i epistemologię prawa natury objawiały się bez odwołania do doświadczenia. Dwaj wybitni astronomowie, *Milne i Eddington* wierni są tej filozofii, choć wydaje się, że prowadzi ich w kierunkach raczej różnych. Nie jest moim zamiarem analizowanie tu fascynujących teorii tych uczonych. Chciałbym jednak zwrócić uwagę na filozofię *Eddingtona*, która głosi triumf teorii nad eksperymentem.

Jestem fizykiem teoretykiem (żydowskiego pochodzenia) i można by oczekiwać, że będę entuzjastą tej filozofii. Ale nie jestem nim. Przeciwnie, uważam, że idee takie są znacznym niebezpieczeństwem dla zdrowego rozwoju wiedzy. I to przekonanie skłoniło mnie do przyjęcia propozycji, by mówić na ten trudny temat. W każdym razie nie chcę spierać się z *Eddingtonem* co do głębokich zasad filozoficznych, ani współzawodniczyć z nim w jego niedoścignionej sztuce dialektyki w polemice. Chciałbym wykazać po prostu wzajemną zależność między teorią i eksperymentem w rzeczywistym, historycznym rozwoju wiedzy i wydać sprawiedliwy sąd.

Ale nawet ten skromny program jest niełatwy, choćby dlatego, że czynny uczyony mało ma czasu na zajmowanie się historią nauki.

* Odczyt wygłoszony w Newcastle, w dniu 21 maja 1943 r. Tłumaczenie z pewnymi skrótami drukujemy za zgodą autora.

Znam bardzo mało, o wiele za mało literatury oryginalnej, większa część mej wiedzy pochodzi ze źródeł wtórnych, z wyborów tekstów, z podręczników, encyklopedii. Istnieją jednak dwa zachęcające punkty. Znam trochę klasycznych dzieł matematyki i fizyki; dość, by się upewnić o podłożu historycznym i osobistym, z jakiego wyrosły. A po drugie — jestem dość stary na to, by powiedzieć, że w ciągu mego własnego życia byłem świadkiem rozwoju fizyki nowoczesnej, która stanowi bardzo znaczną część całej fizyki. Wydaje mi się, że jest to dostateczny materiał do wydania opinii.

Sledząc historię nauki spostrzegamy jakby pewien rodzaj cyklu: okresy ekspansji doświadczalnej zmieniające się kolejno z okresami rozwoju teorii. Teorie wykazują tendencję do stawania się coraz bardziej abstrakcyjnymi i ogólnymi. Uwieńczone bywają zasadami, którymi początkowo filozofowie przeciwstawiają się, a później je przyjmują. Skoro tylko zasady te staną się częścią systemu filozoficznego, rozpoczyna się proces dogmatyzacji i skostnienia. Tę cechę można już zauważyć w najstarszych ilościowych naukach: matematyce i astronomii. Nie ma wątpliwości, że pierwsza nauka geometryczna, odkryta przez Sumerów, Babilończyków i Egipcjan, była czysto empiryczna. Grecy odkryli logiczną współzależność faktów geometrycznych i stworzyli pierwszą dedukcyjną naukę, która została sformułowana w pracach E u k l i d e s a. Jeśli jesteś młodym matematykiem, możesz oczywiście patrzeć na geometrię jako na produkt czystego rozumowania, przyjmując aksjomaty i postulaty jako definicje, a cały system jako interesującą grę. Ale z pewnością nie będzie to tym, czym w pojęciu Greków była geometria: oni wierzyli, że mają do czynienia z właściwościami realnych rzeczy. Fakt, że przypuszczenia ich teorii były potwierdzone przez doświadczenie we wszystkich przypadkach, prowadził do przekonania, że aksjomaty geometrii Euklidesowej zawierają ostateczną prawdę.

Euklidesowy system przeżył 2000 lat. Przeżył schyłek i upadek grecko-romańskiej cywilizacji i wszelkie późniejsze kataklizmy historii. Przeszedł przez wszystkie fazy mniej lub więcej świadomej dogmatyzacji. Nawet po brzasku współczesnego wieku nauki — z całą krytyczną rewizją tradycyjnych opinii — stosowalność twierdzeń Euklidesa nie była podana w wątpliwość, a przyjęta jej słuszność stała się przedmiotem spekulacji filozoficznych. K a n t przyjął, że posiadamy pewną bezpośrednią i dokładną wiedzę o niektórych rzeczach: przestrzeni, czasie, przypadkowości itp — i wyjaśnił to przypuszczeniem, że faktycznie nie mamy do czynienia z rzeczami samymi, lecz z formami intuicyjnymi tych rzeczy. Trzeba się zgodzić, że te formy myślenia są dane nam *a priori*, tzn. przed doświadczeniem. Głównym przykładem K a n t a na wiedzę *a priori* były twierdzenia geometrii.

Myśl, że możemy uzyskać wiedzę *a priori* ma korzenie w historycznym fakcie utrzymywania się greckiej geometrii, która została zastąpiona przez ogólniejszą teorię dopiero w naszych czasach.

Prawdziwą przyczyną długotrwałości geometrii greckiej jest dokładność, z jaką opisuje zachowanie się ciał w naszym ziemskim środowisku.

Pierwsze wątpliwości powstały nie ze względów empirycznych, lecz logicznych. Kilku matematyków stwierdziło, że jeden z Euklidesowych pewników, o liniach równoległych, jest mniej oczywisty niż inne, i zaczęto się zastanawiać, czy nie dałoby się go udowodnić na podstawie pozostałych. Wszystkie wysiłki, by to uczynić, okazały się próżne i w końcu podjęto próby (najpierw *G a u s s* — nieopublikowane, potem niezależnie *B o l y a i* i *Ł o b a c z e w s k i*) wykazania niezależności pewnika o równoległych przez stworzenie nowego systemu geometrii. Te konstrukcje nieeuklidesowej geometrii zakończyły się powodzeniem. *G a u s s* nawet robił pomiary, by stwierdzić, która geometria jest słuszna w świecie rzeczywistym. On i jego następca *R i e m a n n* jasno zdawali sobie sprawę z empirycznego charakteru geometrii. *R i e m a n n* stworzył matematyczne podstawy, w oparciu o które *E i n s t e i n* o w i udało się w naszych czasach zredukować geometrię do części fizyki, dzięki ogólnej teorii względności.

Historia astronomii stanowi paralelę do historii geometrii, z tą różnicą, że niektórzy greccy filozofowie mieli jasne wyobrażenie o kulistym kształcie Ziemi, o centralnej pozycji Słońca w systemie planetarnym i o rzeczywistych odległościach między częściami systemu, wyobrażenia, które przypadły, bądź też zostały zdławione w wiekach obskurantyzmu. Kościół zaakceptował grecką filozofię i wiedzę w formie danej mu przez *A r y s t o t e l e s a* i *P t o l e m e u s z a*. Patrząc na to historyczne zjawisko z naszego punktu widzenia, możemy powiedzieć, że stagnacja nauki w wiekach średnich była wynikiem przesadnego szacunku dla umysłu w stosunku do zjawisk materialnych, prowadząc raczej do uprzywilejowania teoretycznych spekulacji, niż eksperymentu.

Rzeczywiście, początek współczesnej nauki w okresie Odrodzenia zawarty był w nowej filozofii, która uważała systematyczny eksperyment za główne źródło wiedzy. Franciszek *B a c o n* był jej prorokiem, *G a l i l e u s z* i *N e w t o n* rzeczywistymi twórcami. Filozofia scholastyczna została już zaatakowana przez *D e s c a r t e s a* i innych filozofów, którzy używali głównie logicznych i metafizycznych argumentów. Teorie tych racjonalistów o wszechświecie wydają się nam nieprzekonywające, gdyż nie są oparte na dostatecznym sprawdzeniu w obserwacji, czy w eksperymencie. Główna różnica bowiem między naszymi czasami i średniowieczem tkwi w zaniechaniu tradycji i uznaniu doświadczenia za prawdziwe źródło wiedzy. Renesans oznaczał nie tylko odkrycie literatury greckiej, ale odzyskanie greckiego ducha sceptycznego i równocześnie konstruktywnego stanowiska greckiej filozofii.

Następnie uznano metodę rozumowania indukcyjnego — metodę, która prowadzi od pojedynczych obserwacji do ogólnych praw. Już sama metoda może być przedmiotem analizy filozoficznej; jasne jest, że zakłada ona nie tylko podstawową wiarę w istnienie praw naturalnych, ale także kryteria rozróżnienia stałych i przypadkowych regularności i inne zasady tego rodzaju. Ale nie mogą poświęcić więcej uwagi tym abstrakcyjnym kwestiom. Chcę tylko stwierdzić, że rewolucja, która zastąpiła scholastyizm nowoczesną nauką, zdezonizowała metodę dedukcyjną z jej dominującego stanowiska i ustawiła an właściwym miejscu. Zarówno Galileusz jak Newton byli absolutnie świadomi indukcyjnego charakteru nowej filozofii; teorie, które tworzyli za pomocą syntezy wyników doświadczalnych, służyły do sugerowania nowych doświadczeń i jeśli wyniki były korzystne, teoria uważana była za potwierdzoną. To jest właściwa metoda nauki, związek dedukcji i indukcji, o którym pisze się w niezliczonych podręcznikach. Ale to jeszcze nie wszystko. Galileusz i Newton obawiali się, by nie popaść w metafizyczne spekulacje (*hypotheses non fingo*). Ale wkrótce potem, gdy prawa mechaniki były powszechnie znane, znajdujemy próby wyprowadzenia ich z zasad, które przez swe sformułowanie sugerują jakies nieempiryczne pochodzenie.

Najbardziej udana z tych zasad jest zasada najmniejszego działania. Maupertuis doszedł do niej zapewne dzięki teologicznej idei; przypisywał Naturze działanie podobne istotom ludzkim, działanie w określonym celu, który Natura usiłuje osiągnąć przy możliwie najmniejszym nakładzie *działania*. Dlaczego wyrażenie matematyczne, które podał Maupertuis dla tego działania, miałyby być tak cenne dla przyrody, że starałaby się je aż tak oszczędzać — to trudne jest oczywiście do wytłumaczenia. Wiemy dzisiaj, że rzeczywiste ruchy nie odpowiadają minimum działania (za wyjątkiem krótkich przedziałów czasowych), lecz stanom stacjonarnym i uważamy zasadę najmniejszego działania wyłącznie za bardzo skuteczny środek do zamykania skomplikowanych różniczkowych równań w krótkim wyrażeniu.

Potęga tej zasady, w formie nadanej jej przez Hamiltona, widoczna jest w fakcie, że nie tylko klasyczna mechanika cząstek i ciał stałych, ale także teoria sprężystości, hydrodynamika, elektrodynamika i wszystkie współczesne teorie pola związane z elementarnymi cząstkami (elektron, proton, mezon) mogą być przy jej pomocy formułowane. Dla przykładu rozważmy elektrodynamikę. W tym celu założmy istnienie skalarnego potencjału Φ i potencjału wektorowego A i wprowadźmy w celu skrócenia wektory

$$E = - \text{grad } \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} \quad (1)$$

$$H = \text{rot } A.$$

Wtedy zasadę najmniejszego działania dla elektrodynamiki w próżni wyraża równanie

$$\delta \int \int \frac{1}{2} (E^2 - H^2) dv dt = 0, \quad (2)$$

gdzie dv jest elementem objętości, całkowanie rozciąga się na całą przestrzeń i czas, a symbol δ oznacza nieskończenie małą wariację potencjałów. W rezultacie otrzymujemy równania Maxwella dla próżni

$$\begin{aligned} \text{rot } H &= \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \\ \text{rot } E &= -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \end{aligned} \quad (3)$$

zakładając, że E i H są interpretowane jako wektory elektrycznego i magnetycznego pola.

Zasada wariacyjna ma coś przekonywającego w sposobie, w jaki kondensuje dużą domenę zjawisk w jednym krótkim wyrażeniu, i ta zaleta jest tym bardziej godna podziwu, gdy spoglądamy na nią okiem matematyka, który uczył się zasady względności i wie, że E i H tworzą razem tzw. sześciowektor, posiadający określone właściwości transformacyjne przy zmianie układu współrzędnych, tj. przy przekształceniach Lorentza przestrzeni i czasu. Ponieważ istnieją tylko 2 niezmienniki $E^2 - H^2$ i $(E \cdot H)^2$, a działanie elektrodynamiczne powinno być niezmiennicze, to może być ono tylko ich funkcją; gdy dodać do tego postulat, że wynikające równania powinny być liniowe, wtedy działanie będzie funkcją kwadratową i dochodzimy wprost do wyrażenia podanego wyżej. Wydaje się ono prostym wnioskiem z pierwszych zasad. Jeśli te zasady są znane i posiadamy przenikliwy umysł naszego matematyka, to równania Maxwella wydają się rezultatem czystego myślenia, a ciężka praca eksperymentatorów przestarzała i niepotrzebna.

Chyba nie muszę wyjaśniać błędności takiego stanowiska. Tkwi ona w tym, że żadne z pojęć używanych przez matematyków, takich jak: potencjał, potencjał wektorowy, wektory, pola, transformacje Lorentza, nie łączyjąc i samej zasady działania — nie jest oczywiste czy dane *a priori*. Nawet gdyby jakiś niezwykle uzdolniony matematyk skonstruował je tak, żeby opisać właściwości *możliwego* świata, ani on, ani nikt inny nie miałby najmniejszego pojęcia, jak zastosować je do *rzeczywistego* świata. Zagadnieniem fizyki jest ustalenie, jak rzeczywiste zjawiska, obserwowane za pomocą naszych zmysłów wspomaganych przez przyrządy, mogą być sprowadzone do prostych pojęć, nadających się do dokładnych pomiarów i użytecznych do sformułowania praw ilościowych. Długa była droga od pierwszej obserwacji prostego elektrycznego zjawiska, jak przyciąganie małych cza-

Wtedy zasadę najmniejszego działania dla elektrodynamiki w próżni wy-
 raza równanie

$$\delta \int \frac{1}{2} (E^2 - H^2) dv dt = 0, \quad (2)$$

gdzie dv jest elementem objętości, całkowanie rozciąga się na całą przestrzeń
 i czas, a symbol δ oznacza nieskończone małą wariację potencjałów. W re-
 zultacie otrzymujemy równania Maxwella dla próżni!

$$\text{rot } H = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t},$$

(3)

$$\text{rot } E = - \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t},$$

zakładając, że E i H są interpretowane jako wektory elektrycznego i magne-
 tycznego pola.

Zasada wariacyjna ma coś przekonywającego w sposobie, w jaki kon-
 densuje dużą domenę zjawisk w jednym krótkim wyrażeniu, i ta zaleta jest
 tym bardziej godna podziwu, gdy spoglądamy na nią okiem matematyka,
 który uczył się zasady wzgledności i wie, że E i H tworzą razem tzw. sześci-
 -wektor, posiadający określone właściwości transformacyjne przy zmianie
 układu współrzędnych, tj. przy przekształceniach Lorentza przestrzeni
 i czasu. Pomieważ istnieje tylko 2 niezmienniki $E^2 - H^2$ i $(E \cdot H)^2$, a działa-
 nie elektrodynamiczne powinno być niezmiennicze, to może być ono tyl-
 ko ich funkcją; gdy dodać do tego postulat, że wynikiąca równania powinny
 być liniowe, wtedy działanie będzie funkcją kwadratową i dochodźmy
 wprost do wyrażenia podanego wyżej. Wydaje się ono prostym wnioskiem
 z pierwszych zasad. Jeśli te zasady są znane i posiadamy przenikliwy umysł
 naszego matematyka, to równania Maxwella wydają się rezultatem czyste-
 go myślenia, a ciężka praca eksperymentatorów przestaje i niepotrzebna.
 Chyba nie muszę wyjaśniać błędności takiego stanowiska. Tkwí ona
 w tym, że zadane z pojęć używanych przez matematyków, takich jak: poten-
 cjał, potencjał wektorowy, wektor, pola, transformacje Lorentza, nie wy-
 łączając i samej zasady działania — nie jest oczywiste czy dane *a priori*.
 Nawet gdyby jakiś niezwykle udolniony matematyk skonstruował je tak,
 żeby opisać właściwości *możliwego* świata, ani on, ani nikt inny nie miałby
 najmniejszego pojęcia, jak zastosować je do *rzeczywistego* świata. Zagad-
 nieniem fizyki jest ustalenie, jak rzeczywiste zjawiska, obserwowane za po-
 mocą naszych zmysłów wspomnianych przez przyrządy, mogą być sprawa-
 dzone do prostych pojęć, nadejących się do dokładnych pomiarów i użytecz-
 nych do sformułowania praw ilościowych. Druga była droga od pierwszej
 obserwacji prostego elektrycznego zjawiska, jak przyciąganie matych cza-

stek, lub obserwacji małych iskier, do koncepcji pola elektrycznego i potencjału, jeszcze dłuższa droga do wyjaśnienia ich związku z odpowiednimi siłami magnetycznymi i do systemu maxwellowskich równań łączących je. Gdy byłem studentem, czterdzieści lat temu, pojęcie pola w próżni było niezmiernie dziwne dla nas, z trudem je sobie przyswajaliśmy. Od tego punktu do pełnego rozwoju względności z jej formalnym aparatem transformacji Lorentza, ich niezmiennikami, współzmiennymi wektorami i tensorami — to znów długa i uciążliwa droga. Wymuszano na nas relatywizację czasu: prace Einsteina przyszły później aniżeli doświadczenia Michelsona i Morleya, a nawet sam Lorentz wahał się przed zarzuceniem absolutnego eteru stacjonarnego i przyjęciem równoważności różnych czasów wynikających z jego przekształceń.

Porządek wypadków historycznych ukazuje jasno prawdziwą pozycję zasady wariacyjnej: stoi na końcu długiego łańcucha rozumowań jako zadawalająca i piękna kondensacja wyników. Zasada wariacyjna mogła być nawet pomóc w znalezieniu wyników (choć wątpię w to w przypadku elektrodynamiki). Ale ma jednak niewiele wspólnego z powstawaniem podstawowych nowych pojęć, które są charakterystyczną cechą elektrodynamiki. Rewolucyjną koncepcją, która odróżnia elektrodynamikę od klasycznej mechaniki, jest pojęcie pola. Można zobaczyć w pracach Faradaya, jak się ono pojawiło z obserwacji dielektrycznych, paramagnetycznych i diamagnetycznych własności; ale trzeba było matematyki Maxwella, by je sformułować. A jednak nie była to czysta i zwykła matematyka, ale zadziwiający akt odgadnięcia. Znane w owym czasie fakty nie doprowadziłyby do zupełnego układu równań (3) dla próżni, lecz w miejsce pierwszego z nich do równania

$$\text{rot } H = 0.$$

Decydującym krokiem Maxwella było dodanie brakującego członu $\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$ bez właściwego empirycznego umotywowania, przy czym kierował się wpraw mechanicznymi modelami eteru, a następnie racjami matematycznej doskonałości i piękna, czy jakkolwiek inaczej zechcielibyśmy opisać to dzieło geniuszu. Ten właśnie człon prowadzi do przewidzenia istnienia fal o skończonej prędkości i do elektromagnetycznej teorii światła, do telegrafu i wszystkich nowoczesnych urządzeń radiowych.

Jest to rzeczywiście nadzwyczajny przykład możliwości, które stoją przed fizykiem teoretykiem: może śledzić niedoskonałości teorii i starać się je poprawić, co można nazwać „zgadywaniem matematycznym”. Jeśli mu się uda, jeśli ta zmodyfikowana teoria przepowiada zjawiska potwierdzone przez nowe doświadczenie, możemy to nazwać „syntetycznym przewidywaniem”. Ten rodzaj przewidywania jest rzadszy, ale robi silniejsze wrażenie.

nie — przynajmniej tak mi się wydaje — i na ogół ważniejszy jest niż normalny, analityczny typ przewidywania naukowego, oparty na dobrze ugruntowanej teorii. Przykładów na ten ostatni rodzaj jest tak wiele, że trudno o bardziej charakterystyczny. Wydarzają się one codziennie fizykwowi, inżynierowi, który rysuje aparat i oczekuje, że będzie pracował zgodnie z planem. Gdy wchodzisz do pokoju i widzisz głowę i ciało człowieka za stołem, jesteś pewny, że ma on nogi, choć ich nie widzisz, i nie dziwisz się, gdy okazuje się, że twoje przewidywania były słuszne (co prawda, możesz się mylić, bo człowiek może być kaleką). Dokładnie tak samo dzieje się w zwykłej metodzie rozważania naukowego, z tą jedynie różnicą, że kształty nie obserwowane, a spodziewane, są mniej oczywiste niż ciało ludzkie i muszą być wydedukowane na podstawie pewnego rachunku.

Z drugiej strony to, co nazywamy przewidywaniem syntetycznym, można zilustrować na przykładzie odwrotnej strony księżyca, która jest niewidoczna jak nogi człowieka za stołem.

Załóżmy, że w chwili odkrycia kulistego kształtu widocznej części księżyca istniała szkoła filozofów, która stała na stanowisku, że należy zawsze zrobić najprostsze założenie i że płaszczyzna jest najprostszą powierzchnią. Wówczas astronomowie oświadczyliby, że księżyc jest półkulą, co pozostawałoby w doskonałej zgodzie z istniejącymi wówczas obserwacjami. Jednakże pod wpływem innych doświadczeń pojęcie prostoty ulega zmianie. Pewnego dnia człowiek stwierdził, że okrągły brzeg zetknięcia kuli i płaszczyzny niezgodny jest z pojęciem prostoty i że całkowita kula jest doskonałą powierzchnią. Nie będę tu relacjonował tych burzliwych i gwałtownych dyskusji na temat filozoficznego pojęcia doskonałości i prostoty, które miały miejsce i doprowadziły za czasów Rządu Powierzchniowego — do osądzenia modernistów przez inkwizycję i spalenia ich na stosie. Ale po pewnym czasie nowe obserwacje odkryły istnienie małych oscylacji księżyca, które czynią niewielkie części niewidocznej strony widocznymi i wykazują nieobecność brzegu, ciągłość powierzchni. Teraz nowa teoria została ogólnie przyjęta, a autor uczczony jako męczennik prawdy; a kiedy zwolennicy półkuli zostali obaleni przez radykalnych zwolenników kuli, niebezpieczeństwem stało się zaprzeczenie, jakoby księżyc nie był doskonałą kulą — choć dotąd nikt jeszcze nie widział bardziej środkowych części odwrotnej strony.

Dodanie nowego członu do równań przez Maxwella jest właśnie takim wyrównaniem kształtu, ale ten kształt jest tu matematyczną strukturą daleko bardziej wyrafinowaną niż kształt kuli.

Pozwólcie mi rozszerzyć nieco tę koncepcję. To, co ja rozumiem pod pojęciem *kształtu*, współcześni psychologowie (von Ehrenfels, Köhler, Wertheimer i inni) wprowadzili pod niemieckim terminem „*Gestalt*”

w celu opisania podstawowych procesów związanych z percepcją wrażeń zmysłowych. Z doświadczenia wynika, że równoczesne wrażenia zmysłowe nie są niezależne od siebie, jak mozaika, lecz tworzą psychiczną jednostkę o określonym *kształcie*. Nie widzimy kolorowych plamek i nie komponujemy ich w jakimś wtórnym procesie, lecz widzimy człowieka za stołem. Dobrym przykładem pojęcia *kształtu* jest melodia, słyszymy ją wespół z innymi współbrzmiącymi tonami, ale jest oczywiście czymś więcej niż te składowe tony. Wielką przyjemność sprawia mi myśl, że na pytanie: „*Co to jest rzeczywistość opisana prawami fizyki teoretycznej?*” można odpowiedzieć stosując tę samą koncepcję z dodatkową uwagą, że *kształty* rzeczy fizycznych są niezmiennikami równań. Mają one ten sam rodzaj rzeczywistości — to jest: obiektywną rzeczywistość w świecie zewnętrznym, podobnie jak każda postać znanych nam przedmiotów, np. ciała ludzkiego. I nie widzę bynajmniej, żeby przewidywanie analityczne w nauce różniło się znacznie od codziennej procedury, bez której nie moglibyśmy żyć, a w myśl której oczekujemy, że *kształt* rozpoznany za pomocą paru kryteriów jest całkowity i posiada wszelkie własności charakterystyczne dla niego. Przewidywanie syntetyczne jednakże oparte jest na stwierdzeniu hipotetycznym, że realna postać częściowo znanego zjawiska różni się od tego, czym się na pozór wydaje. Jeśli zostanie potwierdzona przez eksperyment i rozszerza naszą wiedzę, jest prawidłową metodą, mimo że hipotetyczną. Ale wyniki przewidywania syntetycznego zależą w dużej mierze od intuicji i nie sposób się tego nauczyć.

Myślę, że to rozróżnienie jest celowe, by ocenić wartość naukowych odkryć. Pozwolę sobie zilustrować to kilkoma przykładami.

Jednym z najbardziej sławnych wydarzeń jest odkrycie planety Neptuna przez Galla zgodnie z teoretycznymi przewidywaniami A d a m s a i niezależnie L e v e r r i e r a, na podstawie małych zakłóceń w ruchu innych planet. Było to godne podziwu dzieło matematycznego talentu, wytrwałości i zaufania do wyników. Ale bez pomniejszania tego wydarzenia można stwierdzić, że nie poszerzyło ono horyzontów teorii; było to analityczne przewidywanie — zastosowanie dobrze znanych kształtów mechaniki newtonowskiej.

Bardzo podobna jest sytuacja w przypadku słynnego przewidywania H a m i l t o n a dotyczącego załamania stożkowego, często podawanego jako przykład potęgi teorii. Nie podważam bynajmniej tej potęgi. Ale nie ulega wątpliwości, że to odkrycie opierało się na danej teorii i streszczało się w zgrabnym ukazaniu własności powierzchni falowej Fresnela. Z punktu widzenia proponowanej klasyfikacji należy ono do klasy analitycznej.

Całkiem inaczej wygląda sprawa z przewidywaniami E i n s t e i n a o zakrzywieniu się biegu światła pod wpływem Słońca, wywodzącymi się

z jego ogólnej teorii względności. Ta teoria bowiem jest podstawowym uogólnieniem teorii *Newtona*. Chcę użyć tego przykładu, by wykazać, że jeśli *Einstein* odgadywał, to miał bardzo mocną podstawę po temu w faktach fizycznych i wobec tego usprawiedliwione jest w tym przypadku użycie słowa „*synteza*”. Działanie wyobraźni naukowej polega na odgadnięciu wagi faktu, który w tym przypadku znany był z czasów *Newtona*, ale nie pobudził zainteresowania wielu pokoleń fizyków. Faktem tym jest proporcjonalność między masą bezwładną i masą ciężką, założona przez *Newtona* i później potwierdzona przez *Bessela*, *Eötvösa* i innych, z bardzo wysokim stopniem dokładności. Wyjaśnienie tego zagadnienia było poza zasięgiem możliwości *Newtona* i jego następców; zadziwiający jest natomiast fakt, że na przestrzeni dwóch wieków nikt w ogóle nie zwrócił uwagi na ten problem. Możliwość rozwiązania zależna była od szeregu kolejnych zdobyczy: zastąpienia pojęcia siły działającej na odległość przez pojęcie pola rozchodzącego się ze skończoną prędkością; ustanowienia względności liniowej i w końcu hipotetycznego uogólnienia geometrii Euklidesowej przez *Gaussa*, *Riemanna*, *Ricciego*, *Levi-Civite* i innych. Wszystko to było konieczne i skoncentrowało się w umyśle *Einsteina* w związku z zagadką dwóch aspektów masy. Nowa teoria jest gigantyczną syntezą długiego łańcucha wyników doświadczalnych, a nie spontanicznym przypływem myśli. Ogólna względność wyraża fizyczne prawa w języku geometrycznym i równocześnie czyni geometrię częścią fizyki. Jest pozornie aprioryczną w podobnym, a nawet wyższym stopniu niż geometria Euklidesowa. Przypisać to należy jej matematycznej doskonałości, bez której nie moglibyśmy jej uznać w ogóle za teorię. Ale jeśli jesteśmy aż tak z niej radzi, że skłonni bylibyśmy uznać ją za ostateczną — to mylimy się. Wkrótce okazało się, że ogólna względność nie była czymś ostatecznym. Nie pomogła w zrozumieniu materii, istnienia rozmaitych elementarnych cząstek i pól. Uogólnienie próbował przeprowadzić sam *Einstein* i *Weyl* i *Edington* i inni. Jednak szansa prawidłowego odgadnięcia wydaje się niewielka. Jak dotąd nic określonego z tego nie wyszło, poza faktem, że istnieje szerokie pole dla możliwych teorii prócz oryginalnego modelu *Einsteina*.

Zastanówmy się teraz nad inną podstawową gałęzią nowoczesnej fizyki, nad fizyką kwantów. Poprzedzona była całą serią odkryć doświadczalnych — promienie katodowe, promienie X, promieniotwórczość itd. — spośród których wiele wykroczyło poza ramy mechaniki klasycznej i elektrodynamiki. Ale żadne z nich nie doprowadziło do odkrycia kwantu energii; wiemy, że *Planck* (w 1900 r.) został do tego wciągnięty — powinienbym powiedzieć: ku swojej rozpacz — wskutek niemożliwości wytłumaczenia własności ciał promieniujących za pomocą praw klasycznych. Odkrył swój wzór na pro-

mieniowanie przez interpolację półempirycznych praw dla bardzo długich i bardzo krótkich fal, a następnie zaproponował interpretację za pomocą skończonych kwantów energii. Długi, dwudziestopięcioletni okres przed pojawieniem się mechaniki kwantów charakteryzuje nagromadzenie się faktów doświadczalnych na korzyść istnienia kwantów i zupełna nieadekwatność pojęć klasycznych w tej dziedzinie. Wymienię tylko kilka wybitnych odkryć: wyjaśnienie zjawiska fotoelektrycznego przez Einsteina; jego teoria ciepła właściwego ciał stałych; interpretacja Bohra zasady kombinacyjnej Ritza w widmach liniowych i jej sprawdzenie doświadczalne przez Francka i Hertza, a następnie ogólna teoria budowy atomów i periodycznego układu pierwiastków Bohra; zjawiska Comptona i Sterna - Gerlach'a; rozszyfrowanie widm pasmowych i znalezienie w nich reguł kwantowych; i mnóstwo innych. Śmiałe pojęcie kwantów stawało się jaśniejsze z każdym nowym odkryciem; małe modyfikacje podstawowych zasad nie wystarczały, nadchodziła cała rewolucja.

Mechanika kwantów, która była wynikiem tego procesu, ma dwa pozornie niezależne korzenie, mechanikę macierzową i jej uogólnienia (Heisenberg, Born, Jordan, Dirac) i mechanikę falową (de Broglie, Schrodinger). Nim przedyskutujemy te pojęcia z punktu widzenia fizyki, niech mi wolno będzie powiedzieć kilka słów o narzędziach matematycznych. Oba aspekty mechaniki kwantowej oparte są w dużym stopniu na pracy Hamiltona. W każdym razie przyznaje się to dla ujęcia falowego; Hamilton przygotował drogę przez rozszyfrowanie związku optyki geometrycznej i teorii falowej i przez wykazanie ścisłej analogii między zasadami Fermata w optyce i własnym sformułowaniem (hamiltonowskim) zasady najmniejszego działania w dynamice. Ale i druga forma mechaniki kwantowej posługująca się macierzami i operatorami ma również swoje źródło w fundamentalnych koncepcjach Hamiltona. Obchodzimy w tym roku setną rocznicę wynalezienia *kwaternionów* — pierwszego przykładu niekomutatywnej algebry. To bezbarwne wyrażenie nie pobudza wyobraźni tak, jak określenie „geometria nieeuklidesowa”, które wyraźnie wskazuje na zerwanie ze starą tradycją myśli i na brzask nowej epoki.

Praca Hamiltona stanowi punkt zwrotny tego samego rzędu. Usiłuje uogólnić przedstawienie wektorów na płaszczyźnie za pomocą liczb zespolonych $z = x + iy$ na wektory w przestrzeni.

Idea polegała na szukaniu analitycznego odpowiednika geometrycznych konstrukcji (np.: geometryczna suma dwóch wektorów a , b jest przedstawiona przez wyrażenie analityczne $a + b$).

Hamilton znalazł naturalne uogólnienie zwykłych liczb zespolonych zawierające 4 człony (*kwaterniony*), dla których obowiązują wszystkie pra-

wa algebry prócz jednego — prawa przemienności: ab różni się od ba . To był początek nowoczesnej algebry, która może być słusznie porównana z riemannowską geometrią, jeśli idzie o wpływ nie tylko na matematykę, ale także na fizykę. Kwaterniony same nie były tak owocne, jak to sobie wyobrażał *Hamilton* i jego entuzjastyczni uczniowie. Ogólniejsza konstrukcja, macierze *Cayleya* dowiodły, że są giętkim narzędziem do niezliczonych matematycznych i fizycznych zastosowań. Nauczyłem się z nich korzystać jako młody student (*Rosanes* i *Minkowski* byli moimi nauczycielami algebry) i zastosowałem je do różnych problemów fizyki teoretycznej (np. do teorii sieci krystalicznych). Tak więc miałem szczęście rozpoznać symboliczne mnożenie *Heisenberga* (o którym będę obecnie mówić) jako przykład dobrze znanego rachunku macierzowego i być pierwszym, o ile wiem, który napisał dziwne równanie $pq - qp = \frac{h}{2\pi i}$ (ogłoszone łącznie z *Jordanem*), w którym nieprzemienne symbole reprezentują wielkości fizyczne (współrzędne q i pędy p). Prawie równocześnie *Dirac* opracował mechanikę niekomutatywną w bardzo ogólnej i zadowalającej formie. Dziś cała fizyka teoretyczna oparta jest na tych matematycznych metodach.

Często mówi się, że *Heisenberga* naprowadziła na zasadę mechaniki macierzowej idea metafizyczna i to twierdzenie używane bywa przez wyznawców potęgi czystego rozumu jako przykład na ich korzyść. A jednak, gdyby zapytać o to *Heisenberga*, przeciwstawiłby się mocno temu pogładowi. Ponieważ pracowaliśmy razem, myślę, że wiem co się działo w jego umyśle. W owym czasie byliśmy wszyscy przekonani, że nowa mechanika musi być oparta na nowych pojęciach, mających tylko luźny związek z klasycznymi. Związek ten wyrażała zasada odpowiedniości *Bohra*. *Heisenberg* czuł, że wielkości, które nie miały bezpośredniego związku z doświadczeniem, powinny zostać wyeliminowane. Pragnął zbudować nową mechanikę tak bezpośrednio, jak to było tylko możliwe, na doświadczeniu. Jeśli to jest zasada „metafizyczna”, nie mogę się sprzeciwić; chcę tylko powiedzieć, że jest to właśnie podstawowa zasada nowoczesnej fizyki jako całości, zasada, która wyróżnia ją spośród scholastycznych i dogmatycznych systemów filozofii. Ale jednak, jeśli przyjmiemy (jak wielu to uczyniło), że oznacza ona eliminację z teorii wszystkich nieuchwytnych przez obserwację wielkości, to dojdziemy do absurdu. Np. *Schrodingerowska* funkcja falowa ψ jest taką wielkością nieuchwytną, ale została oczywiście przyjęta później przez *Heisenberga*, jako pożyteczne pojęcie. Jego zasada nie jest dogmatyczna, lecz heurystyczna. Dzięki intuicji naukowej znalazł nieadekwatne pojęcia, które powinny zostać wyeliminowane. Spróbuję to opisać.

Według *Bohra* elektrony poruszają się po orbitach wokół atomowego jądra podobnie jak planety wokół Słońca. Mechanika klasyczna używa me-

tody Fouriera do opisanja quasiperiodycznych ruchów; każda współrzędna zostaje przekształcona na sumę ruchów harmonicznycn, z których pierwszy ma częstość ν_1 , podstawową, następne — częstości $\nu_2 = 2\nu_1$, $\nu_3 = 3\nu_1, \dots$ — wyższe harmoniczne.

W liniowych widmach atomów nie ma jednak ani śladu wyższych harmonicznycn $\nu_n = n\nu_1$. Natomiast występuje prawo odkryte przez R i t z a, w myśl którego wszystkie częstości w widmie mogą być wyrażone za pomocą „termów” T_1, T_2, \dots w postaci $\nu_{nm} = T_n - T_m$; tworzą w ten sposób kwadratowe układy dwuwskaznikowe:

$$\begin{pmatrix} 0 & \nu_{12} & \nu_{13} & \dots \\ \nu_{21} & 0 & \nu_{23} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}$$

Spektroskopisci zwykli układać swe pomiary grup prążków, tzw. multiple-
tów, w postaci takich układów i wydaje się dziś rzeczą dziwną, że nigdy nie nasunęły one myśli o macierzach matematycznie wyszkolonemu fizykowi. Ale tak się nie stało. Aktualny postępn był znacznie bardziej skomplikowany i oparty na jeszcze obszerniejszej klasie faktów. Wpierw przyszło utożsamienie przez B o h r a termów T_n z wartościami energii stanów stacjonarnych z zastosowaniem prawa Plancka w postaci $E_n = h T_n$. Potem nastąpiła długa seria rozważań wywodzących formuły kwantowe z klasycznych drogą *matematycznego zgadywania*, posługując się odpowiedniością (B o h r, H e i s e n b e r g i K r a m e r s, B o r n). Te wzory, szeroko potwierdzone przez doświadczenie, nasunęły H e i s e n b e r g o w i myśl, że formuły kwantowe mogłyby być wyrażone za pomocą symbolicznego mnożenia; kluczem do tego formalizmu była uwaga, że z reguły R i t z a wypływa addytywna zasada kombinowania częstości

$$\nu_{nk} + \nu_{km} = \nu_{nm}$$

a stąd multiplikatywna zasada dla amplitud:

$$e^{i\nu_{nk}t} \cdot e^{i\nu_{km}t} = e^{i\nu_{nm}t}.$$

To prowadzi wprost do heisenbergowskiego mnożenia, które zostało wkrótce utożsamione z dobrze znanym rachunkiem macierzowym (B o r n i J o r d a n). Pierwsze potwierdzenie nowej teorii i jej uogólnienia (D i r a c — *liczby q, operatory* — S c h r ö d i n g e r) oparte było na identyczności wyników w prostych przypadkach z formułami poprzednio otrzymanymi z zasady odpowiedniości. Początkowa zatem indukcyjna linia rozumowania doprowadziła do najbardziej abstrakcyjnej teorii znanej w fizyce, gdzie dane poddające się obserwacji przedstawiane są przez nieprzemienne wielkości (macierze lub operatory), a ich wartości liczbowe przez wartości własne.

Odmienne było pochodzenie mechaniki falowej. Korpuskularny charakter promieni katodowych wydawał się ostatecznie ustalony przez doświadczenia J. J. Thomsona i nikt nie spodziewał się, że mogłyby one wytwarzać pierścienie interferencyjne. Słusznie zatem uważa się powiązanie fal z korpuskułami przez de Broglie'a za triumf intuicji. Ale i tutaj także zupełnie wyraźne są empiryczne podstawy; szczególnie teoria względności wykazała, że:

1) trzy składowe pędu p i energia E tworzą czterowektor, tj. posiadają określone właściwości transformacyjne;

2) trzy składowe wektora falowego (wektor w kierunku normalnej do powierzchni falowej o długości $k = 1/\lambda$, gdzie λ jest długością fali) i częstość ν zachowuje się jak 4-wektor;

3) teoria kwantów Plancka, wówczas już dobrze ugruntowana doświadczalnie, twierdzi, że z każdą energią E połączona jest częstość ν taka, że $E = h\nu$.

Te fakty przemawiały silnie za tym, że z każdą cząstką powiązana jest fala, której wektor falowy jest równoległy do pędu cząstki spełniając równanie $p = hk$.

Oto jest prawo de Broglie'a. De Broglie zajmował się konsekwencjami dla fal płaskich i wskazywał na interpretację warunków kwantowych Bohra przy pomocy fal stojących. Ale co przewidział? O ile wiem — nic. A czy wobec tego pierścienie interferencyjne promieni katodowych odkryte zostały na drodze doświadczalnej? I to nie jest prawdą. Fakty są następujące: Zasugerowani uwagą Einsteina mój kolega Franck i ja zastanawialiśmy się nad znaczeniem fal de Broglie'a. Pewnego dnia dostałem list od Davisona z Ameryki, zawierający dane pomiarów odbicia elektronów od kryształu niklu z zapytaniem, co myślimy o dziwnych maximach i minimach jego krzywych. Jak to się stało, że połączyliśmy to z de Broglie'm, nie mogę sobie dokładnie przypomnieć. Pewne uwagi Einsteina miały z tym coś wspólnego; a także rozważania na temat efektu Ramsa i Uera (tj. o wzroście drogi swobodnej wolnych elektronów w pewnych gazach przy zmniejszaniu się prędkości). W każdym razie, zachęciliśmy Elsassera, ucznia Francka, do opracowania rezultatów; Elsasser znalazł poprawne wyjaśnienie i wzór de Broglie'a został potwierdzony. Ostateczny dowód dyfrakcji elektronów w kryształach zawdzięczamy Davisonowi i G. P. Thomsonowi. Godny uwagi jest fakt historyczny, że synowi uczonego, który opracował korpuskularną budowę promieni katodowych, przypadło odkrycie ich falowych własności.

Tak wygląda cała prawda, która zresztą bynajmniej nie pomniejsza osiągnięć de Broglie'a. Bowiem taka jest naturalna droga postępu naukowego. Rzeczywistą płodność tych idei wykazał Schrödinger. Od-

krył ich związek z pracą H a m i l t o n a na temat dynamiki i optyki geometrycznej i opracował ogólne równanie fal, które obowiązuje nie tylko dla wolnych elektronów, ale także dla związanych w atomach. Jemu zawdzięczamy przedstawienie fizycznych wielkości przez operatory liniowe. Ta metoda ma wyraźną przewagę, gdyż przekształca dziwne równania fizyki niekomutatywnej w zwykłą analizę. Jeśli np. pęd p jest przedstawiony przez operator różniczkowy $\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{d}{dq}$, to reguła przemienności $pq - qp = \frac{\hbar}{2\pi i}$ redukuje się do trywialnego stwierdzenia, że dla każdej funkcji $f(q)$

$$\frac{d}{dq} q f(q) - q \frac{d}{dq} f(q) = f(q).$$

Podstawiając te różniczkowe operatory do równań na energię, otrzymujemy równanie falowe Schroedingera. Należy pamiętać, że ta potężna synteza falowej teorii mechaniki powstała całkiem niezależnie od mechaniki macierzowej; równoważność tych obu metod została potem dowiedziona przez S c h r o e d i n g e r a wraz z licznymi zastosowaniami do starych i nowych zagadnień.

Nowa teoria jednakże była bardzo formalna. Nikt właściwie nie wiedział, co oznacza funkcja falowa Schroedingera. I znów rozwiązanie tego zagadnienia nie było swobodną inwencją umysłu, ale zostało podsunięte przez wyniki doświadczalne. Statystyczna interpretacja fal de Broglie'a nasunęła mi się dzięki znajomości doświadczeń ze zderzeniami atomów, którą uzyskałem od kolegi eksperymentatora Jamesa F r a n c k a. Cały rozwój mechaniki kwantowej wykazuje, jak gromadzenie obserwacji i pomiarów pozwoli tworzyć abstrakcyjne formuły w celu ich skondensowanego opisu, z tym że zrozumienie ich znaczenia następuje później. Nastąpiło ono mianowicie w wyniku rozważań H e i s e n b e r g a na temat niemożliwości równoczesnych dokładnych pomiarów położenia i prędkości i innych par „sprzężonych” wielkości (*relacje nieoznaczoności*), a następnie w wyniku licznych abstrakcyjnych matematycznych dociekań, graniczących z epistemologią i filozofią (J o r d a n, D i r a c, N e u m a n n i inni).

Istota interpretacji statystycznej jest następująca: kwadrat funkcji Schroedingera ψ dla zbioru cząstek przedstawia prawdopodobieństwo znalezienia cząstek w miejscach (lub o prędkościach, lub o energiach) wskazanych przez wartości argumentów funkcji. Byłoby rzeczą bardzo interesującą zatrzymać się dłużej na tym fascynującym przedmiocie, szczególnie na relacjach nieoznaczoności i na zagadnieniu przyczynowości i determinizmu w fizyce. Ale to wykraczałoby poza ramy tego odczytu i muszę ograniczyć się do kilku tylko uwag. Zgodnie z mechaniką klasyczną konfiguracje i prędkości wszystkich części zamkniętego układu w danej chwili zupełnie określają przyszły ruch. W mechanice kwantowej istnieje także wielkość okre-

ślona przez swą wartość początkową, mianowicie funkcja ψ ; jednak nie można wy dostać z niej położeń i prędkości cząstek, a tylko prawdopodobieństwo pewnej konfiguracji lub pewnego układu prędkości. Dlatego sytuacja w stosunku do determinizmu jest zasadniczo różna.

Metody statystyczne używane były w termodynamice na długo przed rozwojem mechaniki kwantowej. Uważane były za wyraz naszego braku wiedzy, z ukrytą intencją, że te braki będą jeszcze mogły być usunięte. W nowej teorii istnieje naturalna granica doskonalenia naszych wiadomości, a statystyka staje się integralną częścią samej mechaniki.

Statystyka termodynamiczna stała się centralną częścią fizyki i wskazane jest rzucić okiem na jej rozwój.

Termodynamika jest klasycznym przykładem metody indukcyjnej. Dwa podstawowe prawa dotyczące zachowania energii i istnienia jednostajnego wzrostu entropii są skondensowanymi wyrażeniami zebranego doświadczenia, a mianowicie niemożliwości zbudowania *perpetuum mobile* i maszyny, która mogłaby wypompowywać ciepło z rezerwuaru (podobnego do morza) i zamieniać je zupełnie w mechaniczną pracę (*perpetuum mobile drugiego rodzaju*). W h i t t a k e r nazwał twierdzenie tego rodzaju „zasadą niemożności” i wyraził myśl, że niewiele takich zasad wystarczy, by wyprowadzić z nich całą fizykę.

Względność na przykład jest konsekwencją naszej niemożności przesyłania sygnałów z nieograniczoną szybkością, a mechanika kwantów może być sprowadzona do naszej niemożności przeprowadzenia równoczesnych pomiarów współrzędnych i pędów itd. Cokolwiek można na ten temat powiedzieć, pragnę podkreślić, że żadne zasady, szczególnie zasady termodynamiki, nie są dane *a priori*, ale są wynikiem długiego doświadczenia. Człowiek nie dowiedziałby się, co to porażka, gdyby nie stoczył przed tym zacieklej walki. Jednakże przypadek Roberta M a y e r a wymaga szczególnego rozważenia. Był lekarzem i jego naukowa wyobraźnia skierowana była na problemy równoważności ciepła i pracy mechanicznej przez obserwacje fizjologiczne: obserwował różnice barwy krwi ludzkiej w klimacie tropikalnym i w naszym — umiarkowanym. Z tego dziwnego punktu widzenia wychodząc, znalazł w końcu metodę wyliczania mechanicznego równoważnika ciepła z prostych własności gazów. Gdy jednak oddał swą pracę do druku, została odrzucona przez wydawców z uwagi na zbyt liczne filozoficzne i metafizyczne rozważania. W tym czasie nie było to dobrą rekomendacją dla teorii fizycznej. Natomiast zrudne pomiary J o u l e'a i matematyczne wywody H e l m h o l t z a przyjęte zostały bez trudności. Ciężkie to było dla M a y e r a i chyba niesprawiedliwe, gdyż dane jego posiadały przekonywającą oczywistość, jak to później przyznali J o u l e i H e l m h o l t z. Niech ta pożałowania godna sprawa będzie dla nas przestrogą.

Jeśli odrzucamy pewne filozoficzne argumenty nie znaczy to, że odrzucamy każdą teorię, do której są stosowane.

Zadziwiająca cechą termodynamiki jest to, że niewielka ilość prostych i negatywnych stwierdzeń prowadzi do takich dalekosiężnych konsekwencji jak istnienie absolutnej temperatury i entropii, i do wielkiej ilości związków ilościowych między wymiernymi wielkościami, takimi jak ciepło właściwe, ściśliwość, rozszerzalność cieplna, galwano- i termoelektryczne współczynniki, chemiczne powinowactwo itd. Jednakże termodynamika, wbrew swej nazwie, jest tylko formalnym związkiem termicznych i dynamicznych właściwości. Rzeczywista tożsamość ciepła i ruchu została ustalona przez teorię kinetyczną, w pierw gazów, a następnie układów bardziej ogólnego rodzaju. Wszyscy znamy podstawową ideę: ani to możliwe, ani potrzebne znać każdy szczegół ruchu wszystkich niezliczonych atomów w ułamku materii, wystarczy znać ich przeciętne zachowanie się, aby przewidzieć makroskopowe zjawiska. W ten sposób wprowadzamy do mechaniki statystykę. Zasady mechaniki statystycznej rozwinęły się krok za krokiem, w wyniku prób i pomyłek, od pierwszych sformułowań prawa *Maxwella* o rozkładzie prędkości do najpełniejszych uogólnień *Boltzmana*, *Gibbsa*, *Fowlera* i *Darwina*. Te zasady zawierają oczywiście pojęcia prawdopodobieństwa i podzielają jego sporny charakter. Według mojego zdania jedynym uzasadnieniem doktryny prawdopodobieństwa, która (choć niezadowolająca dla umysłu przeznaczonego dla „*absolutu*”) wydaje mi się nie bardziej tajemnicza niż nauka jako całość, jest stanowisko empiryczne: prawo prawdopodobieństwa obowiązuje dokładnie tak, jak każde inne fizyczne prawo, tj. wskutek zgodności wyników z doświadczeniem. Rozwój fizyki statystycznej jest dowodem słuszności tego poglądu. Każda statystyka zależy od wyboru równie prawdopodobnych przypadków albo bardziej ogólnie, od wyboru wagi danego podziału. To prawda, że własności niezmiennicze równań w mechanice klasycznej ograniczają ten wybór do pewnego stopnia (przez tzw. twierdzenie *Liouville'a*), ale twierdzenie, że waga statystyczna jest proporcjonalna do obszaru w przestrzeni fazowej (współrzędnych i pędów) może być uzasadnione tylko zgodnością wyników z obserwacjami.

To samo obowiązuje po zmianach wprowadzonych przez teorię kwantów. Opis wag statystycznych jest nawet prostszy dla układów kwantowych: każdy stan danej energii, który żadnymi fizycznymi środkami nie może być rozszczepiony na kilka, ma tę samą wagę. To przypuszczenie zostało sprawdzone na licznych przykładach; jeśli np. zastosować je do przypadku oscylatorów elektrycznych wysyłających i pochłaniających promieniowanie, to otrzymujemy prawo *Plancka*.

Ale właśnie ten przykład może być rozważany z innego punktu widzenia i prowadzi wtedy do nowego i podstawowego wyniku. Według *de Bro-*

głównie promieniowanie samo musi być równoważne gazowi kwantów światła lub fotonów, do których można zastosować wprost statystykę kwantową (bez posługiwania się pochłaniającymi i wysyłającymi oscylatorami). Gdyby te fotony były traktowane jako prawdziwe cząstki, posiadające swą własną indywidualność, to nie uzyskalibyśmy prawa Plancka. Przypuśćmy natomiast, że dwa stany różniące się tylko wymianą dwóch fotonów są fizycznie nie do rozróżnienia i winny być policzone statystycznie jako tylko jeden stan. Innymi słowy — fotony nie mają indywidualności. Bose i Einstein rozciągnęli to przypuszczenie na inne gazy i wykazali, że dla bardzo niskich temperatur i wysokich ciśnień powinny istnieć odchylenia od zwykłych praw gazów.

Niestety, warunki te są bardzo trudne do uzyskania drogą doświadczalną i interesujący wynik o braku indywidualności cząstek pozostałby teoretyczną spekulacją, gdyby nie potwierdziło go całkiem inne rozważanie.

Rzecz wzięła się ze spektroskopii. Pierwszym krokiem było odkrycie spinu elektronu przez Goudsmita i Uhlenbecka, które wydarzyło się przed okresem mechaniki falowej i stanowiło interpretację faktów doświadczalnych za pomocą pojęć mechaniki elektronu. Fakty te wynikały z obserwacji, że wiele linii spektralnych wykazywało subtelną budowę (linie podwójne, potrójne itd.), czego nie można było wyjaśnić przyjmując, że elektron jest cząstką pozbawioną struktury; można było natomiast wytłumaczyć fakty przypisując elektronowi wewnętrzny ruch obrotowy — spin i rozpatrując ten ruch za pomocą znanych już praw kwantowych (*zjawisko Sterna-Gerlacha*).

Następny krok związany był także ze spektroskopią. Oto kluczem do zrozumienia widm atomowych jest zasada kombinacyjna Ritza, którą już omawialiśmy (str. 274): wszystkie linie widmowe mogą być uzyskane biorąc różnice $\nu_{nm} = T_n - T_m$ układu termów T_1, T_2, \dots . Ale oczywiście było od początku, że nie wszystkie te różnice odpowiadają rzeczywiście obserwowalnym liniom i musiały zostać sformułowane tzw. *zasady wyboru*. Gdy Bohrowi udało się zinterpretować termy T_n jako poziomy energii orbit elektronowych i mógł przypisać określone liczby kwantowe każdemu elektronowi, to okazało się, że powinny być wzbronione nie tylko pewne przejścia między dwoma stanami elektronowymi, lecz także wiele stanów mechanicznie możliwych. Pauli sformułował ten zakaz w niezwykle prosty sposób: stany, w których dwa elektrony miałyby ten sam układ liczb kwantowych (ze spinem włącznie) nie istnieją; i więcej — jeśli dwa elektrony wymienią swoje układy liczb kwantowych, to otrzymamy ten sam stan całego atomu.

I tutaj znów stykamy się z brakiem indywidualności cząstek, ale w sposób znacznie bardziej bezpośredni. Nie wolno nam bowiem zapominać, że

zakaz Pauliego opiera się na takich danych doświadczalnych jak nieistnienie najniższego stanu atomu helu (obydwa elektrony miałyby przy tym najniższy układ liczb kwantowych) i poparty jest niezliczonymi wnioskami. Najważniejszym spośród nich jest wyjaśnienie przez B o h r a układu okresowego pierwiastków, które wywodzi się głównie z pojęcia zapełnianych powłok elektronów.

Z punktu widzenia mechaniki falowej sytuacja może być opisana w następujący sposób: Rozważmy funkcję $\psi(n_1, n_2)$, gdzie n_1, n_2 są liczbami kwantowymi dwóch atomowych cząstek. Jak zaznaczyliśmy poprzednio, kwadrat ψ przedstawia prawdopodobieństwo znalezienia cząstek w stanie n_1, n_2 i brak indywidualności cząstek wyraża związek: $\psi^2(n_1, n_2) = \psi^2(n_2, n_1)$. Stąd wynikają dwie alternatywy dla funkcji ψ :

albo

$$\psi(n_1, n_2) = \psi(n_2, n_1),$$

albo

$$\psi(n_1, n_2) = -\psi(n_2, n_1).$$

Mamy w szczególności, w drugim przypadku, $\psi(n, n) = -\psi(n, n) = 0$, to jest, oczywiście, zakaz Pauliego. Teraz okazało się, że nie ten szczególnie przypadek, ale ogólnie alternatywa pierwsza (ψ symetryczna względem swych argumentów) odpowiada statystyce B o s e g o i E i n s t e i n a, podczas gdy druga (ψ antysymetryczna) wskazuje na całkiem inne własności. Statystyczne konsekwencje dla tej alternatywy, która dotyczy nie tylko elektronów, ale także i protonów (i innych cząstek) znalezione zostały przez F e r m i e g o i D i r a c a. Wymienione własności symetrii funkcji falowej i zasada Pauliego są zasadniczą częścią mechaniki kwantów. Mam nadzieję, że udało mi się państwo przekonać, iż nowe pojęcia powstały dzięki długiemu procesowi indukcyjnemu, w którym błyski wyobraźni naukowej zmieniały się kolejno z mozolną obserwacją i interpretacją faktów.

Był to okres idealnej współpracy doświadczenia z teorią. Nie było ani przechwalania się eksperymentatora z racji empirycznej czystości jego wyników, ani roszczeń teoretyków do wiedzy apriorycznej, lecz dwustronna pomoc i zrozumienie. Z chwilą gdy mechanika kwantowa i statystyka kwantowa zostały zbudowane, pozwoliły naturalnie na niezliczone przewidywania analityczne. Wiele spośród nich zostało potwierdzonych doświadczalnie. Budowa elektronowa atomów i drobin mogła być przedmiotem rachunków, podobnie jak układ planetarny w następnym wieku po N e w t o n i e.

Najważniejsze wyniki — to wyjaśnienie widm liniowych i pasmowych, natury stanu metalicznego i wartościowości chemicznej.

Liczba przewidywanych i potwierdzonych doświadczeń była olbrzymia. Jedna z najbardziej godnych podziwu hipotez dotyczyła istnienia dwóch

rodzajów drobin wodoru, para- i ortowodoru; autorem jej był Heisenberg.

Fizyka teoretyczna — zdawać by się mogło — wysunęła się triumfalnie i definitywnie przed doświadczenie. Niestety jednak na krótki tylko okres. Znowu przyszła fala odkryć doświadczalnych, spośród których wiele było zupełną niespodzianką, nie mieszczącą się nawet *implicite* w ramach teorii.

Większa ich część dotyczyła promieniotwórczości promieni kosmicznych i jąder atomowych. Odkrycie neutronu było prawdopodobnie najbardziej nieoczekiwane (Chadwick). Zmieniło ono zupełnie nasze pojęcie na temat budowy jądra i otworzyło drogę badaniom za pomocą mechaniki kwantowej. Ogólnie można powiedzieć, że od 1930 roku doświadczenie wyprzedza teorię. Ale istnieją dwie koncepcje teoretyczne o nowych cząstkach elementarnych: pozytonie i mezonie.

Aczkolwiek godne podziwu, odkrycia te nie są dziełem czystego rozumowania, ale ostatecznym wynikiem długiego łańcucha badań empirycznych. Pozyton związany jest z liniowym równaniem falowym elektronu Diraca. Aby zapoznać państwa z historią tego równania, potrzeba by było całego wykładu. Może wystarczy, gdy powiem, że spin elektronu, który, jak to wyjaśniłem wyżej, odkryty został drogą typowej indukcji z faktów spektroskopowych, z multipletowego charakteru pewnych linii (Uhlenbeck i Goudsmit), wbudowano do mechaniki kwantowej przez wprowadzenie zwykłych macierzy, przedstawiających dwa kierunkowe stany spinu (Pauli), a każdy krok rozwoju teorii spinu był sugerowany i kontrolowany przez dane spektroskopowe. Dirac ukoronował teorię odkrywając, że naturalne relatywistyczne uogólnienie schroedingerowskiego równania falowego prowadzi automatycznie do spinu. Jak dyskusja nad rozwiązaniem równań Diraca odsłoniła znaczenie stanów energii ujemnej i jak Diracowi udało się to pogodzić z tradycyjnymi naszymi pojęciami na temat energii tłumacząc nie zajęte stany jako pozytony — to sprawa zbyt techniczna, by o niej tu mówić. Ale muszę wspomnieć o tym, że początkowo sądził, że dodatnio naładowane cząstki przewidziane w jego teorii są protonami; ale poprawił siebie, gdy spostrzegł, że dziury nie odpowiadały dużym masom i rozpoznał je jako pozytony, gdy te zostały właśnie odkryte w promieniach kosmicznych (Anderson, Blackett).

W przypadku mezonu, chciałbym wskazać kilka idei, które doprowadziły japońskiego fizyka Yukawę do przypuszczenia, że istnieją nowe cząstki o masie pośredniej między elektronem i protonem. Punktem wyjściowym było istnienie sił bardzo krótkiego zasięgu, które utrzymują razem neutrony i protony w jądrach. Yukawa zauważył, że potencjał kształtu $e^{-r/a}/r$ posiadałby żądane własności, gdyby stałej długości a nadać wartość rzędu wymiarów jądra (10^{-13} cm); potencjał ten jest uogólnieniem potencjału

Coulomba $1/r$ sił elektrostatycznych (ładunek 1) i spełnia nie równanie Laplace'a $\Delta\Phi = 0$, lecz nieco zmodyfikowane równanie $\Delta\Phi = \Phi/a^2$. I tak jak elektrostatyka może być traktowana jako szczególny przypadek elektrodynamiki, opisanej przez równanie Maxwella, tak i tutaj można skonstruować dynamiczne pole Yukawy, które zawiera jedno z wymienionych powyżej pól jako przypadek statyczny. Każda składowa pola spełnia zamiast zwykłego równania falowego $\Delta\Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = 0$ zmodyfikowane równanie Yukawy:

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = \frac{\Phi}{a^2}. \quad (4)$$

Pełne równania pól można uzyskać z zasady działania, różniącej się od zasad elektrodynamiki, podanych wyżej (2), przez dodanie członu $\frac{1}{2} a^2 (\Phi^2 - A^2)$ do wyrażenia podcałkowego. Równania te mają rozwiązania, które przedstawiają fale płaskie, całkiem jak w przypadku równań Maxwella i zgodnie z podstawową zasadą de Broglie'a cząstki muszą być związane z tymi falami w taki sam sposób jak fotony z falami światła. Zgodnie z teorią względności energia E cząstki o masie m zależy od pędu p w następujący sposób:

$$\left(\frac{E}{c}\right)^2 = m^2 c^2 + p^2. \quad (5)$$

Jeśli wprowadzimy tu związki Plancka i de Broglie'a $E = h\nu$, $p = hk$, to otrzymujemy

$$\left(\frac{\nu}{c}\right)^2 = \left(\frac{mc}{h}\right)^2 + k^2. \quad (6)$$

Z drugiej strony równanie fali Yukawy (4) prowadzi dla fali $\Phi = A \sin 2\pi(\nu t - kx)$ do tej samej zależności między ν i k przy założeniu, że

$$\frac{mc}{h} = \frac{1}{2\pi a}.$$

Jest to zależność między zasięgiem a ($\sim 10^{-13}$ cm) sił jądrowych i masą m cząstek związanych polem Yukawy. Stąd otrzymujemy

$$m = \frac{h}{2\pi ac} = \frac{6 \cdot 10^{-27}}{2\pi \cdot 10^{-13} \cdot 3 \cdot 10^{10}} g = 3 \cdot 10^{-25} g.$$

Masa ta jest kilkaset razy większa niż masa elektronu ($\sim 10^{-27}$ g), ale w sposób wyraźny mniejsza niż masa protonu (1800 mas elektronowych). W ten sposób Yukawa przewidział nową cząstkę, obecnie zwaną mezonem, która została odkryta nieco później w promieniowaniu kosmicznym. Okazuje się, że to znów nie jest wynikiem zasad *a priori*, lecz szczęśliwą

syntezą dobrze ugruntowanej wiedzy z nowym prostym przypuszczeniem.

Te przykłady, mam nadzieję, będą wystarczające, by państwu pokazać w jaki sposób teorie powstają i są użytkowane.

Pan G. G. D a r w i n, mój poprzednik na katedrze Edynburskiej, powiedział kiedyś mniej więcej tak: „*Zwykły człowiek (na przykład my) może zobaczyć daną rzecz, jeżeli znajdzie się ona o cal od jego nosa; niewielu widzi ją z odległości dwóch cali; gdy ktoś potrafi dostrzec ją z odległości trzech cali — jest geniuszem*”. Usiłowałem opisać pewne przypadki postępowania tych ludzi, dostrzegających rzeczy z odległości 2—3 cali. Mój podziw dla nich nie zmalał mimo świadomości faktu, że kierowali się doświadczeniem całego rodzaju ludzkiego, by dotrzeć nosem do właściwego miejsca. Nie zamierzałem również analizować idei piękna i doskonałości czy prostoty prawa natury, które często prowadziło do trafnego *odgadnięcia*. Przekonany jestem, że tego rodzaju analiza do niczego by nie doprowadziła; gdyż same te idee są przedmiotem rozwoju. Uczymy się czegoś nowego z każdego następnego przypadku; nie jestem skłonny do przyjęcia ostatecznych teorii o niezmiennych prawach umysłu ludzkiego.

Oto moja rada dla adepta: sztuka naukowego przewidywania nie polega na abstrakcyjnym rezonowaniu, lecz na odgadywaniu tajemnego języka Przyrody na podstawie jej dokumentów — faktów doświadczenia.

Tłumaczyła Wiesława Zielińska

W. J. Weksler

Współczesny stan zagadnień przyspieszenia cząstek elementarnych *

W ciągu ostatnich lat w fizyce doświadczalnej dokonano szeregu niezwykłych osiągnięć w dziedzinie sztucznego otrzymywania cząstek o energiach rzędu wielu miliardów elektronowoltów. Jeszcze przed paru laty cząstki takie można było obserwować jedynie w promieniowaniu kosmicznym, przy czym natężenie ich było znikomo małe.

Sztuczne otrzymanie strumieni protonów i elektronów o wielkich energiach umożliwiło zbadanie i wykrycie szeregu zjawisk mających zasadnicze znaczenie dla fizyki jądra atomowego i nauk przyrodniczych w ogóle. Powstała nowa, bodaj że posiadająca największe możliwości, dziedzina nowocześniejszej fizyki jądrowej — fizyka cząstek wielkich energii. Tempo rozwoju tej nowej dziedziny jest niezwykle. Stworzenie potężnych strumieni mezonów rzuciło nowe światło na naturę sił jądrowych, odkryto istnienie nowych cząstek elementarnych — ciężkich mezonów neutralnych, antyprotonów i antyneutronów. Cała ta lawina nowych faktów jest uwarunkowana rozwinięciem metod przyspieszania cząstek naładowanych. Powstał samodzielny dział fizyki doświadczalnej poświęcony akceleratorom. Dział ten opiera się na najnowszych osiągnięciach radiotechniki i wiąże się bardzo ściśle z potężnym przemysłem elektrotechnicznym i radiotechnicznym. Znaczenie cząstek szybkich w badaniach własności jądra atomowego zostało wyjaśnione po raz pierwszy w wyniku epokowych doświadczeń, w których Rutherfordowi udało się dokonać rozszczepienia jąder atomowych azotu, bombardując je cząstkami α , powstającymi przy naturalnym rozpadzie radu C¹.

Szybkim rozwojowi fizyki jądrowej towarzyszyło stworzenie sztucznej artylerii jądrowej — przyrządów, przy pomocy których cząstki elementarne, takie jak elektrony i protony, mogły osiągać wysokie energie.

Decydujący krok w tym kierunku zrobił twórca cyklotronu Lawrence, który po raz pierwszy zastosował metodę rezonansową do przy-

* Tłumaczenie referatu opublikowanego w *Uspiechach Fizycznych Nauk* 66, 99 (1958).

spieszania cząstek naładowanych. Jak wiemy, fizyka jądra atomowego zawdzięcza cyklotronowi bardzo wiele ważnych osiągnięć. Jednakże pod koniec lat 30-tych okazało się, że rozwiązanie zagadnienia sił jądrowych wymaga budowy takich akceleratorów, które mogłyby dawać strumień cząstek o znacznie większych energiach niż otrzymywane z cyklotronu. Począwszy od tej chwili fizycy dążą stale do stworzenia akceleratorów, dostarczających strumieni cząstek o coraz większych energiach.

Chciałbym w paru słowach wyjaśnić przyczyny zaistnienia tej sytuacji.

W 1937 roku po raz pierwszy wykryto w promieniach kosmicznych cząstki naładowane o masie pośredniej pomiędzy masą elektronu i protonu. Cząstki te nazwano mezonami. Stosunkowo szybko stwierdzono istnienie kilku rodzajów mezonów. Odkrycie to w rzeczywistości zapoczątkowało nowy rozdział w rozwoju naszych pojęć o naturze sił jądrowych i strukturze nukleonów. Przed fizykami bardzo wyraźnie stało się zagadnienie opracowania i budowy takich akceleratorów, które umożliwiłyby sztuczne otrzymywanie mezonów i wykorzystanie ich jako narzędzia do badania natury sił jądrowych.

Badania promieni kosmicznych wykazały, że procesy zderzeń nukleonów o wielkich energiach z jądrami atomów stanowią wydajne źródło mezonów.

Stwierdzony przez teorię względności związek masy z energią wskazuje, że dla wyprodukowania jakichś nowych cząstek przez zderzenie cząstki „pocisku” z nukleonem spoczywającym lub jądrem, cząstce przyspieszonej trzeba nadać energię nie mniejszą, a w rzeczywistości nawet większą niż

$$W = M_0 c^2,$$

gdzie M_0 jest masą spoczynkową cząstki, która powinna powstać w procesie zderzenia, a c — prędkością światła.

Masa spoczynkowa mezonów kilkaset razy przewyższa masę elektronu i odpowiada energii wynoszącej około 150 MeV. Do chwili wykrycia mezonów fizycy nie dysponowali środkami do sztucznej produkcji tych cząstek. Zagadnienia tego nie można było rozwiązać w oparciu o cyklotrony.

Jak wiemy, zasada działania cyklotronu polega na wykorzystaniu rezonansu pomiędzy częstością obiegu protonów, poruszających się w polu magnetycznym cyklotronu, a częstością zmiennego pola elektrycznego, przyspieszającego protony w tym urządzeniu.

Rozumując w sposób przybliżony można powiedzieć, że rezonans taki istnieje tylko wówczas, gdy prędkość protonów poruszających się wewnątrz cyklotronu jest dostatecznie mała w porównaniu z prędkością światła. Jednakże w miarę zwiększania się energii rośnie prędkość cząstek i równocześnie — w myśl teorii względności — ich masa. W wyniku tego, zgodność pomiędzy okresem obiegu cząstek i częstością zmian pola elektrycznego

przyspieszającego je zostaje stopniowo coraz bardziej naruszana aż do momentu, gdy wreszcie zniszczenie rezonansu uniemożliwia dalsze przyspieszanie.

Maksymalna energia, do której mogą być przyspieszone protony w cyklotronie jest bliska 10 MeV, jest zatem 20 razy mniejsza niż energia potrzebna do sztucznej produkcji mezonów.

Wykonano szereg prób celem pokonania trudności związanych z relatywistycznym przyrostem masy przyspieszanych cząstek. Jednakże próby te okazały się bezskuteczne. Zaczęto przypuszczać (i ten punkt widzenia panował w ciągu wielu lat), że relatywistyczne narastanie masy stanowi zasadniczą trudność i ogranicza możliwość przyspieszenia protonów do wysokich energii.

W 1944 roku mnie i (nieco później) M a c M i l l a n o w i udało się dowieść, że relatywistyczny wzrost masy nie tylko nie jest przeszkodą w skutecznym stosowaniu metod przyspieszenia cząstek naładowanych, lecz odwrotnie, efekt ten zapewnia możliwość przyspieszania rezonansowego elektronów i protonów do bardzo wysokich energii. Kluczem do powodzenia było wykrycie zjawiska automatycznej korekty fazy, które pozwoliło skonstruować mnóstwo różnych typów akceleratorów, wykorzystanych zarówno do przyspieszania elektronów jak i do przyspieszania protonów i deuteronów.

Nie będę wyliczać wszystkich typów akceleratorów skonstruowanych na zasadzie automatycznej korekty fazy, podam tylko ważniejsze z nich.

Pierwszy — to cykliczne akceleratory elektronów zwane synchrotronami. Jedno z pierwszych na świecie urządzeń tego typu dla energii 30 MeV zostało skonstruowane już w 1947 roku w Instytucie Fizyki im. P. N. Lebediewa Akademii Nauk ZSRR.

W wielu krajach świata czynnych jest obecnie wiele różnych synchrotronów dostarczających wiązek elektronów o energii do kilkuset milionów elektronowoltów. Istnieją już synchrotrony dające wiązki elektronów o energii 1,5 GeV i buduje się synchrotrony umożliwiające osiąganie energii do 7 GeV. Jak wiadomo, w Związku Radzieckim od wielu lat czynny jest synchrotron Instytutu Fizycznego pozwalający osiągać energię 280 MeV oraz synchrotron Leningradzkiego Instytutu Fizyko-Technicznego dający cząstki o energii 100 MeV.

Synchrotrony pozwalają otrzymywać ultratwarde promieniowanie elektromagnetyczne. Przy pomocy tych urządzeń stwierdzono istnienie neutralnego mezonu π . Elektrony i fotony o wielkich energiach stanowią jeden z najbardziej efektywnych sposobów badania struktury nukleonów — podstawowych składników jąder atomów.

Następnym, ważnym typem akceleratora to fazotron (lub synchrociklotron). Przeznaczeniem jego jest przyspieszanie protonów, deuteronów i cząstek α ;

ponadto stanowi on najwydajniejsze źródło mezonów π . Obecnie na całym świecie istnieje ponad 10 czynnych fazotronów. Największy fazotron zbudowano w Związku Radzieckim pod kierunkiem Mieszczerakowa, D. W. Jefremowa i A. A. Minca.

W rzeczywistości wszystko to, co wiemy o roli mezonów π w zagadnieniu sił jądrowych, zostało stwierdzone w wyniku uzyskania potężnych wiązek mezonów, wytwarzanych przy pomocy fazotronów.

Trzeci typ akceleratorów — to ogólnie znane synchrofazotrony takie jak amerykański kosmotron umożliwiający osiąganie energii 3 GeV, bewatron na 6,3 GeV i wreszcie, zbudowany u nas w kraju synchrofazotron, który dostarcza wiązki protonów o energii 10 GeV. Jak wiadomo, synchrofazotron na 10 GeV jest własnością Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych. Jego charakterystyki były wielokrotnie podawane w literaturze naukowej, to też nie będę o nich mówić. W akceleratorze tym osiągnięto natężenie w przybliżeniu 10^9 cząstek w impulsie i rozpoczęto już badania fizyczne, których zakres będzie rósł bardzo szybko. Właśnie takim typom akceleratorów zawdzięczamy zdobycie najważniejszych wiadomości z fizyki cząstek elementarnych. Doprowadziły one do odkrycia długożyjących mezonów neutralnych, antyprotonów i antyneutronów.

Wszystkie wyżej wymienione akceleratory nazywamy cyklicznymi. Charakterystyczne dla nich jest to, że cząstki przyspieszane, poruszając się po zamkniętych torach, przechodzą wielokrotnie przez to samo przyspieszające pole elektryczne. Istnieje jeszcze jeden rodzaj akceleratorów rezonansowych, tak zwane akceleratory liniowe, w których cząstki przyspieszane poruszają się po linii prostej. Szybki rozwój tych urządzeń wiąże się także z odkryciem automatycznej korekty fazy.

Postaram się dać jak najbardziej ogólne pojęcie o zasadzie automatycznej korekty fazy, nie wchodząc w szczegóły działania tego mechanizmu w tym lub innym typie akceleratorów.

Każdy reaktor cykliczny posiada dwa podstawowe elementy:

1. Pole magnetyczne, zapewniające cykliczny charakter ruchu cząstek naładowanych.

2. Urządzenie przyspieszające, w którym wzbudza się zmienne pole elektryczne, przekazujące energię cząstkom naładowanym. Częstość pola magnetycznego może być stała lub ulegać zmianom. Pole magnetyczne może być również stałe lub narastać w miarę upływu czasu. Te dwa elementy wystarczają do powstania mechanizmu automatycznej korekty fazy.

Aby wyjaśnić mechanizm działania automatycznej korekty fazy pozwolę sobie przytoczyć kilka najprostszych zależności.

Rozważmy czas potrzebny cząstce poruszającej się w polu magnetycznym na wykonanie jednego obrotu. Ten czas T będzie oczywiście określać

stosunek drogi S , którą przechodzi cząstka w czasie obrotu do prędkości tej cząstki v , tj.

$$T = \frac{S}{v}.$$

Tor cząstek naładowanych, poruszających się w jednorodnym, stałym (lub prawie stałym w czasie) polu magnetycznym, jest jak wiadomo okręgiem, którego promień R wyraża się następującym wzorem:

$$R = \frac{Mvc}{He} = \frac{M_0vc}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} He},$$

gdzie H jest natężeniem pola magnetycznego, $M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ — całkowitą masą cząstki, e — jej ładunkiem elektrycznym.

Zatem droga, którą przebywają cząstki wykonując jeden obrót, wynosi $S = 2\pi R = \frac{2\pi Mvc}{He}$. Czas T , zużyty na obrót, otrzymamy dzieląc drogę S przez prędkość cząstek, tj.

$$T = \frac{2\pi M_0c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} He}.$$

Zgodnie z teorią względności $Mc^2 = w$, zatem dla T otrzymamy wzór

$$T = \frac{2\pi w}{H ec} = \frac{2\pi}{ec} \frac{w}{H}.$$

Wzór ten zawiera wszystkie elementy niezbędne do zrozumienia mechanizmu automatycznego korygowania fazy. Dowodzi on, że w dowolnym akceleratorze cyklicznym istnieje prosty związek łączący trzy podstawowe wielkości — natężenie pola magnetycznego regulującego ruch cząstek, okres obiegu oraz energię cząstek. A więc zadanie polega na tym, aby wykorzystując związek tych wielkości znaleźć i zrealizować warunki, w których energia cząstek mogłaby wzrastać nieprzerwanie kosztem odpowiedniej zmiany jednego lub dwóch innych parametrów. Okazuje się, że rozwiązanie zadania jest w rzeczywistości niesłychanie proste. Należy zastosować znany już rezonansowy sposób przyspieszenia. Jednakże amplituda różnic potencjałów pola elektrycznego przyspieszającego cząstki nie może być w tym przypadku dobierana dowolnie, lecz winna spełniać pewne proste wymagania.

Największą zaletą tej metody przyspieszania jest to, że dzięki zależności masy cząstek od prędkości każde odchylenie czasu obiegu cząstek od war-

tości rezonansowej prowadzi natychmiast do zmiany przyrostu energii otrzymywanej przez cząstki od pola elektrycznego, co powoduje automatyczny powrót okresu obiegu do wartości rezonansowej. Okazuje się, że w celu zrealizowania takiej automatyzacji wystarczy powoli zmieniać pole magnetyczne lub częstość przyspieszającego pola elektrycznego, albo też przy stałych wartościach jednego i drugiego przyłożyć dostatecznie dużą różnicę potencjałów do urządzenia przyspieszającego. Jeżeli w procesie przyspieszania cząstka z jakichś powodów zbyt szybko otrzymuje energię, to rezonans pomiędzy czasem jej obrotu i częstością przyspieszającego ją pola ulega pogorszeniu, za każdym obiegiem cząstka otrzymuje coraz mniej energii, co prowadzi do poprawienia rezonansu. Odwrotnie, jeżeli energia cząstki w procesie przyspieszania z jakichś powodów narasta nieco wolniej niż to jest konieczne do utrzymania rezonansu, to dana cząstka zaczyna otrzymywać od pola magnetycznego większe porcje energii niż poprzednio i w ten sposób dostarczana jest jej pewna dodatkowa energia.

Takie automatyczne utrzymanie równowagi pomiędzy okresem obiegu cząstki i okresem przyspieszającego ją pola elektrycznego może być zapewnione w akceleratorach cyklicznych najróżniejszego typu. Można na przykład utrzymać stałe w czasie pole magnetyczne, kierujące ruchem cząstek, i według dowolnego prawa zmniejszać częstość przyspieszającego pola elektrycznego. Można również zrobić odwrotnie — zwiększać wartość pola magnetycznego i utrzymywać stałą częstość. Wreszcie można zmieniać jedno i drugie. Do urządzeń pierwszego typu ze stałym polem magnetycznym należą fazotrony, do urządzeń drugiego typu ze stałą częstością — synchrotrony, a akceleratory trzeciego typu to synchrofazotrony, o których już wspominałem.

We wszystkich tych przypadkach dla zrealizowania automatycznego korygowania fazy wystarczy spełnienie bardzo prostej nierówności, łączącej różnicę potencjałów pola elektrycznego przyspieszającego cząstki z prędkością zmian pola magnetycznego lub częstotliwości.

Akceleratory automatycznie korygujące fazę pozwoliły zwiększyć granicę energii w porównaniu z cyklotronem mniej więcej tysiąckrotnie i wydaje się, że liczba ta nie jest ostateczna.

Przejdziemy teraz do drugiej charakterystycznej własności akceleratorów automatycznie korygujących fazę; na własność tę należy zwrócić uwagę z punktu widzenia przyszłego rozwoju akceleratorów cząstek naładowanych.

Zwiększenia energii osiągnięte przy pomocy zasady automatycznego korygowania fazy nie uzyskuje się za darmo. Tak, na przykład, podczas gdy średnica biegunów zwykłych cyklotronów wynosi 1—1,5 m, a ciężar ich od kilkudziesięciu do stu ton, to ciężar nowoczesnych fazotronów wynosi

już kilka tysięcy ton, a średnica ich biegunów osiąga 5 do 7 m. Natomiast ciężar synchrofazotronów dochodzi nawet do kilkudziesięciu tysięcy ton, promień elektromagnesu wynosi dziesiątki, a w budowanych obecnie akceleratorach — setki metrów. Ta tendencja w budowie nowoczesnych akceleratorów była dowcipnie podkreślona przez znanego włoskiego fizyka Fermiego, który w jednym ze swoich ostatnich wykładów żartobliwie zwrócił uwagę na to, że jeżeli będziemy ekstrapolować obserwowany obecnie stosunek pomiędzy maksymalną energią cząstek i rozmiarami akceleratorów, to aby uzyskać cząstki o energii 10^{16} elektronowoltów trzeba będzie zbudować akcelerator o średnicy orbity równej średnicy kuli ziemskiej a komora próżniowa będzie wielkości równika. Stwierdzenie to ma oczywiście charakter żartobliwy, jednakże niewątpliwie odzwierciedla ono ważne własności fizyczne współczesnych akceleratorów. W ciągu ostatnich 15 lat fizycy dążyli do uzyskania coraz większych energii. Automatyczne korygowanie fazy pozwoliło rozwiązać to zagadnienie. Jednakże właśnie automatyczne korygowanie fazy prowadzi do tego, że natężenie, tj. strumień cząsteczek, który można uzyskać z akceleratora, zmniejsza się stale wraz ze wzrostem maksymalnej energii cząstek, dostarczanych przez urządzenie. Na przykład cyklotron pozwala na otrzymywanie prądu o natężeniu około 100 miliamperów, w fazotronie otrzymujemy już tylko 1 mikroamper. Natomiast synchrofazotron takiego typu jak bevatron lub akcelerator ZIBJ dają prąd o natężeniu ledwie 10^{-3} mikroamperów.

Laurence zwrócił uwagę na to, że dalsze dążenie w tym kierunku pozwoli otrzymywać w tym fantastycznym akceleratorze, o którym mówił Fermi, natężenie równe 1 protonowi na dobę.

W ten sposób, równorzędnie z gigantycznym wzrostem energii, następuje jaskrawe zmniejszenie strumienia cząsteczek przyspieszonych. Przyczynę tej sytuacji łatwo jest zrozumieć. Chodzi o to, że przy zwiększeniu wielkości akceleratora i jego ciężaru bardzo szybko rośnie moc tych układów energetycznych, które dostarczają energii elektromagnesom akceleratorów cyklicznych i generatorom wysokiej częstotliwości, stosowanym do stworzenia pola elektrycznego przyspieszającego cząstki. Ponieważ moc układów energetycznych jest ograniczona, zatem liczba impulsów cząstek przyspieszonych, dostarczonych przez akcelerator w ciągu jednej sekundy, zmniejsza się katastrofalnie. W cyklotronie liczba impulsów wynosi 10^7 na sekundę. W fazotronie Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych liczba ta równa jest już zaledwie około 100 na sekundę, w synchrofazotronie na 10 BeV 1 impuls odpowiada przeciętnie 12 sekundom.

Okoliczność ta jest bardzo charakterystyczna, ponieważ wiąże się ona ściśle z zasadą przyspieszania, która dla zwiększenia energii cząstek wymaga większych rozmiarów i ciężaru akceleratorów.

Istnieją dwie dziedziny zagadnień, wymagające dalszego zwiększenia energii cząstek naładowanych przy równoczesnym zwiększeniu natężenia strumienia cząstek przyspieszonych. Jedna z tych dziedzin — to dziedzina badań naukowych związanych z naturą cząstek elementarnych.

Postępy fizyki osiągnięte w ostatnich latach wymagają budowy akceleratorów na coraz większe energie. Podczas gdy dla otrzymania mezonu π cząstka „pocisk” musi mieć energię zaledwie 150 MeV lub nieco więcej, to aby obserwować powstawanie antyprotonu trzeba około 6 GeV, a do stworzenia pary tak zwanych hiperonów kaskadowych Ξ trzeba już około 10 GeV. Nie można wątpić, że dalsze odkrycia będą wymagać od akceleratorów coraz większych energii.

Jednocześnie istnieje druga i bodaj nie mniej ważna dziedzina zagadnień, do rozwiązania których konieczne jest stworzenie potężnych akceleratorów, zapewniających nie tylko bardzo duże energie rzędu dziesiątków miliardów elektronowoltów, a może nawet jeszcze większych, lecz wymagających równocześnie wielkiego natężenia wiązki cząstek przyspieszonych.

Nie będę się zagłębiać w szczegóły, wspomnę jedynie, że zagadnienia te wiążą się z możliwością praktycznego wykorzystania akceleratorów i mogą obejmować najróżniejsze dziedziny działalności praktycznej.

Chciałbym w dużym skrócie spróbować scharakteryzować perspektywę rozwoju obu wyżej wspomnianych kierunków. Zacznę od zagadnienia energii maksymalnych. Obecnie cząstki największych energii dostarczane są przez akceleratory cykliczne. Maksymalne energie cząstek, które można uzyskać w akceleratorze cyklicznym z polem magnetycznym o natężeniu H , praktycznie nie zależą od typu akceleratora, lecz jedynie od natężenia pola magnetycznego, które może być wykorzystane do utrzymania cząstek na orbicie, i od promienia toru cząstek. Ze wszystkich znanych nam materiałów wiemy, że wielkość maksymalnego natężenia pola nie przekracza 30 000 oerstedów. Dlatego też jeżeli chcemy, przy zastosowaniu istniejących metod, pójść w kierunku zwiększenia maksymalnej energii cząstek, praktycznie mamy tylko jedną drogę: zwiększenie rozmiarów akceleratorów. Jednakże w tym przypadku zbliżamy się bardzo szybko do ostatecznej granicy, od której nie jesteśmy już daleko. Dawniej fizycy nie mieli okazji stykać się z zagadnieniami o charakterze ekonomicznym. Jednakże w miarę projektowania coraz potężniejszych akceleratorów zaczynają decydować czynniki czysto techniczne i ekonomiczne. Dziś już dla wszystkich jest zrozumiałe, że jeżeli magnes akceleratora waży około 40 tys. ton i wymaga dla siebie budowy wielkich gmachów, fundamentów, potężnej podstacji elektrycznej dającej setki tysięcy kilowatów energii w impulsie, to niestety czynniki ekonomiczne nie mogą nie interesować fizyków. Jednakże nie tylko ściśle ekonomiczne czynniki ograniczają dążenie do prostego zwiększe-

nia rozmiarów istniejących akceleratorów. Można dowieść, że trudności techniczne, związane ze stworzeniem gigantycznych elektromagnesów, ich ciężar, wymagania dotyczące dokładności charakterystyk magnetycznych itp., wszystkie te czynniki rosną w miarę wzrostu wielkości elektromagnesu w przybliżeniu proporcjonalnie do maksymalnej energii w potęgze 2,5—3.

Co powoduje tak szybki wzrost rozmiarów akceleratorów? Okazuje się, że warunkuje go pewne ważne zjawisko fizyczne. Chodzi o spełnienie warunków stabilności ruchu cząstek. W dowolnym akceleratorze cyklicznym, a zwłaszcza w akceleratorze zbudowanym na zasadzie automatycznego korygowania fazy, cząstki w procesie przyspieszania wykonują wielką liczbę obiegów. Tak na przykład, w synchrofazotronie ZIBJ w czasie przyspieszania trwającego 3,5 sekundy, cząstki dokonują kilku milionów obiegów przebywając w tym czasie milion km. Ażeby na tak długiej drodze uniknąć katastrofalnych strat ilości cząstek przyspieszonych z przyczyn przypadkowych, jak na przykład zderzenia z cząsteczkami gazu, zakłócenia ruchu związane z niejednorodnością pola magnetycznego itp., trzeba aby ruch cząstek był stabilny. Wiadomo, że aby spełnić warunki stabilności, należy nadać polu magnetycznemu, zapewniającemu cykliczność ruchu cząstek, jakąś całkowicie określoną charakterystykę.

Teoria wykazuje, że we wszystkich istniejących synchrofazotronach siły magnetyczne zapewniające stabilność i utrzymujące cząstki na torze równowagi są na ogół bardzo małe i z tego powodu amplitudy wahań cząstek wokół torów odpowiadających równowadze są ogromne. Dlatego przestrzeń, w której poruszają się cząstki i w której konfiguracja pola magnetycznego winna odpowiadać warunkom stabilności, powinna być również odpowiednio duża. Zwiększenie energii cząstek i odpowiednio zwiększenie promienia orbity akceleratora pociąga za sobą konieczność zwiększenia rozmiarów obszaru, w którym poruszają się cząstki. Prowadzi to do zwiększenia ciężaru elektromagnesu proporcjonalnie do sześcianu promienia orbity cząstek. W synchrofazotronie ZIBJ szerokość „ścieżki”, po której poruszają się cząstki wynosi około 1,5 m. Gdybyśmy chcieli zwiększyć maksymalną energię cząstek do 30—50 miliardów elektronowoltów w warunkach stabilności istniejących w synchrofazotronie ZIBJ, trzeba by było skonstruować elektromagnes o wadze prawie 1 miliona ton, co oczywiście jest już zupełnie nierealne.

Przed paru laty grupa amerykańskich fizyków wysunęła bardzo ciekawy pomysł uniknięcia tej trudności. Ich metoda dała nowe podejście do zagadnienia stabilności ruchu i otrzymała nazwę silnego ogniskowania. Dowiedli oni, że można bardzo wyraźnie zwiększyć siły magnetyczne, zapewniając stabilność ruchu cząstek, jeżeli konfiguracja pola magnetycznego synchrofazotronu będzie ulegać periodycznym zmianom w azymucie.

strumieni cząstek i przejścia do cząstek ultrarelatywistycznych o energiach setek i tysięcy miliardów elektronowoltów nie może być rozwiązane przez zastosowanie wyżej wymienionych metod. Jeżeli chcemy uzyskać szybki postęp w tej dziedzinie, musimy szukać jakichś zupełnie nowych dróg.

Przechodzę obecnie do końcowej części, która z konieczności będzie zawierać stosunkowo duży element fantazji i która dotyczy perspektyw rozwoju akceleratorów.

Przede wszystkim chcę omówić pomysł łączący w dziwny sposób dwa zagadnienia: otrzymywanie większych natężeń i większych energii cząstek przyspieszanych.

Zapytajmy fizyków eksperymentatorów: „Co chcecie robić mając w ręku cząstkę dużej energii?” Eksperymentator daje trywialną odpowiedź, że wykorzysta cząstkę przyspieszoną jako pocisk oddziałując nią na cząstkę spoczywającą, stanowiącą cel; następnie przystąpi do obserwowania rozpraszania cząstek, generacji mezonów, antynukleonów itp.

Dlaczego jednak cel musi spoczywać? Okazuje się, że powstają możliwości obserwowania procesów odbywających się przy ultrawysokich energiach, jeżeli cel, który dotąd zawsze spoczywał, będzie się poruszać z dużą prędkością na spotkanie strumienia cząstek, wykorzystywanych jako pociski.

Przyjrzyjmy się, co się stanie, jeżeli pocisk i cel będą się poruszać naprzeciw siebie z jednakową relatywistyczną prędkością. Łatwo wykazać, że jeżeli dwa protony, posiadające na przykład energię po 10 GeV lecąc na spotkanie zderzą się, to proces oddziaływania wzajemnego będzie się odbywać tak, jak gdyby jeden z protonów spoczywał, a drugi poruszał się z energią równą w przybliżeniu 20 miliardom elektronowoltów. W ten sposób kierując naprzeciw siebie strumienie cząstek wielkich energii i obserwując procesy odbywające się w zderzeniach cząstek będziemy mogli badać zjawiska, które zachodziłyby, gdybyśmy rozporządzali akceleratorem dostarczającym cząstek z ultrawysoką energią, równą podwójnej energii cząstek każdego ze spotykających się strumieni z osobna.

Taka metoda realizowania procesów, które mogłyby być wywołane tylko przez cząstki o ultrawysokich energiach, wydaje mi się nader obiecująca. Jednakże nie tak łatwo jest zrealizować ją w praktyce. Jest to uwarunkowane tym, że efektywny przekrój czynny charakteryzujący, na przykład, prawdopodobieństwo zderzenia dwóch protonów, jest znikomo mały. Aby można było obserwować takie zderzenie, konieczne jest, jak wiemy z obliczenia, aby każda ze spotykających się wiązek odpowiadała prądowi rzędu 50—100 A. Wątpliwe jest, czy można przy pomocy istniejących obecnie akceleratorów z automatycznym korygowaniem fazy zapewnić otrzymanie takich prądów. Maksymalne prądy impulsowe, możliwe obecnie do uży-

skania, są rzędu 0,1—0,01 A. Wyjaśniam, że chodzi tu o prądy chwilowe a nie o średnie prądy, o których mówiłem wyżej.

Aby praktycznie można było zrealizować zderzenie się wiązek, trzeba zwiększyć prądy chwilowe 500—1000 razy. Istnieje szereg pomysłowych propozycji rozwiązania tego zagadnienia.

W Związku Radzieckim w 1953 roku W. A. Pietuchow, M. S. Rabinowicz, A. A. Kołomienski i nieco później w USA Kerst, Simon i inni zaproponowali nowe układy magnetyczne ze stałym w czasie polem magnetycznym, które pozwoliłoby uzyskać znaczne zwiększenie prądu cząstek przyspieszonych.

Istnieją propozycje wykorzystania obecnych akceleratorów celem nagromadzenia prądów. Mają być skonstruowane specjalne magnetyczne zbiorniki, w których można będzie w ciągu dłuższego czasu gromadzić wiązki cząstek z nowoczesnych akceleratorów, a więc zmuszać strumienie cząstek nagromadzone w dwóch zbiornikach do zderzenia. Oczywiście praktyczne zrealizowanie tych jeszcze dość surowych projektów jest odległe; wspominam o tym dlatego, aby wykazać nieco nieoczekiwany związek dwóch zagadnień — otrzymywania dużych strumieni i ultrawysokich energii.

Zasady działania wszystkich akceleratorów, o których mówiłem powyżej, wiążą się z zagadnieniem ruchu jednej izolowanej cząstki w danych polach magnetycznych i elektrycznych. Szybki rozwój akceleratorów stał się możliwy w oparciu o ścisłą teorię pozwalającą na dokładne obliczenie warunków ruchu cząstek. Podstawy do opracowania tej teorii dali radzieccy teoretycy M. S. Rabinowicz, A. A. Kołomienski, jak również niektórzy fizycy z innych krajów.

Nowe idee, o których wspomnę, dotyczą dziedziny zjawisk, w której należy uwzględnić wzajemne oddziaływanie cząstek, to też wiele zagadnień rozpatrzę tylko jakościowo. Mam tu na myśli zaproponowaną przez A. M. Budkera tak zwaną stabilizowaną wiązkę relatywistyczną, koherentną metodę przyspieszenia, zaproponowaną przez autora niniejszego referatu oraz projekt falowodów plazmowych J. I. Feinberga.

Chociaż pomysły te są zupełnie różne, posiadają jednak wspólną cechę. Wszystkie rozważają wykorzystanie plazmy do stworzenia potężnych strumieni cząstek wysokich energii. Z powodu braku czasu mówiłem wyłącznie o zagadnieniach związanych ze stanem i perspektywami rozwoju cyklicznych metod przyspieszania. W ciągu ostatnich 10 lat pod wpływem spontanicznego postępu radiotechniki i wykorzystania zasady automatycznego korygowania fazy zaczęły się szybko rozwijać również i akceleratory liniowe. Pomimo szeregu zalet, które posiadają akceleratory liniowe w dziedzinie wielkich energii, nie są one jeszcze tak efektywne jak cykliczne, przede

wszystkim dlatego, że w zwykłych rezonatorach i falowodach nie można stworzyć i następnie wystarczająco efektywnie wykorzystać bardzo wysokiego natężenia pola elektrycznego. Z drugiej strony w akceleratorach tych trudno jest zapewnić równocześnie warunki ogniskowania fazowego i przestrzennego cząstek. W 1956 r. J. I. F e i n b e r g zwrócił uwagę na możliwość równoczesnego pokonania obu tych trudności przez wykorzystanie plazmy spoczywającej lub będącej w ruchu, umieszczonej w podłużnym polu magnetycznym. Okazuje się, że plazma taka zachowuje się tak samo jak falowód, posiadający szereg dziwnych własności. Wzdłuż tych falowodów plazmowych mogą się rozchodzić fale, których długość jest znacznie większa niż poprzeczne wymiary falowodu. Powstaje możliwość stworzenia bardzo dużych natężeń pola, właśnie w tej niewielkiej przestrzeni, w której poruszają się cząstki przyspieszone. W ten sposób można pokonać trudność połączenia wymagań stabilności fazowej i radialnej strumienia cząstek przyspieszonych.

Powyższe osiągnięcia rokuja zupełnie nowe perspektywy dla akceleratorów liniowych.

Przechodzę teraz do rozpatrzenia wiązki stabilizowanej. Wspomniałem wyżej, że w akceleratorze cyklicznym energią maksymalną, którą można przekazać cząstkom, określa jedynie natężenie pola magnetycznego na orbicie.

A. M. B u d k e r po raz pierwszy zwrócił uwagę na to, że przy pomocy plazmy relatywistycznej można uzyskać pole magnetyczne w przybliżeniu o 2 rzędy większe niż to, które daje dowolny ferromagnetyk, tj. otrzymać pole rzędu 10^6 oerstedów. Pomysł A. M. B u d k e r a oparty jest na wykorzystaniu własności relatywistycznych strumienia cząstek naładowanych. Autor ten wykazał, że jeżeli w akceleratorze cyklicznym uzyska się przy pomocy elektronów relatywistycznych dostatecznie duży prąd i przy pomocy jonów dodatnich skompensuje się wzajemne odpychanie elektronów, to w takiej plazmie powstaje potężne promieniowanie elektromagnetyczne. Powstanie promieniowania prowadzi do wyraźnego zmniejszenia przekroju wstęgi prądu plazmy, a wewnątrz plazmy i na jej powierzchni pojawi się silne pole magnetyczne. To pole magnetyczne można wykorzystać, umieszczając wewnątrz wstęgi plazmy cząstki, które następnie mogą być przyspieszane w jakiś zwykły sposób, na przykład przy pomocy automatycznego korygowania fazy. Pomysł ten jest bardzo piękny, ale wykonanie go wymaga pokonania wielu trudności. Równocześnie, gdyby się to udało zrobić, można byłoby liczyć na otrzymanie cząstek o energii około 10^{11} elektronowoltów.

W metodzie, o której mówiłem przed chwilą, rozwiązano problem bardzo dużych pól magnetycznych, a przyspieszanie cząstek odbywa się w poprzedni sposób.

Przed paru laty zwróciłem uwagę na możliwość wykorzystania nowej zasady przyspieszania cząstek. Zasada ta została nazwana koherentną. Wydaje się, że możliwe są najróżniejsze sposoby zrealizowania koherentnego przyspieszania. Zasada ta może być wykorzystana zarówno do przyspieszania cząstek naładowanych jak i tworów pseudoneutralnych.

Omówię pokrótce kilka przykładów tego nowego mechanizmu. Wyobraźmy sobie niewielkie objętościowo zagęszczenie ładunków zawierające n jonów dodatnich. Dalej wyobraźmy sobie, że na to zagęszczenie kierujemy wiązkę elektronów poruszających się obok wspomnianego zagęszczenia z prędkością v . Łatwo jest wykazać, że w tym przypadku na każdą cząstkę zagęszczenia będzie oddziaływać tym większa siła przyspieszająca, im większa jest liczba ładunków w zagęszczeniu. Dlatego efektywne pole przyspieszające może być w zasadzie bardzo duże, dochodzące nawet do wielu milionów elektronowoltów na cm. Oszacowanie jakościowe wykazuje, że współczynnik wydajności takiego mechanizmu przyspieszania jest bliski jedności. Naturalnie jest to ogromnie pociągający pomysł. Trzeba jednak zaznaczyć, że urzeczywistnienie go jest bardzo trudne i wiąże się przede wszystkim z zagadnieniem otrzymania dużych prądów elektronów relatywistycznych.

Dalszy, ciekawy pod wieloma względami wariant przyspieszania koherentnego to przyspieszenie zagęszczeń pseudoneutralnych. Wyobraźmy sobie pseudoneutralne zagęszczenie składające się z elektronów i jonów dodatnich lub elektronów i pozytonów. Skierujmy na to zagęszczenie strumień fal elektromagnetycznych, których długość będzie nieco większa od rozmiarów zagęszczenia. Pole elektromagnetyczne fali wywoła polaryzacyjne drgania elektronów zagęszczenia. Drgania te rozproszą część prądu pola elektromagnetycznego fali, w wyniku czego całość zagęszczenia otrzyma pęd i zacznie poruszać się w kierunku rozchodzenia się fali. Oczywiście ten wariant przyspieszania koherentnego jest w istocie rzeczy swoistym wykorzystaniem (oczywiście w nieco odmiennych warunkach) zjawiska ciśnienia światła, które odkrył P. N. Lebedew.

Największą zaletą tej metody jest możliwość przyspieszenia większej liczby cząstek przy przyspieszaniu neutralnych zagęszczeń plazmy, niż w przypadku dowolnych innych metod przyspieszania. Metoda koherentna pozwala myśleć o możliwości przyspieszenia cząstek do energii 10^{12} elektronowoltów, a nawet większych. Wydaje się, że jedyny możliwy sposób otrzymania takich wielkich energii to sposób przyspieszenia w zderzeniu, przy którym zagęszczenie (lub pierścień z prądem) elektronów relatywistycznych zderza się ze zagęszczeniem lub pierścieniem prądu zawierającym jony. Można wykazać, że jeżeli masa relatywistycznego zagęszczenia elektronów będzie wielokrotnie większa od masy zagęszczenia zawierającej jo-

ny, to przy zderzeniu zgęszczeń jonów zostanie przekazana ogromna ultra-relatywistyczna energia.

Istnieją również inne jeszcze warianty metod przyspieszenia koherentnego, o których nie będę już mówić.

Mogłem jedynie bardzo powierzchownie scharakteryzować trzy kierunki, związane z wykorzystaniem plazmy, jeszcze całkowicie nowe dla fizyki akceleratorów.

Rola ważnych procesów plazmowych w przyrodzie staje się ostatnio coraz wyraźniejsza. Przed paru laty zwrócono uwagę na możliwość wytwarzania promieniowania elektromagnetycznego, uwarunkowanego efektem Czerenkowa, jak również przyspieszania cząstek naładowanych przy ruchu strumieni plazmy w polach magnetycznych gwiazd. Wielokrotnie próbowano połączyć z tymi procesami mechanizm generacji cząstek kosmicznych. Istotną rolę może tu odegrać stochastyczny, probabilistyczny mechanizm przyspieszenia. Wiadomo, że w plazmie wyładowania gazowego powstają często cząstki szybkie o nieporównanie większej energii od różnicy potencjałów przyłożonych do plazmy. Można wykazać, że ruchowi zgęszczeń plazmy w niejednorodnych polach magnetycznych w przestrzeni kosmicznej powinna towarzyszyć generacja elektronów relatywistycznych. Widzimy więc, że zagadnienie przyspieszania cząstek naładowanych w astrofizyce jest ściśle związane ze swoistymi właściwościami plazmy.

Dążenie do osiągnięcia wielkich energii rzędu milionów miliardów elektronowoltów, takich jakie powstają w przestrzeniach kosmicznych na skutek jakichś nieznanych nam mechanizmów i do wykorzystania tych sztucznych pocisków celem zbadania natury cząstek elementarnych — to najciekawsze zadania dla fizyków i inżynierów, pracujących w tej porywającej dziedzinie nauki.

Tłumaczyła Maria Rojowska

Andrzej Trautman

Instytut Fizyki PAN

O promieniowaniu grawitacyjnym*

Zagadnienie fal i promieniowania grawitacyjnego liczy przeszło 40 lat. Wkrótce po sformułowaniu zasad ogólnej teorii względności Einstein opublikował pracę [1] zawierającą teorię fal płaskich i promieniowania słabych pól grawitacyjnych, tzn. teorię opartą na liniowym przybliżeniu równań grawitacji. Praca ta została później rozwinięta przez Weyla [2] i Eddingtona [3]. W 1937 r. Einstein i Rosen [4] podjęli próbę znalezienia rozwiązań ścisłych, przedstawiających fale płaskie. Doszli oni wtedy do wniosku, że takie rozwiązania muszą być osobliwe, a więc niefizyczne; udało im się jednak znaleźć fale cylindryczne. W tym samym okresie problem promieniowania został zaatakowany z innej strony w związku z pracami Einsteina, Infelda i Hoffmanna [5] nad równaniami ruchu w ogólnej teorii względności. Od początku było jasne, że rozwiązania przyjmowane w metodzie Einsteina, Infelda i Hoffmanna (EIH) opisują pola typu fali stojącej. Opierając się na analogiach z elektrodynamiką Infeld [6] zbadał wpływ tzw. członów promienistych i pokazał, że nie dają one żadnych poprawek do równań ruchu aż do 7 rzędu włącznie (równania newtonowskie są w metodzie EIH równaniami czwartego rzędu). Następnie Hu [7], a ostatnio Peres [8] wykonali obliczenia uwzględniające poprawki promieniste w 9. rzędzie. Wynik rachunków Hu był pozornie paradoksalny: równania ruchu miały taki kształt, jak gdyby wypromieniowaniu energii grawitacyjnej towarzyszyło *ujemne* tarcie promieniste. Niedawno Bondi [9] znalazł ścisłe rozwiązanie równań pola grawitacyjnego, reprezentujące fale płaskie bez osobliwości. Marder [10] zbadał możliwe postaci tensora energii-pędu materii wytwarzającej fale cylindryczne oraz przytoczył przykłady idealnych eksperymentów, pozwalających wykryć promieniowanie grawitacyjne. Pirani [11] i Lichnerowicz [12] podali geometryczną charakterystykę czasoprzestrzeni, których lokalna struktura przypomina falę płaską.

* Opracowane na podstawie autoreferatu pracy doktorskiej, bronionej dnia 13.I.1959 r. w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie.

Dotychczas w doświadczeniu nie udało się wykryć żadnych śladów promieniowania grawitacyjnego. W ostatnich latach zagadnienie to stało się jednak przedmiotem pewnego zainteresowania, głównie w związku z próbami skwantowania pola grawitacyjnego.

Cała problematyka promieniowania grawitacyjnego jest oparta na analogiach między teorią grawitacji i elektrodynamiką. Nie jest łatwo podać definicję promieniowania w ogólnej teorii względności. Zamiast to czynić, lepiej jest badać, które ze zjawisk towarzyszących promieniowaniu w elektrodynamice występują również w teorii grawitacji. Promieniowanie elektromagnetyczne jest związane z możliwością przenoszenia na odległość energii pod postacią fal, a matematycznie — z charakterem hiperbolicznym równań Maxwella. Wiąże się z tym istnienie tarcia promienistego powodującego, że według elektrodynamiki klasycznej elektron w atomie powinien spadać na jądro¹. Przenosząc to zagadnienie do teorii grawitacji pytamy, czy można spodziewać się zjawiska spadania Ziemi na Słońce pod wpływem grawitacyjnego tarcia promieniowania. Dalej, w teorii grawitacji nasuwa się konieczność sformułowania warunków brzegowych, analogicznych do warunków wypromieniowania w elektrodynamice. Nieciągłości pola elektromagnetycznego, które można uważać za matematyczne odpowiedniki czoła fali, rozchodzą się w próżni po charakterystykach, tzn. z prędkością światła. Podobnie skoki tensora krzywizny mogą opisywać czoło fali grawitacyjnej.

Dokładniejsze badanie wymienionych tu analogii wiąże się z dużymi trudnościami. Spowodowane są one *ogólną niezmienniczością* teorii Einsteina. Fizyczną podstawą ogólnej niezmienniczości jest zasada równoważności, a jej konsekwencją — nieliniowość równań pola. Innymi słowy, istota trudności leży w osobliwym charakterze pola grawitacyjnego, którego potencjały równocześnie opisują strukturę metryczną czasoprzestrzeni. W związku z tym: 1. nie ma zasady superpozycji pól grawitacyjnych, 2. w ogólnej teorii względności trudno jest określić pojęcie energii oraz 3. brak jest prostego związku między promieniowaniem a charakterem ruchu ciał. Omówimy teraz pokrótce istotę tych trudności.

Brak zasady superpozycji pól grawitacyjnych utrudnia konstruowanie rozwiązań falowych, uniemożliwia wprowadzenie funkcji Greena itp. Nie to stanowi jednak główną trudność. Widać to na przykładzie elektrodynamiki Borna-Infelda, która też jest nieliniowa, a nie nastęrcza większych kłopotów, jeśli chodzi o zagadnienie fal i promieniowania.

¹ Jeśli przyjąć rozwiązanie równań pola w postaci potencjałów opóźnionych. Elektrodynamika jako teoria niezmiennicza względem odbicia czasu nie wyróżnia potencjałów opóźnionych względem przedwczesnych. Aby zapewnić zgodność z doświadczeniem, uzupełnia się ją dodatkowymi warunkami (np. Sommerfelda), wprowadzającymi „strzałkę czasu”. Takie postępowanie nie jest zadowalające z punktu widzenia teorii, ale dyskusja tego problemu nie mieści się w ramach niniejszego artykułu.

Bardzo trudno jest w sensowny sposób wprowadzić pojęcie *energii grawitacyjnej*. Jeśli składowe tensora metrycznego $g_{\mu\nu}$ ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$) są potencjałami pola grawitacyjnego, to zgodnie z ogólnymi zasadami teorii pola można się spodziewać, że gęstość energii będzie pewną formą kwadratową symboli Christoffela. Wiadomo jednak, że dla dowolnego punktu czasoprzestrzeni można dobrać taki układ współrzędnych, w którym wszystkie symbole Christoffela znikają. Inaczej mówiąc, przez wybór układu odniesienia można w danym punkcie „wytransformować” pole grawitacyjne; fizyczne źródło tego faktu leży w zasadzie równoważności, a więc u samych podstaw ogólnej teorii względności. Widać już stąd, że w żadnym razie nie można mówić o lokalnym rozkładzie energii grawitacyjnej. W ogólnej teorii względności nie ma tensorowych praw zachowania² w postaci zwykłej dywergencji, a więc nie ma również „dobrego” wektora Poyntinga, który by służył do obliczania strumienia promieniowanej mocy. Czasami wysuwa się pogląd, że pole grawitacyjne jest reprezentowane raczej przez tensor Riemanna niż przez symbole Christoffela. Jeśli tak, to energię pola grawitacyjnego należałoby opisywać przy pomocy formy kwadratowej zbudowanej z tensora krzywizny. Można skonstruować w ten sposób pewien tensor czwartego rzędu o własnościach przypominających tensor energii-pędu pola elektromagnetycznego [15].

W elektrodynamice istnieje bezpośredni związek promieniowania z przyspieszonym ruchem ładunków. Natomiast w teorii grawitacji każde sferyczne i nieobracające się ciało porusza się po geodetyce, czyli po prostej, a więc właściwie ruchem jednostajnie postępowym.

Pewne informacje na temat promieniowania grawitacyjnego, a mianowicie to, że o ile istnieje, to jest bardzo słabe, można otrzymać bez żadnych rachunków, z ogólnych rozważań jakościowych. W elektrodynamice prawo zachowania ładunku uniemożliwia fale kuliste, możliwe jest jedynie promieniowanie dipolowe oraz wyższego rzędu. Promieniowanie dipolowe znika, gdy wszystkie ładunki mają ten sam stosunek e/m . Podobnie jest w teorii grawitacji. Prawo zachowania masy uniemożliwia fale kuliste (twierdzenie Birkhoffa), a prawo zachowania pędu — promieniowanie dipolowe. Możliwe są tylko fale *kwadrupolowe* i wyższe. Można inaczej wytłumaczyć brak promieniowania dipolowego tym, że stosunek czynnej masy grawitacyjnej do masy inercjalnej jest dla każdego ciała równy jedności.

E i n s t e i n w pracy z 1918 r. obliczył promieniowanie kwadrupolowe obracającego się pręta w pierwszym liniowym przybliżeniu. Rachunek ten jest powtarzany we wszystkich podręcznikach teorii względności. Nie przesądza on jednak sprawy istnienia promieniowania grawitacyjnego. Pole

² Jak wiadomo, istnienie dziesięciu tensorowych praw zachowania w szczególnej teorii względności jest konsekwencją własności symetrii przestrzeni Minkowskiego, która dopuszcza 10-parametrową grupę izometrii (transformacji Lorentza) [13], [14].

przybliżone, otrzymane przez Einsteina, jest okresowe i ma reprezentować promieniowanie. Można natomiast pokazać, że okresowe pole grawitacyjne, będące ścisłym rozwiązaniem równań pola, może opisywać tylko fale stojące. Łatwo to zrozumieć, gdyż wypromieniowaniu muszą towarzyszyć efekty sekularne, a więc pole nieperiodyczne. Aby odpowiedzieć na pytanie, czy pole znalezione przez Einsteina może opisywać promieniowanie, trzeba przejść do wyższych rzędów aproksymacji.

Einsteini inni obliczając promieniowaną energię opierali się na tzw. pseudotensorze energii-pędu, który jest pewną formą kwadratową pierwszych pochodnych $g_{\mu\nu}$, a więc nie jest tensorem. W związku z tym przedstawianie promieniowanej mocy w postaci całki powierzchniowej grawitacyjnego wektora Poyntinga jest niejednoznaczne, zależy od wyboru układu współrzędnych. Infeld [16] ostatnio pokazał, że dla pola grawitacyjnego wytwarzanego przez izolowany układ ciał zawsze można wybrać taki układ współrzędnych, aby strumień wektora Poyntinga przez zamkniętą powierzchnię w nieskończoności był równy zeru.

Powstaje zatem pytanie, czy nie jest tak, że wszystkie rozwiązania lub zjawiska, które określa się mianem promieniowania grawitacyjnego, są związane z wyborem układu i można je przez wybór innego układu usunąć. Że jednak tak nie jest, widać już chociażby z istnienia fal płaskich lub cylindrycznych. Trochę trudniej jest zbadać ten problem w ramach metody EIH. Chodzi tu o problem usuwalności członów promienistych przez wybór układu [17]. Aby wyjaśnić istotę zagadnienia, rozwińmy względem $1/c$ skalarny potencjał opóźniony

$$\frac{a(t-r/c)}{r} = \frac{a(t)}{r} - \frac{1}{c} \dot{a}(t) + \frac{1}{2c^2} r\ddot{a}(t) + \dots$$

Tego typu rozwinięcia używane są w metodzie EIH [5]. Rozwinięcie potencjału symetrycznego różni się od powyższego tym, że nie zawiera nieparzystych potęg $1/c$ — wyrazy te noszą nazwę promienistych. Podobnie można rozwinąć potencjały elektromagnetyczne A_μ oraz potencjały grawitacyjne $g_{\mu\nu}$. Jeśli chodzi o potencjały elektromagnetyczne i grawitacyjne, to ich postać przy zadanym polu nie jest jednoznaczna. Pierwsze można zmieniać przez cechowanie, a drugie — przez transformację układu. Warunkiem anihilowalności potencjałów elektromagnetycznych A jest znikanie pola $f = \text{rot } A$, a warunkiem anihilowalności potencjałów grawitacyjnych — znikanie tensora krzywizny. W metodzie aproksymacyjnej odpowiada temu znikanie zlinearyzowanego tensora Riemanna. Zgodnie z wynikami Infelda [6] pierwszymi członami promienistymi, które mogą dać przyczynki do równań ruchu w dziewiątym rzędzie, są pola g_{ik} , g_{0k} , g_{00} ($i, k = 1, 2, 3$). Wskaźniki pod symbolem funkcji oznaczają tu rząd rozwinięcia względem

1/c. Warunkiem anihilowalności tych pól jest $R_{i00k} = 0$ ($R_{\mu\nu\sigma\tau}$ oznacza tensor krzywizny). Okazuje się jednak, że istnieją człony promieniste, zgodne z równaniami pola i ruchu, dla których $R_{i00k} \neq 0$. Pola takie są więc istotnie różne od pól opisywanych przez zwykłą metodę EIH, w której przyjmuje się $g_{ik} = g_{0k} = g_{00} = 0$. Dla przykładu można przeprowadzić [17] rachunki w przypadku dwu ciał o równych masach, poruszających się w teorii Newtona po okręgu. W równaniach ruchu do 9. rzędu pojawiają się poprawki promieniste. Otrzymane w ten sposób równania ruchu są typu

$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega^2(x)x = 0,$$

gdzie $\alpha > 0$ jest stałą. Ale wynik ten nie oznacza jeszcze, że ruch jest tłumiony i ciała spadają na siebie. Postać równań ruchu zależy od układu współrzędnych; można przez transformację układu usunąć człon $2\alpha\dot{x}$. Ta sama uwaga stosuje się do równań otrzymanych przez H u i P e r e s a.

W każdym razie widać jednak, że określone mu ruchowi newtonowskiemu odpowiada w wyższych rzędach przybliżeń więcej niż jedno pole grawitacyjne. Wśród tych pól jest jedno odpowiadające fali stojącej; otrzymuje się je w metodzie EIH przez opuszczanie członów promienistych. Są również takie pola, które przypominają potencjały opóźnione lub przedwczesne. Dalszego zbadania wymaga natomiast znaczenie fizyczne takich pól, tzn. charakter ewentualnych zmian sekularnych ruchu ciał wytwarzających te pola.

Chcielibyśmy w tym miejscu zwrócić uwagę na interpretację fizyczną równań ruchu w ogólnej teorii względności. W fizyce newtonowskiej oraz w szczególnej teorii względności można bezpośrednio z postaci równań ruchu albo z kształtu ich rozwiązania odczytać charakter ruchu, a więc kształt toru, okres itp. Potrzebna tu jest tylko znajomość stosowanego układu współrzędnych (np. kartezjański, biegunowy). W ogólnej teorii względności nie dysponujemy tak wygodnymi układami współrzędnych. Aby znaleźć obserwowalne elementy ruchu konieczne tu są dwie rzeczy: znajomość pola metrycznego $g_{\mu\nu}(x)$ oraz linii świata ciał $x^\alpha = x^\alpha(\lambda)$, ewentualnie postaci równań ruchu. Natomiast *nie wystarcza* (poza szczególnymi przypadkami) sama znajomość linii świata czy też równań ruchu. Przez transformację układu współrzędnych można zmieniać postać równań ruchu i kształt funkcji $x^\alpha(\lambda)$, ale oczywiście nie można zmieniać efektów obserwowalnych, takich jak ruch perihelium. W szczególności przez transformację układu można usunąć człon $2\alpha\dot{x}$ z przytoczonych równań ruchu 9. rzędu. Jednak nie oznacza to jeszcze, że ruch opisywany przez te równania nie będzie się różnił od ruchu otrzymywanego w metodzie EIH. Ważne jest to, że pola metryczne będą w obu przypadkach istotnie różne, niesprowadzalne jedno do drugiego przez przekształcenie układu współrzędnych.

W związku z wielością rozwiązań równań Einsteina powstaje potrzeba sformułowania odpowiednich *warunków brzegowych*, analogicznych do warunków Sommerfelda w elektrodynamice. Warunki takie powinny mieć charakter geometryczny, tzn. wyróżniać pewne pola grawitacyjne, ale nie wyróżniać układów współrzędnych. Nie udało się do tej pory takich warunków podać; warunki sformułowane przez F o c k a [13] i później zmodyfikowane [18] wyróżniają pewną klasę układów, mianowicie układy „asymptotycznie harmoniczne”, tzn. takie, które w nieskończoności przestrzennej spełniają warunek de Dondera $(\sqrt{-g} g^{\mu\nu})_{;\nu} = 0$. Wśród warunków brzegowych znajduje się żądanie, aby spełniające je pola dopuszczały układy współrzędnych, w których $g_{\rho\sigma}$ różni się od tensora Minkowskiego $\eta_{\rho\sigma}$ o wielkości rzędu $1/r$. Warunki wypromieniowania posiadają pewne interesujące konsekwencje. Pola, które je spełniają, zachowują się w nieskończoności przestrzennej lokalnie jak fala płaska. W oparciu o warunki wypromieniowania oraz wyróżnione w ich sformułowaniu układy współrzędnych można próbować ujednoznaczyć definicję energii i pędu w ogólnej teorii względności [18]. Mówiąc niezbyt ściśle okazuje się, że energia i pęd, obliczone przez całkowanie pseudotensora po nieograniczonej hiperpowierzchni przestrzennej, stanowią wektor względem klasy przekształceń układu zachowujących postać warunków brzegowych w nieskończoności. Mówiąc o nieskończoności mamy tu na myśli obszar położony przestrzennie daleko od rozpatrywanego układu ciał (np. systemu słonecznego), a nie nieskończoność w znaczeniu kosmologicznym.

Dotychczas nie wiadomo, czy oprócz pól statycznych istnieją inne pola spełniające postulowane warunki brzegowe. B e r g m a n n [19] i niektórzy inni fizycy [23] uważają, że nawet zagadnienie dwóch ciał nie posiada rozwiązań galileuszowych w nieskończoności, tzn. rozwiązań spełniających w pewnych układach warunek $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + O(1/r)$ dla $r \rightarrow \infty$. Pewnym argumentem na rzecz takiego poglądu jest pojawianie się wyrazów typu $\log r/r$ w drugim rzędzie aproksymacji względem stałej grawitacyjnej [13], [20].

W elektrodynamice nieciągłości pola lub jego pochodnych rozchodzą się z prędkością światła i mają strukturę geometryczną fali płaskiej. Podobnie jest w teorii grawitacji [21]. Okazuje się, że skoki tensora krzywizny mogą zachodzić w próżni tylko na powierzchniach zerowych i posiadają tę samą strukturę, co płaska fala grawitacyjna. Oprócz związków algebraicznych rządzących skokami tensora Riemanna można wyprowadzić równanie różniczkowe, które opisuje zmiany nieciągłości wzdłuż bicharakterystyk (promieni grawitacyjnych) [22]. Rachunki wykonane w najprostszym przypadku pola Schwarzschilda pokazują, że w odpowiednim układzie współrzędnych skoki tensora krzywizny maleją jak $1/r$ w funkcji odległości r od centrum.

Konkludując, można w następujący sposób scharakteryzować obecny stan zagadnienia promieniowania grawitacyjnego. Wyniki Infelda [6] wskazują na to, że nie można mówić o przenoszeniu energii na odległość przy pomocy promieniowania grawitacyjnego. Nasuwają się poważne wątpliwości, czy pojęcie energii grawitacyjnej ma sens. Z drugiej strony mamy szereg faktów, takich jak istnienie fal grawitacyjnych, występowanie „członów promienistych” w metodzie EIH, możliwość sformułowania w teorii grawitacji warunków brzegowych typu Sommerfelda lub propagacja nieciągłości po charakterystykach. Zjawiska te nie mają odpowiedników w newtonowskiej teorii grawitacji i związane są z hiperbolicznością równań Einsteina. Jeśli nie uważa się przenoszenia energii na odległość za atrybut promieniowania, to można zjawiska te określić mianem promieniowania grawitacyjnego.

Autor pragnie wyrazić gorące podziękowania Profesorowi L. Infeldowi i Docentowi J. Plebańskiemu za zachętę do podjęcia tego tematu oraz za pomoc w czasie jego opracowywania. Pomocy w postaci cennych dyskusji udzielili również Prof. P. G. Bergmann, Prof. H. Bondi, Dr F. A. E. Pirani, Dr I. Robinson i Dr W. Tulczyjew.

Literatura

1. A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wissensch.*, 154 (1918).
2. H. Weyl, *Raum, Zeit, Materie*, Berlin 1921.
3. A. S. Eddington, *Proc. Roy. Soc. A* **102**, 269 (1922).
4. A. Einstein i N. Rosen, *Journ. Franklin Inst.* **223**, 43 (1937).
5. A. Einstein, L. Infeld i B. Hoffmann, *Ann. Math.* **39**, 65 (1938).
6. L. Infeld, *Phys. Rev.* **53**, 836 (1938).
7. N. Hu, *Proc. Roy. Irish Acad.* **51 A**, 87 (1947).
8. A. Peres, *Nuovo Cimento* **11**, 644 (1959).
9. H. Bondi, *Nature* **179**, 1072 (1957).
10. L. Marder, *Proc. Roy. Soc. A* **244**, 524 (1958).
11. F. A. E. Pirani, *Phys. Rev.* **105**, 1089 (1957).
12. A. Lichnerowicz, *Comptes Rendus* **246**, 893 (1958).
13. W. A. Fock, *Tieorija prostranstwa, wriemieni i tiagotienija*, Moskwa 1955.
14. A. Trautman, *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III*, **5**, 721 (1957).
15. I. Robinson (informacja prywatna).
16. L. Infeld, *Equations of motion and gravitational radiation*, *Ann. of. Physics* (w druku).
17. A. Trautman, *Bull. Acad. Polon. Sci., série des sci. math., astr. et phys.*, **6**, 627 (1958).
18. A. Trautman, *Bull. Acad. Polon. Sci., série des sci. math., astr. et phys.*, **6**, 407 (1958).

19. P. G. Bergmann (informacja prywatna).
20. W. B. Bonnor, *Nature* **181**, 1196 (1958) oraz *Phil. Trans. Roy. Soc.* (w druku).
21. A. Trautman, *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III*, **5**, 273 (1957).
22. A. Trautman, *Comptes Rendus*, **246**, 1500 (1958).
23. A. Papapetrou, *Ann. Physik* (6) **20**, 399 (1957); (7) **2**, 87 (1958).

Jerzy Bartke i Roman Hołyński

Zakład VI Instytutu Badań Jądrowych
Kraków

Wielorodna generacja cząstek w zderzeniach nukleonów najwyższych energii

Wstęp

Badanie zderzeń wysokich energii dostarcza pewnych danych doświadczalnych dla teorii cząstek elementarnych i ma duże znaczenie dla wyjaśnienia oddziaływań między nimi i roli poszczególnych rodzajów mezonów w siłach jądrowych, a nawet pozwala wyciągać pewne wnioski dotyczące struktury nukleonu.

Cały szereg zagadnień fizyki cząstek elementarnych w obszarze energii rzędu GeV jest już badany przy pomocy akceleratorów; cząstek o energii > 10 GeV dostarcza dotychczas tylko promieniowanie kosmiczne.

Zjawiska wysokiej energii można badać zasadniczo trzema metodami: układami liczników, kliszami jądrowymi i różnego typu komorami (stosuje się tu komory Wilsona, a obecnie częściej komory dyfuzyjne i pęcherzykowe). Metody licznikowe znalazły zastosowanie przede wszystkim do badań wielkich pęków generowanych w atmosferze przez cząstki kosmiczne o energii większej niż $\sim 10^{14}$ eV. Metoda kliszowa oraz komory rejestrujące pojedyncze zjawiska interakcji jądrowych o energii 10^{10} — 10^{15} eV zostały wykorzystane w badaniach wielorodnej generacji cząstek w zderzeniach nukleon—nukleon najwyższej energii.

Generacją wielorodną nazywamy powstanie kilku lub więcej cząstek w pojedynczym zderzeniu nukleon—nukleon.

Większość doświadczalnych przypadków obserwowanych w kliszach jądrowych to zderzenia nukleonów pochodzących z promieniowania kosmicznego z różnego rodzaju jądrami emulsji, a tylko nieliczne przypadki to „czyste” zderzenia nukleonu pierwotnego z nukleonem (swobodnym lub będącym peryferyjnym nukleonem cięższego jądra targetu). Dlatego początkowo wysunięto hipotezę, że zaobserwowanie generacji wielu cząstek w jednym zderzeniu może pochodzić stąd, że nukleon pierwotny oddziałuje kolejno z nukleonami jądra targetu generując w każdym zderzeniu

jednak tylko jeden mezon. Generację taką nazwano wielokrotną w odróżnieniu od generacji wielorodnej zdefiniowanej powyżej.¹

Dziś wielorodna generacja cząstek w pojedynczym zderzeniu nukleon-nukleon jest stwierdzona doświadczalnie i nie ulega wątpliwości.

Pomimo stosunkowo dużej liczby prac teoretycznych dotyczących generacji wielorodnej nie ma dotąd poprawnej teorii tych procesów, opartej w całości i wynikającej konsekwentnie z teorii pola, gdyż brak jest w pełni zadowalającej teorii oddziaływań mezonowych.

Doświadczenie wyprzedziło teorię, dlatego najważniejszym zadaniem w ostatnich latach było gromadzenie i systematyzacja faktów doświadczalnych, które mogły dać pewne wskazówki co do samego aktu elementarnego.

Niniejszy artykuł zawiera dane doświadczalne o wielorodnej generacji cząstek w zderzeniach nukleonów najwyższej energii 10^{10} — 10^{14} eV uzyskane metodą klisz jądrowych oraz proponowane interpretacje teoretyczne tego zjawiska.

Zanim przejdziemy do właściwego tematu, streścimy główne rezultaty dotyczące generacji mezonów π w przedziale energii do 10^{10} eV, a więc energii uzyskiwanych przy pomocy akceleratorów. Rezultaty te oparte są głównie na pracach wykonanych w trzech ośrodkach rozporządzających akceleratorami powyżej 1 GeV, a to: Brookhaven [1] (kosmotron 2,75 GeV), Berkeley [2] (bevatron 6,3 GeV) oraz Dubna [3] (synchrofazotron 9,2 GeV).

Próg generacji mezonów π w układzie środka masy dwóch zderzających się nukleonów wynosi ~ 140 MeV, co odpowiada w układzie laboratoryjnym ~ 290 MeV. Poniżej tej energii zderzenia są tylko elastyczne, przy czym stwierdzono, że przekrój czynny dla zderzeń elastycznych σ_{el} maleje ze wzrostem energii. Jeżeli chodzi o mechanizm zderzeń elastycznych, to z pewnym powodzeniem stosuje się tutaj model optyczny traktujący nukleon jako kulę, na której nukleon padający opisany falą płaską ulega dyfrakcyjnemu rozproszeniu². Promień kuli rozpraszającej wypada około $\leq 1 \cdot 10^{-13}$ cm, a więc wydaje się być mniejszym niż przyjmowany do niedawna promień nukleonu $\sim 1,35 \cdot 10^{-13}$ cm, a odpowiada raczej promieniowi rozkładu ładunku elektrycznego w protonie znanemu z doświadczeń nad rozpraszaniem elektronów wysokiej energii przez protony [4].

Przekrój czynny na zderzenie nieelastyczne σ_{inel} nukleonu z nukleonem rośnie z energią w zakresie od 290 MeV do ~ 1 GeV i tutaj osiąga wartość, która w przedziale energii do 10 GeV nie ulega większej zmianie. W tym zakresie energii $\sigma_{inel} \simeq 26$ mb.

¹ Na ten temat porównaj artykuł M. Mięśowicza w *Postęпах Fizyki* 3, 313 (1952).

² O modelu optycznym jądra por. artykuł J. Dąbrowskiego w *Postęпах Fizyki* 7, 265 (1956).

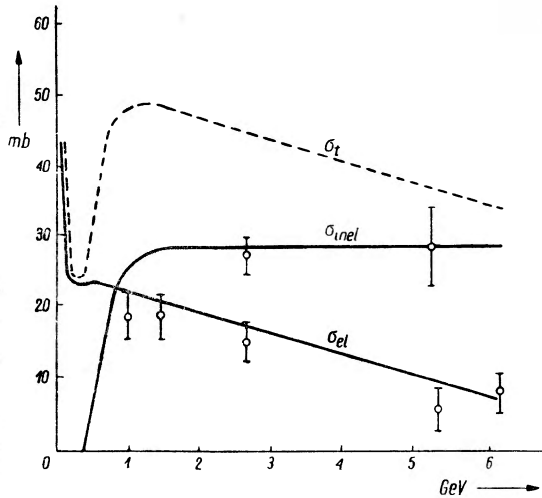
Rys. 1 przedstawia zależność przekrojów czynnych elastycznego, nieelastycznego i pełnego od energii [5].

Prace akceleratorowe dostarczyły również bardzo cennych informacji o generacji mezonów π w zderzeniach nukleon—nukleon. Zjawisko to badano w komorach dyfuzyjnych i pęcherzykowych oraz w emulsjach jądrowych. Komory były wypełnione wodorem i umieszczone w polu magnetycznym, tak że można było z dużym prawdopodobieństwem twierdzić, że mamy do czynienia ze zderzeniami z protonem oraz identyfikować cząstki wtórne. W ten sposób stwierdzono generację wielorodną mezonów, tzn. zjawisko, w którym w jednym zderzeniu nukleon — nukleon wytworzonych jest więcej niż jeden mezon.

Materiał dotyczący generacji mezonów porównywano głównie z wynikami dwóch teorii.

Jedną z nich była tzw. teoria statystyczna Fermiego [6], o której będzie mowa później, drugim poglądem teoretycznym, który zaproponowano właśnie w związku z powyższymi doświadczeniami, jest teoria nukleonów wzbudzonych lub tzw. izobarów [7]. Według tej teorii w chwili zderzenia jeden lub obydwa ze zderzających się nukleonów zostają wzbudzone do izobarowych, krótkotrwałych stanów, które później w bardzo krótkim czasie rozpadają się niezależnie z emisją mezonów π . Na istnienie takich izobarów wydają się wskazywać fakty obserwowania rezonansu przy rozpraszaniu mezonów π na nukleonach lub przy fotoprodukcji mezonów π . Rezonans ten wypada właśnie dla tych energii, dla których energia w układzie środka masy wystarcza na wytworzenie masy spoczynkowej mezonu π .

Fakty doświadczalne obserwowane w granicach energii akceleratorowych dla małych kątowości wytwarzanych mezonów π wydają się świadczyć na korzyść interpretacji modelu izobarowego. Jednym z takich faktów jest skorelowanie kierunku nukleonów po zderzeniu w kącie bliskim 0° i 180° w układzie środka masy. Sprawa jest natomiast niejasna dla przypadków z dużą kątowością wyprodukowanych mezonów.



Rys. 1. Zależność przekrojów czynnych na zderzenie $p-p$: elastycznego σ_{el} , nieelastycznego σ_{inel} i pełnego σ_t od energii [5]

Nie mamy do tej chwili wystarczającego materiału doświadczalnego, by między tymi koncepcjami rozstrzygnąć.

Po tym naszkicowaniu zagadnień związanych z energiami akceleratorowymi przechodzimy do omówienia zjawisk zachodzących powyżej energii 10 GeV. Dane doświadczalne w tym zakresie energii zostały uzyskane z promieniowania kosmicznego prawie wyłącznie metodą emulsji jądrowych. Dlatego też na wstępie zamieszczamy rozdział o metodzie emulsji jądrowych zawierający ogólny opis współczesnej metody kliszowej i wprowadzenie nomenklatury potrzebnej w dalszej części artykułu. Następne rozdziały zawierają dane doświadczalne, dotyczące wielorodnej generacji mezonów w zderzeniach nukleonów w przedziale energii 10^{10} — 10^{14} eV oraz przegląd istniejących teorii.

Metoda emulsji jądrowych

W trakcie badania oddziaływania promieniowań jonizujących na emulsje fotograficzne już w latach 1910-11 stwierdzono możliwość rejestracji pojedynczych cząstek α przy pomocy emulsji (Kinoshita [8], Reinganum [9]). W latach trzydziestych metoda fotograficzna zaczęła być szerzej stosowana do badania zagadnień promieniowania kosmicznego i fizyki jądrowej niższych energii. Wiązało się to z wytworzeniem bardziej czułych emulsji rejestrujących protony o energii rzędu MeV (Blau, Wambacher 1932 [10], Żdanow 1935 [11]). Firmy Ilford, Agfa, Eastman Kodak zaczęły produkować specjalne klisze do badań jądrowych osiągając w tej dziedzinie coraz to nowe postępy.

Istotny krok naprzód umożliwiający pełne zastosowanie klisz do badania zjawisk wysokiej energii zrobiono dopiero w latach 1948-49 (Berriman [12]), kiedy wyprodukowano emulsje o wysokiej czułości, zdolne rejestrować nawet relatywistyczne cząstki pojedynczo naładowane, minimalnie jonizujące. Od tego czasu obserwujemy niezwykle silny rozwój fizyki cząstek wysokiej energii.

Emulsje stosowane do badań tego typu — tzw. emulsje jądrowe — charakteryzują się dużo wyższą niż w zwykłych emulsjach fotograficznych zawartością bromku srebra (około 80% wagowo) i dużą grubością (przeważnie 400 lub 600 μ). Średnica ziaren AgBr wynosi średnio 0,2—0,4 μ zależnie od rodzaju emulsji. Skład typowej emulsji jądrowej (ILFORD) podaje tabela 1 [13].

Dla różnych celów produkowane są emulsje jądrowe o różnej czułości. Przykładami emulsji małowzduchowych mogą być ILFORD C2, EASTMAN KODAK NTB i inne, wysoką czułością odznaczają się emulsje ILFORD G5, EASTMAN KODAK NTB3, KODAK NT4, NIKFI R. Jednym z najczęściej

Tabela 1
Skład emulsji jądrowej Ilford wg [13]

Pierwiastek	Z	Procentowa liczba atomów
J	53	0,3 %
Ag	47	12,4
Br	35	12,18
S	16	0,31
O	8	10,75
N	7	4,25
C	6	19,69
H	1	40,13
Ca, P, Cr, Si, Na		ślady

stosowanych typów emulsji dla badań oddziaływania promieniowania kosmicznego z materią są emulsje ILFORD G5.

W promieniowaniu kosmicznym następuje degradacja energii cząstek w miarę przenikania ich w głąb atmosfery ziemskiej i dlatego dla rejestracji zjawisk możliwie wysokiej energii bloki emulsji jądrowych o objętości kilku litrów wysyła się balonami na wysokość do około 30 km na przeciąg kilku do kilkunastu godzin. Obecnie najczęściej stosuje się tzw. „*stripped emulsions*” — bez szkła. Emulsje naświetlone w stratosferze nakleja się na szkło, wywołuje i zaopatruje w siatki współrzędnych, a następnie przeszukuje się (*scannuje*) i bada. *Scanning* przeprowadza się na ogół przy powiększeniu 100 do 200 razy lub czasem większym zależnie od wymagań; do celów pomiarowych używa się powiększeń nawet 2000 razy. Powszechnie używane są mikroskopy Zeissa typu „Lumipan”, które do prac pomiarowych zaopatruje się w stoliki o precyzyjnym przesuwie, oraz mikroskopy zbudowane specjalnie dla pomiarów w kliszach jądrowych (Cooke, Leitz, Koristka, МБИ i inne). W niektórych konstrukcjach (Koristka) osiągnięto zredukowanie „szumu” stolika (tj. poprzecznych i pionowych skoków przy przesuwaniu) do wartości o rząd wielkości mniejszej od dokładności odczytu współrzędnych ziarna emulsji, co ma zasadnicze znaczenie dla pomiarów wielokrotnego rozproszenia cząstek wysokiej energii.

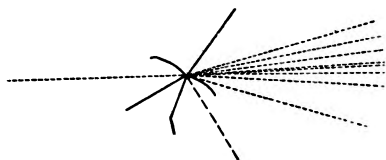
W bloku emulsji naświetlonym w stratosferze znajdujemy szereg zdarzeń wysokiej energii połączonych z generacją pewnej liczby (co najmniej kilku) cząstek relatywistycznych naładowanych skolimowanych w wąskim stożku — tzw. „*jetów*”. Nazwa pochodzi od angielskiego słowa „*jet*” oznaczającego strumień lub strugę.

Relatywistyczne cząstki pojedynczo naładowane dają w emulsji ślady o jonizacji bliskiej minimalnej — tzw. ślady „*minimum*”. Na ogół oprócz śladów cząstek relatywistycznych obserwuje się w *jetach* pewną liczbę śladów

cząstek silnie jonizujących. Są to w większości ślady protonów, deuteronów i cząstek α , które uległy „wyparowaniu” z silnie wzbudzonego jądra *targetu* i jako takie mają rozkład prawie izotropowy.

Typowy *jet* przedstawiony jest na rys. 2.

Charakteryzując *jet* podaje się w pierwszym rzędzie liczbę śladów pochodzących od cząstek relatywistycznych n_s , liczbę śladów cząstek powolnych N_h (jest to łączna liczba śladów o jonizacji większej od 1,4 jonizacji minimalnej — tzw. śladów „szarych” i „czarnych”) oraz rodzaj cząstki pierwotnej, która wywołała *jet*. Przyjęty schemat zapisu: $N_h + n_s$ (cząstka pierwotna); np. symbol $5 + 18 p$ oznacza *jet* spowodowany przez proton i zawierający 18 śladów minimum i 5 śladów szarych i czarnych.



Rys. 2. Typowy *jet* w emulsji jądrowej

Analiza eksperymentalna *jetu* wysokiej energii polega na:

1. Identyfikacji cząstki pierwotnej i określeniu jej energii,
2. Identyfikacji jądra uderzonego,
3. Identyfikacji poszczególnych cząstek *jetu*,
4. Zbadaniu rozkładu kąтового i energetycznego emitowanych cząstek w układzie środka masy zderzenia, który w dalszym ciągu będziemy nazywać układem C.

Dla uzyskania tych danych określa się n_s i N_h oraz ładunek cząstki pierwotnej z jej jonizacji, wykonuje się pomiar rozkładu kąowego *jetu*, pomiary energii poszczególnych cząstek *jetu* i ewentualnie bada się interakcje wtórne cząstek *jetu* i kaskady elektronowo-fotonowe pochodzące od mezonów π^0 z danego *jetu*. Przeprowadzenie takiej zupełnej analizy *jetu* jest jednak w większości wypadków niemożliwe (np. bezpośredni pomiar energii mezonów oparty na wielokrotnym rozproszeniu możliwy jest najwyżej do energii rzędu GeV) i trzeba starać się wyciągnąć wnioski ze skąpych niejednokrotnie danych doświadczalnych i stosować statystyczne zestawienia danych uzyskanych z wielu *jetów*.

Dla badania wielorodnej generacji cząstek na ogół staramy się wybrać spośród *jetów* obserwowanych w kliszach *jetu* będące wynikiem zderzeń nukleon—nukleon. W tym celu stosujemy kryterium podziału według liczby śladów wyparowania N_h [14]. Duże N_h (> 8) świadczy o zderzeniu cząstki pierwotnej z jądrem Ag lub Br, natomiast *jetu* z małym N_h są uważane za powstałe w wyniku zderzeń nukleon—nukleon. Mogą to być albo zderzenia z wodorem i innymi lekkimi jądrami (których w emulsji jest stosunkowo dużo — por. tab. 1) lub też zdarzeń z peryferyjnym nukleonem ciężkich jąder, w wyniku których mała tylko ilość energii jest przekazana

pozostałym nukleonom jądra. Co prawda wydaje się, że w przypadku cząstki o bardzo wysokiej energii nawet zderzenie centralne z ciężkim jądrem może łączyć się z przekazaniem jądra małej ilości energii wskutek silnej kolimacji generowanych cząstek [15], ale warunek $N_h \leq 3$ lub $N_h \leq 5$ jest jednak na ogół przyjmowany jako dość dobre kryterium wyboru zderzeń nukleon—nukleon.

Dane doświadczalne

A. Liczba generowanych cząstek

Obserwowana w *jecie* liczba śladów relatywistycznych n_s jest wielkością proporcjonalną do liczby wszystkich generowanych cząstek. Wartość współczynnika proporcjonalności wynika z analizy wyników eksperymentalnych dotyczących składu wytwarzanych cząstek i będzie podana w następnym rozdziale.

Ze wzrostem energii cząstki pierwotnej E_0 staje się oczywiście możliwa generacja coraz to większej liczby cząstek. Wydaje się, że zależność $n_s \sim E_0^{1/4}$ ze stałą proporcjonalności rzędu jedności, otrzymywana z niektórych teorii wielorodnej generacji, nie pozostaje w sprzeczności z doświadczeniem [16]. W jednej z ostatnio opublikowanych prac (K a n e k o i O k a z a k i [17]) autorzy twierdzą, że zależność ta stosuje się dopiero od energii około 10^{11} eV, a poniżej zależność n_s od energii jest raczej silniejsza ($n_s \sim E_0^{1/2}$). Ustalenie zależności liczby generowanych cząstek od energii cząstki pierwotnej jest jednak bardzo trudne ze względu na duże wahania n_s w obserwowanych jetach (nawet w jetach z małym N_h). Ponieważ z danych doświadczalnych wynika, że cząstki są generowane z prawie stałą energią, więc dla opisanego dużych wahań n_s trzeba chyba wprowadzić dodatkowy parametr (np. współczynnik nieelastyczności K , który będzie określony w dalszym ciągu artykułu). Sytuację pogarsza tu jednak mała na ogół dokładność określenia energii pierwotnego nukleonu. Poza tym w zderzeniach nukleon—jądro, stanowiących znaczną część materiału uzyskiwanego z klisz jądrowych, może zachodzić kilka zderzeń elementarnych, co znacznie komplikuje obraz zachodzących procesów.

B. Skład wytwarzanych cząstek

W zderzeniach nukleonów wysokiej energii są wytwarzane głównie mezony π — „mezony sił jądrowych”, przy czym zasada niezależności ładunkowej żąda, aby mezony π^+ , π^0 , π^- były wytwarzane w równej liczbie. Oprócz mezonów π generowane być mogą także inne cząstki silnie oddziaływające z nukleonami: mezony ciężkie, hiperony i pary nukleon—antynukleon. Już w 1952 r. w pracy Daniela *et al.* [18] wskazano

na możliwość określenia względnej zawartości mezonów π^\pm i innych cząstek naładowanych poprzez wyznaczenie liczby par elektronowych związanych z *jetami* wysokiej energii. Liczba tych par elektronowych daje bowiem bezpośrednio (po odrzuceniu par będących następstwem promieniowania hamowania — co jest eksperymentalnie możliwe) liczbę kwantów γ będących produktami rozpadu mezonów π^0 — czyli daje podwojoną liczbę mezonów $^3 \pi^0$. Możemy więc doświadczalnie wyznaczyć stosunek

$$R = \frac{N_{\pi^0}}{n_s} = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^\pm} + N_{x^\pm}},$$

gdzie N_{x^\pm} oznacza liczbę cząstek naładowanych nie będących mezonami π (mezony K, hiperony, nukleony).

Według wspomnianej wyżej zasady niezależności ładunkowej:

$$N_{\pi^0} = 0,5 N_{\pi^\pm},$$

co pozwala na wyznaczenie ułamka cząstek nie będących mezonami π wśród wszystkich cząstek naładowanych:

$$\frac{N_{x^\pm}}{n_s} = \frac{N_{x^\pm}}{N_{\pi^\pm} + N_{x^\pm}} = 1 - 2R.$$

Przedstawiona metoda postępowania została zastosowana w pracach grupy bristolskiej (Brisbout *et al.* [19], Edwards *et al.* [20]) i doprowadziła do otrzymania następujących rezultatów:

$$R = \frac{N_{\pi^0}}{n_s} = 0,40 \pm 0,04 \quad ; \quad \frac{N_{x^\pm}}{n_s} = 0,20 \pm 0,07.$$

Okolo 20% cząstek naładowanych stanowią więc cząstki nie będące mezonami π . Podobny rezultat otrzymano też bezpośrednio drogą jednoczesnych pomiarów gęstości ziaren i wielokrotnego rozproszenia dla cząstek w stożkach zewnętrznych analizowanych *jetów*.

W pracach grupy bristolskiej oszacowano też względną zawartość cząstek neutralnych nie będących mezonami π . W tym celu przeszukano stożki wewnętrzne *jetów* na oddziaływania wtórne. Stosunek liczby *jetów* wtórnych spowodowanych przez cząstki neutralne do liczby *jetów* spowodowanych przez cząstki naładowane daje nam wielkość ⁴:

$$Q = \frac{N_{x^0}}{n_s} = \frac{N_{x^0}}{N_{\pi^\pm} + N_{x^\pm}}.$$

³ Mezon π^0 rozpada się wg schematu: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Alternatywny rozpad $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ występuje w ok. 1% przypadków.

⁴ Istotne są tu dwa założenia:

- a) mezony π^0 wobec bardzo krótkiego czasu życia nie wywołują oddziaływań wtórnych, lecz rozpadają się w locie,
- b) drogi na oddziaływanie w emulsji są takie same dla różnych rodzajów cząstek produkowanych w *jetach*.

Sam pomiar wykonuje się stosunkowo prosto. Rysunek 3 ilustruje metodę wyznaczenia kąta Θ dowolnej wytworzonej cząstki względem kierunku cząstki pierwotnej.

Za początek układu przyjmujemy punkt oddziaływania w kliszy. Ślad cząstki pierwotnej ustawiamy równolegle do kierunku ruchu stolika i oś tego ruchu przyjmujemy jako oś „ x ”. Osie „ y ” i „ z ” leżą odpowiednio w płaszczyźnie emulsji i prostopadle do niej.

Pomiaru dokonujemy w takiej odległości x od punktu oddziaływania, aby ślady *jetu* były już dostatecznie rozdzielone. Mierzymy ⁵ optymetrem z i Δz , a okularzem mikrometrycznym y dla każdego śladu *jetu*.

Znając x , y , z i Δz wyznaczamy kąt Θ z kątów φ , ϑ_1 , ϑ_2 (patrz rys. 3) ze wzoru:

$$\cos \Theta = \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 + \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 \cos \varphi.$$

Małe kąty Θ możemy wyznaczyć wprost z danych pomiarowych przy pomocy wzoru:

$$\operatorname{tg} \Theta = \sqrt{\frac{y^2 + (\Delta z)^2}{x^2 + z^2}}.$$

Określenie energii cząstki pierwotnej ⁶

Oznaczmy przez $\gamma_p = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ (gdzie β jest prędkością) energię cząstki pierwotnej w układzie laboratoryjnym (wyrażoną w jednostkach masy spoczynkowej). Załóżmy, że mamy zderzenie nukleon—nukleon. Z prawa zachowania pędu otrzymamy prędkość środka masy β_c obu nukleonów względem układu laboratoryjnego:

$$\begin{aligned} \sqrt{\gamma_p^2 - 1} + 0 &= (\gamma_p + 1) \beta_c, \\ \beta_c &= \frac{\sqrt{\gamma_p^2 - 1}}{\gamma_p + 1}, \end{aligned} \quad (1)$$

przy czym β_c jest równocześnie prędkością obu nukleonów względem środka masy. Z (1) możemy znaleźć zależność γ_p od czynnika Lorentza

$$\begin{aligned} \gamma_c &= 1/\sqrt{1 - \beta_c^2} \\ \gamma_p &= 2\gamma_c^2 - 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Metoda wyznaczenia γ_c z rozkładu kąтового polega na takim dobraniu γ_c jako czynnika transformacyjnego, aby po transformacji kątów (mierzo-

⁵ Aby otrzymać poprawną wartość z i Δz należy pomnożyć otrzymany wynik pomiaru przez współczynnik skurczu wynikający z technologii obróbki kliszy. Skurcz emulsji następuje wskutek wymycia z żelatyny niewywołanych kryształków AgBr. Skurcz ten jest mniej więcej dwukrotny i zależy od wilgotności i temperatury w otoczeniu kliszy.

⁶ We wszystkich dalszych rozważaniach przyjmujemy układ jednostek, w którym $M = c = \hbar = 1$ (M — masa nukleonu).

nych względem kierunku cząstki pierwotnej) z układu laboratoryjnego do układu środka masy otrzymać symetrię względem płaszczyzny prostopadłej do osi *jetu*.

Kąty transformujemy przy pomocy wzoru ⁷:

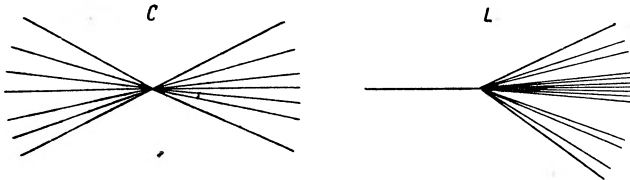
$$\gamma_c \operatorname{tg} \Theta_i = \frac{\sin \bar{\Theta}_i}{m + \cos \bar{\Theta}_i}, \quad (3)$$

gdzie $m = \beta_c/\beta_i$ oznacza stosunek prędkości układu środka masy względem układu laboratoryjnego do prędkości cząstki transformowanej względem układu środka masy.

W zderzeniach dostatecznie wysokiej energii możemy założyć, że $m \simeq 1$ i wtedy z (3)

$$\gamma_c \operatorname{tg} \Theta_i = \operatorname{tg} \frac{\bar{\Theta}_i}{2}. \quad (4)$$

Transformując kąty z układu laboratoryjnego do układu środka masy otrzymamy zbiór kątów $\bar{\Theta}_i < \pi/2$, który to zbiór nazywamy stożkiem „przednim”, oraz zbiór kątów $\bar{\Theta}_i > \pi/2$ nazywany stożkiem „tylnym”. Kąty tych stożków odpowiadają w układzie laboratoryjnym kątom tzw. *stożka wewnętrznego (wąskiego)* i *stożka zewnętrznego (szerokiego)* (rys. 4).



Rys. 4. Rozkład emitowanych mezonów w układzie środka masy (C) i w układzie laboratoryjnym (L)

Najczęściej stosowane metody wyznaczenia γ_c to metoda kąta połówkowego i metoda Castagnoli. W metodzie kąta połówkowego mierzy się kąt $\Theta_{1/2}$, tzn. kąt zawierający w układzie laboratoryjnym połowę generowanych cząstek (połowę śladów minimum) — licząc od osi *jetu*. W myśl naturalnego założenia symetrii ilościowej emisji cząstek w układzie C

⁷ Symbole z kreską u góry oznaczają wielkości w układzie środka masy, np. $\bar{\gamma}$, $\bar{\Theta}$.

względem płaszczyzny prostopadłej do osi *jetu* kąt połówkowy odpowiada kątowi $\pi/2$ w tym układzie. Zatem z (4)

$$\gamma_c \operatorname{tg} \Theta_{1/2} = \operatorname{tg} \frac{\pi}{4}, \quad (5)$$

stąd

$$\gamma_c = \operatorname{ctg} \Theta_{1/2}. \quad (6)$$

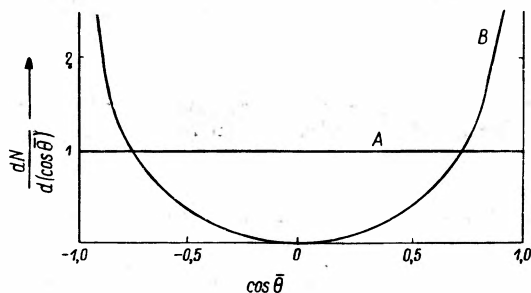
Metoda Castagnoli (uzasadnienie metody p. praca Castagnoli *et al.* [21]) prowadzi do wzoru dla energii w postaci następującej:

$$\lg \gamma_c = \frac{1}{n_s} \sum_{i=1}^{n_s} \lg \operatorname{ctg} \Theta_i = \langle \lg \operatorname{ctg} \Theta \rangle. \quad (7)$$

Statystyczne metody badania rozkładów kątowych

Celem przeprowadzenia statystycznej analizy rozkładów kątowych cząstek generowanych w dużej liczbie *jetów* należy sprowadzić wszystkie kąty do układu środka masy i przedstawić otrzymane wyniki na wspólnym rozkładzie traktując je tak, jak gdyby pochodziły od jednego wielkiego *jetu*. Analizę rozkładów kątowych można przeprowadzić wykreślając tzw. rozkłady różniczkowe przedstawiające liczbę cząstek dN w przedziale kątowym $d\bar{\Theta}$ (albo funkcji kąta $d(\cos \bar{\Theta})$, $d\left(\lg \operatorname{tg} \frac{\bar{\Theta}}{2}\right)$) oraz rozkłady całkowite.

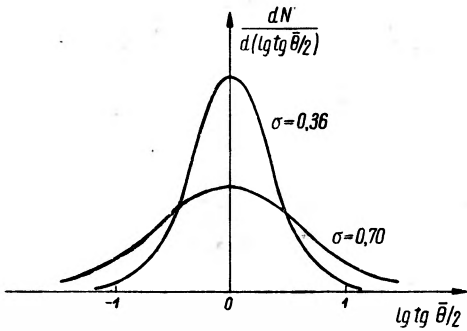
Najczęściej wykreślamy rozkład różniczkowy odkładając na osi odciętych $\cos \bar{\Theta}$, a na osi rzędnych $dN/d(\cos \bar{\Theta})$. Rozkładowi izotropowemu w tych współrzędnych odpowiada linia prosta, bo w tym rozkładzie z definicji $dN \sim d\Omega$, gdzie $d\Omega$ jest elementem kąta bryłowego, czyli $dN \sim \sin \bar{\Theta} d\bar{\Theta} \sim d(\cos \bar{\Theta})$.



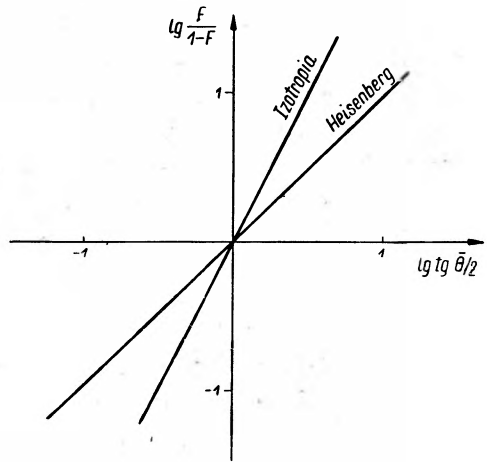
Rys. 5. Różniczkowe rozkłady kątowe: izotropowy (A) i rozkład typu $\cos^2 \bar{\Theta}$ (B) we współrzędnych $\cos \bar{\Theta}$, $dN/d(\cos \bar{\Theta})$

Rozkład anizotropowy można przedstawić np. przy pomocy potęg o parzystych wykładnikach typu $\cos^{2\mu} \bar{\Theta}$, gdzie μ jest miarą anizotropii (rys. 5).

Jeżeli na osi odciętych odłożymy $\lg \tg \Theta$ dla układu laboratoryjnego lub $\lg \gamma_c \tg \Theta = \lg \tg \frac{\bar{\Theta}}{2}$ dla układu środka masy, a na osi rzędnych odpowiednio $dN/d(\lg \tg \Theta)$ lub $dN/d(\lg \tg \frac{\bar{\Theta}}{2})$, to różniczkowy rozkład kątowy można na ogół z bardzo dobrą dokładnością aproksymować przy pomocy krzywej Gaussa, której dyspersja (rozrzut) $\sigma = \sqrt{\frac{\Sigma(\lg \tg \frac{\bar{\Theta}}{2})^2}{n-1}}$ jest miarą anizotropii rozkładu kąowego cząstek wytworzonych. Wartość $\sigma = 0,36$ odpowiada rozkładowi izotropowemu, a rozkłady anizotropowe będą opisane przez krzywe o odpowiednio większej ⁸ σ [22] (rys. 6).



Rys. 6. Różniczkowe rozkłady kąowe: izotropowy ($\sigma = 0,36$) i anizotropowy Heisenberga ($\sigma = 0,70$) we współrzędnych $\lg \tg \frac{\bar{\Theta}}{2}$, $dN/d(\lg \tg \frac{\bar{\Theta}}{2})$



Rys. 7. Całkowe rozkłady kąowe: izotropowy i anizotropowy Heisenberga we współrzędnych $\lg \tg \frac{\bar{\Theta}}{2}$, $\lg \frac{F}{1-F}$

Dla wykreślenia rozkładów całkowych bardzo dogodnie jest użycie współrzędnych $x = \lg \tg \Theta$ lub $x = \lg \tg \frac{\bar{\Theta}}{2}$, $y = \lg \frac{F(\Theta)}{1-F(\Theta)}$ [23], gdzie $F(\Theta)$ jest ułamkiem całkowitej liczby cząstek zawartym w kącie mniejszym od Θ . W takim układzie izotropii odpowiada prosta, której tangens kąta nachylenia równa się dwa, zaś rozkładowi anizotropowym proste lub krzywe o odpowiednio mniejszym nachyleniu ⁹. Miarą anizotropii jest więc kąt nachylenia prostej (rys. 7).

⁸ Np. anizotropowy rozkład wynikający z teorii Heisenberga jest dobrze aproksymowany przez krzywą Gaussa o $\sigma = 0,7$.

⁹ Wspomnianemu rozkładowi anizotropowemu Heisenberga odpowiada prosta o nachyleniu jeden.

Fakty doświadczalne

W ostatnich latach wielu autorów [24—27] obserwowało anizotropię rozkładu kąтового w szeregu poszczególnych przypadków, przy czym cząstki generowane wykazywały w układzie środka masy kolimację przedniego i tylnego stożka.

Lindern [22] analizował 22 *jet*y o sumarycznym n_s równym 255, o energii $2 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$ eV i $N_h \leq 3$. Postępując tak, jak to już opisaliśmy, wykreślił wspólny różniczkowy rozkład kątowy w układzie środka masy i pokazał, że histogram doświadczalny opisany jest przez krzywą Gaussa o dyspersji 0,44 i znalazł statystyczne odstępstwo od rozkładu izotropowego, dla którego $\sigma = 0,36$.

Statystyczne badanie rozkładów kątowych *jet*ów o wyższych energiach w oparciu o duży materiał doświadczalny zostało przeprowadzone w pracach grupy polsko-czeskiej [28, 29]¹⁰.

W pracy [29] przeanalizowano 119 *jet*ów o łącznej liczbie 1603 śladów minimum. Celem wybrania zderzeń nukleonu ze swobodnym nukleonem lub nukleonu z peryferyjnym nukleonem jądra przy wyborze przypadków zastosowano kryterium $N_h \leq 5$.

Dla zbadania ewentualnej zależności rozkładu kąтового od γ_c podzielono *jet*y na 4 grupy w zależności od energii cząstki pierwotnej:

I	$10^{10} \leq E < 10^{11}$	38 <i>jet</i> ów	374 śladów
II	$10^{11} \leq E < 10^{12}$	42 „	611 „
III	$10^{12} \leq E < 10^{13}$	29 „	475 „
IV	$10^{13} \leq E <$	10 „	143 „

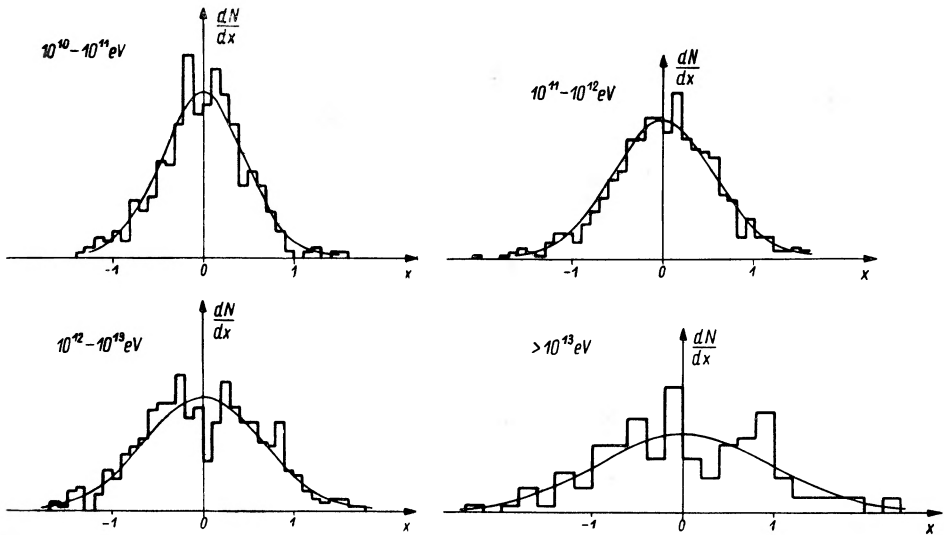
Dla poszczególnych grup wykreślono (rys. 8) różniczkowe rozkłady kątowe we współrzędnych

$$x = \lg \gamma_c \operatorname{tg} \Theta = \lg \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2},$$

$$\frac{dN}{dx} = \frac{dN}{d\left(\lg \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2}\right)}.$$

Krzywe ciągłe na tych wykresach — to krzywe Gaussa, których dyspersja σ została wyliczona z histogramu doświadczalnego $\sigma = \sqrt{\frac{\sum x_i^2}{N}}$. Wyniki zebrane są w tabl. 2.

¹⁰ Praca [29] jest kontynuacją pracy [28] w oparciu o większy materiał statystyczny.



Rys. 8. Różniczkowe rozkłady kątowe *jetów* w kolejnych przedziałach energii (z pracy [29])

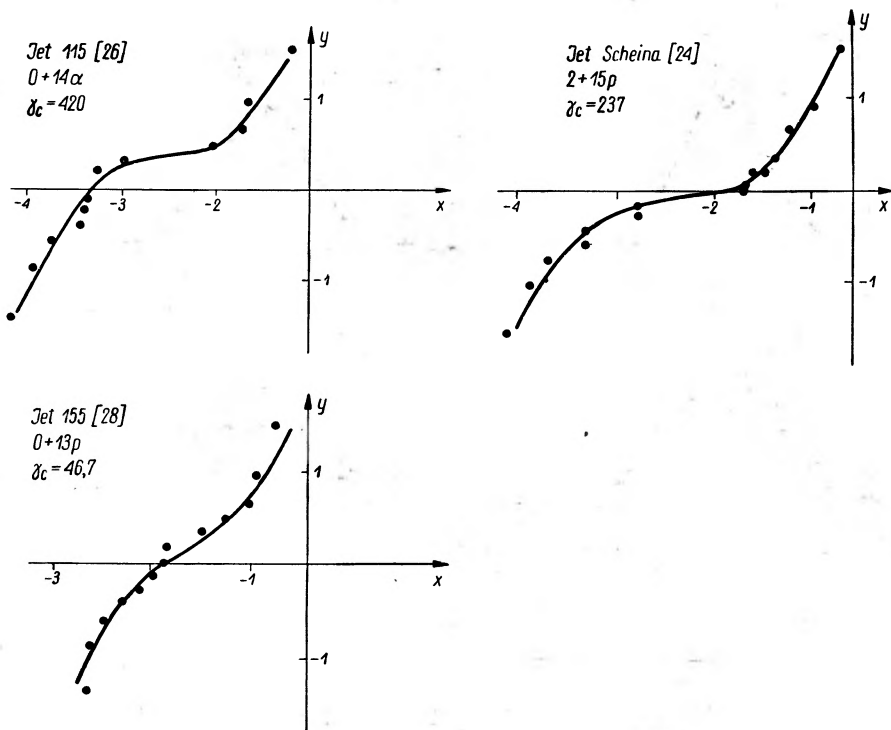
Tabela 2

Przedział energii cząstki pierwotnej eV	$10^{10}-10^{11}$	$10^{11}-10^{12}$	$10^{12}-10^{13}$	$> 10^{13}$
Dyspersja rozkładu Gaussa z histogramu doświadczalnego (σ)	0,44	0,55	0,66	0,96

Jak widać, dla tych zakresów energii rozkład kątowy cząstek generowanych jest anizotropowy, a anizotropia rośnie z energią.

Analizując poszczególne przypadki zauważono, że niektóre *jety* najwyższej energii wykazują bardzo silną kolimację stożka przedniego i tylnego w układzie C. Na rozkładzie kątowym wyraża się to brakiem śladów w okolicy kąta $\pi/2$ w układzie środka masy. Rozkład różniczkowy traci charakter gaussowski i staje się „*dwugarbny*”. Obecność tego rodzaju przypadków widać wyraźnie na rozkładzie różniczkowym grupy energii $10^{12}-10^{13}$ eV (rys. 8) [29]. Całkowy rozkład kątowy tego typu *jetów* we współrzędnych $x = \lg \tg \Theta$, $y = \lg \frac{F}{1-F}$ ma charakterystyczny kształt fajki (rys. 9).

Interpretacja tego rodzaju przypadków doprowadziła do opracowania dwucentrowego modelu generacji wielorodnej, który będzie opisany w jednym z następnych rozdziałów.



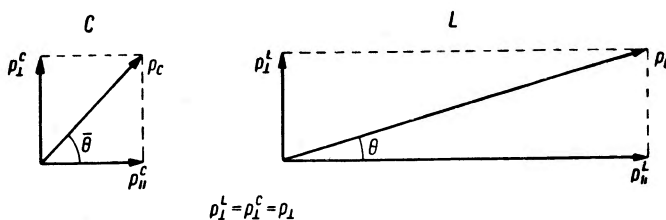
Rys. 9. Całkowe rozkłady kątowe kilku silnie anizotropowych *jetów* (z pracy [29])

D. Pęd poprzeczny

Dla poznania mechanizmu wielorodnej generacji pożądane byłoby ustalenie widma energetycznego produkowanych cząstek w układzie *C*. Nie dysponujemy jednak prawie żadnymi informacjami co do tego widma. Jest to w pierwszym rzędzie wynikiem małej dokładności analizy kinematycznej *jetu*, w szczególności określenia czynnika transformacyjnego γ_c .

W 1956 roku N i s h i m u r a [30] wskazał na możliwość uzyskania pewnych informacji co do widma energii w układzie *C* z ominięciem wspomnianych trudności. Zaproponował on mianowicie pomiar składowej poprzecznej pędu emitowanych cząstek względem osi *jetu*, czyli tzw. „pędu poprzecznego”. Pęd poprzeczny p_{\perp} jest wielkością z dwóch powodów dogodną dla analizy doświadczalnej: a) p_{\perp} jest niezmiennikiem transformacji Lorentza. Przy przejściu z układu *C* do układu *L* pęd cząstki ulega oczywiście zmianie, ale jego poprzeczna składowa zachowuje swoją wartość. Tę sytuację ilustruje rys. 10 b). W pojedynczym *jecie* istnieje zwykle możliwość wyznaczenia energii jednej lub kilku cząstek. Wartość p_{\perp} jest parametrem dogodnym dla zbierania rezultatów z wielu *jetów*, gdyż powinna zmieniać się ma-

ło od jetu do jetu. Jak będzie podane niżej, doświadczenie potwierdza ten wniosek. Poza tym (przy naturalnym założeniu symetrii *przód — tył* w układzie C) wartość pędu p_{\perp} jest ta sama dla cząstek w stożku wąskim i szerokim.



Rys. 10. Pęd cząstki w układzie środka masy (C) i laboratoryjnym (L)

Rezultaty doświadczalne dotyczące pędu poprzecznego zawierają prace grup bristolskiej i japońskiej. W pracy grupy bristolskiej [20] zestawiono wyniki otrzymane przy pomocy wszystkich trzech znanych metod pomiaru energii cząstek generowanych w *jetach* wysokiej energii, tj.

1) określenie energii oddziaływania wtórnego wywołanego przez daną cząstkę (stożek wewnętrzny) stosując do wtórnego *jetu* np. metodę Θ_{1s} lub metodę Castagnoli;

2) bezpośredni pomiar wielokrotnego rozproszenia (możliwy jeszcze dla mezonów o energii rzędu GeV, a więc tylko w stożku szerokim);

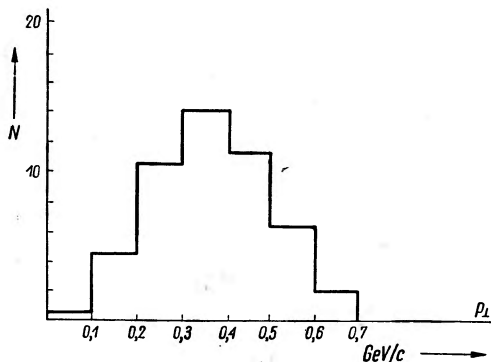
3) dla mezonów π^0 — pomiar energii par elektronowych powstałych z fotonów γ rozpadu π^0 .

Otrzymane wyniki są bardzo ciekawe — okazuje się, że p_{\perp} cząstek emitowanych w *jetach* nie wykazuje znaczącej zmiany w szerokim przedziale energii cząstek pierwotnych 10^{10} — 10^{14} eV i wynosi około 0,5 GeV/c dla mezonów π , a około 1—2 GeV/c dla cząstek ciężkich (mezony K, nukleony, hiperony).

W pracy grupy japońskiej [31] na podstawie analizy kaskad elektronowo-fotonowych pochodzących od fotonów γ z rozpadu π^0 autorzy podają średnią wartość $p_{\perp} \approx 0,4$ GeV/c, która ma posiadać dość duże znaczenie statystyczne i ma nie wykazywać zależności nie tylko od energii pierwotnej, ale i od energii mezonu π^0 .

W pracy tej wykorzystano możliwość osiągnięcia dość dobrej dokładności oceny energii kaskady elektronowo-fotonowej, o ile obserwujemy rozwój kaskady na drodze wielu jednostek kaskadowych. Dla umożliwienia takich obserwacji zaprojektowano specjalne „komory emulsyjne” i wysłano je do stratosfery. *Jety* wysokiej energii powstawały w bloku węglowym, a słowa-

rzyszone z nimi kaskady obserwowano w emulsjach przekładanych płytami ołowianymi. Dzięki krótkiej jednostce kaskadowej w ołowiu (0,5 cm wobec 3 cm w emulsji) można było śledzić rozwój kaskad na długiej drodze i z krzywych przejścia ocenić energię fotonów wywołujących kaskady. Następnie fotony korelowano parami, przez



Rys. 11. Widmo p_{\perp} mezonów π^0 (z pracy [31])

co otrzymywano energię i kierunek ruchu mezonów π^0 . Dla określenia p_{\perp} należało już tylko określić kąt toru mezonu π^0 względem osi *jetu*. Otrzymane przez autorów omawianej pracy widmo pędów poprzecznych dla mezonów π^0 w *jetach* spowodowanych przez cząstki pierwotne o energii 10^{12} — 10^{14} eV przedstawione jest na rys. 11. Dla naładowanych mezonów π spodziewamy się oczywiście analogicznej sytuacji.

Dalsze prace na ten temat są w toku, ale przybliżona stałość p_{\perp} i wartość średnia ok. 0,4 GeV/c dla mezonów π^0 , π^+ , π^- , a więcej dla cząstek ciężkich zostały już ustalone.

E. Współczynnik nieelastyczności

Współczynnik nieelastyczności K określamy jako część energii pierwotnego nukleonu użytą na generację nowych cząstek.

W układzie C:

$$K = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \gamma_i}{2\gamma_c}; \quad n - \text{liczba wytworzonych cząstek, } m_i - \text{masy}$$

spoczynkowe wytworzonych cząstek.

W układzie L:

$$K \simeq \frac{\sum_{i=1}^n m_i \gamma_i}{\gamma_p}.$$

Dla wyznaczenia K trzeba zmierzyć energię wszystkich cząstek *jetu* oraz określić energię nukleonu pierwotnego. Metody pomiaru energii cząstek *jetu* były wymienione w rozdziale poprzednim. Tam też mowa była o tym, że pomiar taki jest tylko rzadko możliwy, stąd też wyznaczenie K zwłaszcza dla *jetów* wysokiej energii jest trudne. Energię pierwotnego nukleonu określa się z rozkładu kąтового metodą kąta połówkowego, czy też metodą Castagnoli.

Najpełniejsza analiza zagadnienia nieelastyczności została przeprowadzona w cytowanej już pracy grupy bristolskiej [20]. Fakty doświadczalne są następujące: dla energii rzędu GeV i dziesiątek GeV $K \simeq 1$; ze wzrostem energii K maleje. Z analizy wielu *jetów* oraz z danych uzyskanych z badań wielkich pęków promieniowania kosmicznego wynika, że dla $E \sim 10^{12}$ eV $K \simeq 0,2$. Autorzy opisujący *jety* jeszcze wyższych energii — rzędu 10^{13} eV i więcej — podają zazwyczaj jeszcze niższe wartości $K \simeq 0,1$ [24]—[27]. Ponieważ jednak K nie jest określoną funkcją tylko energii, sprawa współczynnika nieelastyczności jest nadal niejasna. Wydaje się jednak, że nukleony bardzo wysokiej energii tracą w procesie zderzenia z innym nukleonem tylko małą jej część.

Teorie jednoobjętościowe

Szereg teoretyków próbowało wyjaśnić zjawisko wielorodnej generacji drogą fenomenologicznych teorii, których wspólną cechą była emisja wytworzonych cząstek z jednego centrum. Najwybitniejsze spośród tych teorii to teorie Fermiego, Landaua i Heisenberga. Fermi [6] wysunął hipotezę postulującą wytworzenie się równowagi statystycznej w małej objętości, którą tworzą zderzające się cząstki i rozwinął następnie, posługując się termodynamiką, bardzo pomysłową teorię, która zastosowana do zderzeń peryferyjnych [32] posiada jednak pewne niekonsekwencje.

Rozwinięcie teorii Fermiego przeprowadził Landau [33] rozpatrując powstały w momencie zderzenia zbiór cząstek jako ciecz idealną, tj. stosując do tego zbioru prawa hydrodynamiki. Tak więc obie teorie tworzą pewną całość.

Heisenberg w kilku pracach [34] starał się opisać zjawisko wielorodnej generacji badając nieliniowe równanie falowe różnymi metodami: rozpatrując zderzenia paczek falowych, przeprowadzając analogie do ruchu turbulენტnego i tworzenia się fal uderzeniowych.

Teoria Fermiego [6]

Podstawowe założenia tej teorii oraz jakościowy opis zjawiska w układzie C są następujące: na początku mamy dwa nukleony lecące z bardzo dużą prędkością, które na skutek kontrakcji Lorentza mają postać spłaszczonych dysków (rys. 12).

Po zderzeniu energia wydziela się w małej objętości

$$\Omega = \frac{4\pi}{3} \mu^{-3} \frac{2}{E}, \quad (8)$$



Rys. 12. Obraz zderzenia nukleon-nukleon w układzie środka masy

czyli Ω jest objętościowo skontrahowaną kulą o promieniu równym zasięgowi pola mezonowego wokół nukleonu μ^{-1} , $2/E$ jest współczynnikiem kontrakcji Lorentza, a E — pełną energią zderzających się nukleonów w układzie środka masy.

Bardzo duża gęstość energii wydzielona w małej objętości Ω na skutek silnego oddziaływania prowadzi do wielorodnej generacji mezonów π (ewentualnie par nukleon-antynukleon i mezonów ciężkich) zgodnie z prawami statystycznymi, bez odwoływania się do jakichkolwiek konkretnych teorii oddziaływania jądrowego. Inaczej mówiąc można statystycznie obliczyć prawdopodobieństwo generacji w objętości Ω określonej liczby mezonów π o zadanym rozkładzie energetycznym.

Stosowanie praw statystycznych wymaga założenia, że równowaga statystyczna ustala się dostatecznie szybko, czyli że droga swobodna jest dostatecznie mała.

Następnie koncentracja energii szybko maleje i wytworzone cząstki wylatują we wszystkich kierunkach. Fermi zakłada, że liczba cząstek powstałych w momencie zderzenia nie zmienia się, tzn. zaniedbuje energię oddziaływania wylatujących z Ω cząstek wobec ich energii kinetycznej.

Powyższe założenia oraz fakt, że wszystkie generowane cząstki są „relatywistyczne” (a więc można zaniedbać ich masę spoczynkową) pozwalają wykorzystać termodynamiczne formuły dla promieniowania ciała doskonale czarnego i znaleźć zależność liczby generowanych cząstek n od energii zderzających się nukleonów E .

Zgodnie z prawem Stefana-Boltzmann'a gęstość energii $\varepsilon \sim T^4$, czyli $E \sim T^4 \Omega$. Gęstość cząstek w przypadku relatywistycznym $\Delta n \sim T^3$, a pełna liczba cząstek $n \sim T^3 \Omega$. Eliminując z tych równań temperaturę T i podstawiając z (8) $\Omega \sim \frac{1}{E}$ otrzymamy:

$$n \sim E^{1/2}, \quad (9)$$

gdzie E jest energią zderzających się nukleonów w układzie C , lub według (2)

$$n \sim E_p^{1/2}, \quad (10)$$

gdzie E_p jest energią cząstki pierwotnej w układzie laboratoryjnym.

Współczynniki proporcjonalności we wzorach (9) i (10) zależą od rodzaju cząstek i są rzędu jedności.

Fermi rozpatruje zderzenia centralne, które według niego prowadzą do izotropowego rozkładu kąтового generowanych cząstek oraz zderzenia peryferyjne. Uwzględnienie prawa zachowania momentu pędu prowadzi dla tych zderzeń do anizotropowego rozkładu kąтового. Założenia teorii Fermiego, a szczególnie interpretacja anizotropii na gruncie zderzeń nie-

centralnych [32] spotkały się z krytyką szeregu fizyków [35]. Główne zarzuty można zebrać w następujących punktach:

a) Założenie, że zderzające się nukleony niezależnie od parametru zderzenia wydzielają całą swoją energię w objętości Ω o kształcie elipsoidy o osiach $\frac{1}{\mu}$ i $\frac{2}{\mu E}$ żąda, aby w przeciągu czasu zderzenia równemu co do rzędu wielkości $\frac{2}{\mu E}$ zaburzenie rozeszło się po całej objętości Ω i doprowadziło do stanu termodynamicznej równowagi. Ale na to potrzebny jest czas nie mniejszy niż $\frac{1}{\mu}$. A więc dochodzimy do sprzeczności z teorią względności.

b) Wybór Ω jako objętości, w której rodzi się określona liczba cząstek i wylatuje nie oddziaływając ze sobą, jest nieuzasadniony, ponieważ wiele cząstek wytworzonych w tak małej objętości oddziałują ze sobą tak silnie, że nie można mówić o liczbie cząstek jako o fizycznej charakterystyce układu. Oddziaływanie między cząstkami a tym samym anihilacja i kreacja nowych cząstek będzie istnieć tak długo w czasie rozprzestrzeniania się z objętości Ω , aż odległość między cząstkami będzie większa niż $\frac{1}{\mu}$ i dopiero wtedy można mówić o swobodnym rozlocie cząstek.

Tak więc metody fizyki statystycznej okazały się niewystarczające dla opisanego wielorodnej generacji cząstek. Tym niemniej ideę Fermiego rozwinęła na gruncie hydrodynamiki Landau eliminując wyżej opisane sprzeczności.

Teoria Landaua [33]¹¹

Założenia teorii i jakościowy opis zjawiska są następujące. W momencie zderzenia dwóch nukleonów powstaje duża liczba cząstek skoncentrowanych w małej objętości określonej przez promienie oddziaływania sił jądrowych i energię zderzających się nukleonów. Długość drogi swobodnej w powstałym układzie jest mała w porównaniu z rozmiarami układu ($l/L \ll 1$).

Ponieważ oddziaływanie w tej objętości jest bardzo silne, pojęcie „liczby cząstek” jako fizycznej charakterystyki takiego układu nie ma sensu.

Następnie zaczyna się ekspansja tego układu, którą można podzielić na trzy zasadnicze etapy.

Pierwszy etap, gdy ciecz mezonowa pierwotnie skoncentrowana w małej objętości zaczyna rozszerzać się pod wpływem ciśnienia hydrodynamicznego. Ponieważ działa ono przede wszystkim w kierunku osi x (rys. 12), więc

¹¹ Szczegółowo o teorii Landaua pisał D. S. Czernawski w „Postęпах Fizyki” 9, 653 (1958). Dlatego podajemy tylko podstawowe założenia teorii i te rezultaty, które będziemy porównywać z faktami doświadczalnymi.

ruch będzie przestrzennie jednowymiarowy. Pomimo że układ rozszerza się, warunek $l/L \ll 1$ jest nadal spełniony, więc dla uzyskania opisu matematycznego można stosować równania hydrodynamiki. Będzie to hydrodynamika relatywistyczna — bo prędkości są bliskie prędkości światła, cieczy idealnej, bo pozbawionej lepkości i przewodnictwa cieplnego.

Drugi etap rozpoczyna się, gdy wskutek rozprzestrzeniania się uprzednio skoncentrowanej objętości wymiary poprzeczne układu są rzędu wymiarów podłużnych. Wtedy rozprzestrzenianie się układu jest trójwymiarowe.

Gdy temperatura spadnie do rzędu μ , zaczyna się trzeci etap: swobodny rozlot nie oddziaływających już ze sobą cząstek.

Liczba wytworzonych cząstek

Landau zakłada, że liczba wytworzonych cząstek jest proporcjonalna do pełnej entropii układu: $n \sim S$.

Ponieważ ekspansja układu jest adiabatyczna, więc entropia w ciągu całego procesu jest stała, stąd S możemy rozumieć jako entropię w chwili początkowej po zderzeniu nukleonów i otrzymać zależność liczby wytworzonych cząstek od energii początkowej bez szczegółowego rozpatrywania ekspansji układu.

Ponieważ dla gazu bozonowego $S \sim \varepsilon^{3/2}$, więc $n \sim \varepsilon^{3/2} \Omega$, gdzie $\Omega \sim \mu^{-3} E^{-1}$, $\varepsilon = E/\Omega$, a E pełna energia zderzających się nukleonów w układzie C . Stąd $n \sim E^{3/2}$ lub według (2): $n \sim E_p^{3/2}$.

Otrzymane wyniki są więc identyczne jak w teorii Fermiego. Natomiast rozpatrzenie przez Landaua rozlotu wytworzonych cząstek daje zupełnie inne rezultaty w rozkładach kątowych i energetycznych.

Rozkład kątowy i energetyczny

Aby znaleźć rozkład kątowy i energetyczny wytworzonych cząstek, rozpatruje Landau opisany wyżej ruch materii w rozprzestrzeniającym się układzie, rozwiązując równania ruchu hydrodynamiki relatywistycznej, które zawarte są w równaniu:

$$\frac{\partial T^{ik}}{\partial x^k} = 0, \quad (11)$$

gdzie T^{ik} jest tensorem energii i pędu: $T^{ik} = pg^{ik} + (\varepsilon + p) u^i u^k$, u^i — czteroprędkość, g^{ik} — tensor metryczny o składowych $g^{11} = g^{22} = g^{33} = -g^{00} = 1$, ε — gęstość energii, p — ciśnienie.

Jako równanie stanu Landau przyjmuje równanie: $p = \frac{\varepsilon}{3}$.

Dla pierwszego jednowymiarowego etapu równania (11) redukują się do dwóch równań, których rozwiązanie pozwala podać gęstość energii ε w czasie t po zderzeniu:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \exp \left[-\frac{4}{3} (\eta + \tau - \sqrt{\tau \eta}) \right],$$

$$\text{gdzie} \quad \tau = \ln \frac{t}{\Delta}, \quad \eta = \ln \frac{t-x}{\Delta}, \quad \Delta = \mu^{-1} \frac{2}{E}.$$

Analiza tego wyniku pozwala stwierdzić, że największa część energii skoncentrowana jest na froncie rozprzestrzeniającego się układu, a największa część entropii skoncentrowana jest za tym frontem. Oznacza to, że stosunkowo mała ilość cząstek niesie dużą energię.

Otrzymane rozwiązania są słuszne dopóty, dopóki kąt między osią x a kierunkiem ruchu danego elementu cieczy jest dostatecznie mały, tzn. dopóki odległość, którą przebiegnie rozpatrywany element w kierunku prostopadłym do osi x , jest mała w porównaniu z wymiarami układu. Potem ruch trzeba rozpatrywać trójwymiarowo. Wykorzystując pozostałe składowe tensora T^{ik} można pokazać, że w trójwymiarowym etapie rozlotu gęstość energii i entropia dla poszczególnych części układu pozostają stałe, takie, jak w końcowym momencie etapu pierwszego.

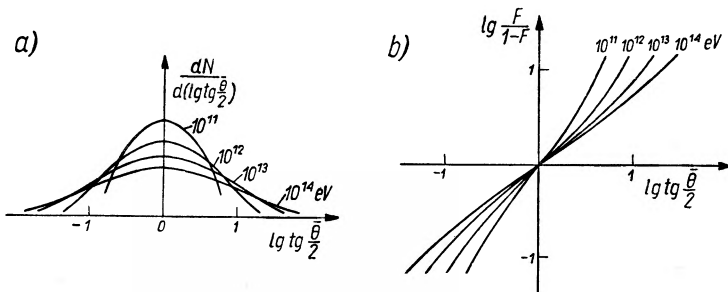
Otrzymany rozkład kątowy w układzie C ma postać:

$$dn \sim \exp \sqrt{L^2 - \lambda^2} d\lambda,$$

$$\text{gdzie} \quad \lambda = -\ln \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2}, \quad L = \ln \frac{E}{2}.$$

Dla dużych energii $\lambda \ll L$ i wtedy rozkład kątowy można zapisać jako $dn \sim \exp \left(-\frac{\lambda^2}{2L} \right) d\lambda$.

Różniczkowe i całkowe wykresy rozkładów kątowych przewidywane przez teorię Landaua dla różnych energii pierwotnych przedstawione są na rys. 13a i b.



Rys. 13. Różniczkowe i całkowe wykresy rozkładów kątowych według teorii Landaua

Widzimy, że rozkłady te w przedziałach energii $10^{10} - 10^{14}$ eV są anizotropowe, a anizotropia rośnie z energią.

Teoria podaje również ściśle związany z rozkładem kątowym rozkład energetyczny wytworzonych cząstek:

$$E_i = \exp\left(-\frac{L}{6} + \lambda_i + \frac{1}{2}\sqrt{L^2 - \lambda_i^2}\right).$$

Jak widać cząstki o zadanej energii emitowane są pod ściśle określonymi kątami.

Założenia i wnioski teorii Heisenberga [34]

Już w 1936 roku Heisenberg zauważył, że teoria rozpadu β podana przez Fermiego pozwala oczekiwać generacji kilku par elektronowych i neutrino, ponieważ hamiltonian tej teorii zawiera człon nieliniowy.

Dlatego rozpatrując później zderzenia nukleonów starał się opisać zjawisko wielorodnej generacji posługując się równaniami nieliniowymi. W szczególności analizował on również równanie Borna-Infelda, dla którego lagrangian ma postać

$$L = l^{-4} \sqrt{1 + l^4 \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 - (\text{grad } \varphi)^2 \right]}$$

l — stała o wymiarze długości równa $\frac{1}{\mu}$.

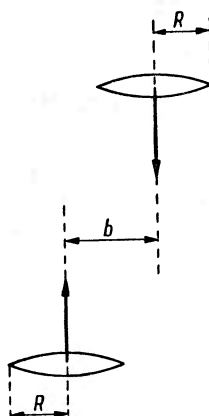
Dla $E_p \ll \frac{1}{l}$ lagrangian ten można rozwinąć na szereg i w pierwszym przybliżeniu otrzymuje się zwykły lagrangian liniowej teorii. Człony nieliniowe występują dopiero dla $E_p \gg \frac{1}{l}$, tzn. $E_p \gg \mu$, a generacja wielorodna

ze względów energetycznych jest możliwa tylko dla $E_p \gg \mu$. Aby otrzymać liczbę generowanych cząstek Heisenberg znajduje ich widmo energetyczne $dn \sim \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2}$ i średnią energię, która w układzie C jest rzędu μ . Stąd

$$n \sim \frac{E}{\mu}, \text{ czyli } n \sim E \text{ lub według (2) } n \sim E_p^{1/2}.$$

Gdy porównanie z doświadczeniem pokazało, że teoria Heisenberga daje za duże krotności, szczególnie dla dużych energii, wprowadził on do swojej teorii parametr zderzenia. Heisenberg rozpatruje zderzenia dwóch silnie skontrahowanych nukleonów, których pola mezonowe zanikają w kierunku y jak $e^{-y/R}$, gdzie $R = \mu^{-1}$ (rys. 14).

Zakłada, że w zderzeniu z parametrem b nukleony przekazują pęd $p = p_0 e^{-b/R}$, gdzie p_0 — całkowity pęd nukleonu. Rezultat ten otrzymuje się



Rys. 14. Obraz zderzenia niecentralnego nukleonów w układzie środka masy

zakładając, że oddziaływanie jest proporcjonalne do nakładających się części pól mezonowych. Oczywiście liczba cząstek generowanych będzie mniejsza niż w zderzeniach centralnych $e^{-b/R}$ razy. Jako maksymalny parametr zderzenia przyjmuje Heisenberg wartość, przy której możliwa jest generacja jeszcze dwóch mezonów. Taki parametr zderzenia zależy od energii $b_{max} \sim R \ln \frac{E}{\mu}$, a przekrój czynny będzie rósł z energią

$$\sigma \sim (b_{max})^2 \sim R^2 \left(\ln \frac{E}{\mu} \right)^2.$$

Wniosek o wzroście przekroju czynnego z energią spotkał się z krytyką fizyków radzieckich, których rozważania prowadzą do wniosku, że przekrój czynny nie rośnie z energią i jest rzędu geometrycznego przekroju czynnego, a krotność prawie nie zależy od parametru zderzenia. Szczegółowo zostało to opisane w cytowanym już artykule D. S. Czernawskiego.

Teorie dwóch emitujących centrów

Anizotropię rozkładu kąтового emitowanych mezonów w układzie środka masy i wzrost tej anizotropii z energią tłumaczą w zupełnie inny, może bardziej naturalny sposób teorie dwóch centrów generacji. Na możliwość takiego potraktowania zagadnienia zwrócił uwagę S. Takagi już w 1951 r. [36]. Takagi zakłada, że w procesie zderzenia nukleonów kosztem części ich energii kinetycznej powstają dwie objętości silnie skoncentrowanej energii, które poruszają się w przeciwnych kierunkach w układzie C i są źródłami emisji mezonów. Czas życia tych objętości może być oszacowany na 10^{-21} — 10^{-16} sek (dolną granicę czasu życia daje warunek niezależności rozpadu obu objętości, górną fakt, że w obserwowanych w emulsji *jetach* wszystkie cząstki wychodzą pozornie z jednego punktu). Emisja cząstek z każdej z tych objętości odbywa się izotropowo — np. w myśl jakiejś teorii statystycznej. W rezultacie rozlotu centrów emisji otrzymamy kolimację cząstek w kierunkach naprzód i wstecz w układzie C. Liczba cząstek będzie oczywiście mniejsza niż w teoriach jednoobjętościowych, gdyż część energii pozostaje jako energia kinetyczna ruchu centrów emitujących i nie może być zużyta na generację mezonów.

Ze względu na fakt, że modele dwuobjętościowe znajdują się obecnie w centrum zainteresowania fizyków zajmujących się najwyższymi energiami, przeanalizujemy nieco dokładniej zachodzące tu zależności. Rozpatrujemy zderzenie $N-N$. Energię nukleonu pierwotnego w układzie środka masy zderzenia scharakteryzujemy jego czynnikiem Lorentza γ_c . Niech powstałe „centra” rozlatują się w kierunkach ruchu nukleonów pierwotnych z prędkością $\bar{\beta}$, a masę spoczynkową każdego z nich mogącą być „zamienio-

ną” w mezony oznaczmy M^* . Oczywiście zasada zachowania energii nakłada warunek:

$$M^* \bar{\gamma} < \gamma_c, \quad \text{gdzie} \quad \bar{\gamma} = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad (12)$$

k który możemy też napisać w inny sposób wprowadzając „współczynnik nieelastyczności”¹² K :

$$M^* \bar{\gamma} = K \gamma_c, \quad K < 1. \quad (13)$$

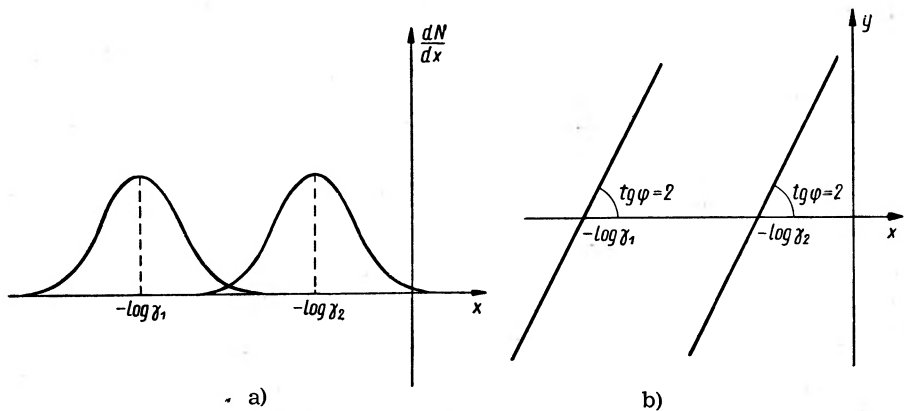
Zdefiniowany w ten sposób współczynnik K określa ułamek energii pierwotnej nukleonu „zamienionej” w energię wytworzonych mezonów.

M^* określa liczbę wytworzonych cząstek. Prowadzone ostatnio badania pędów poprzecznych p_{\perp} pozwalają wnioskować, że średnia energia E_{π} przypadająca na jedną cząstkę wytworzoną jest prawie stała w bardzo szerokim zakresie energii. Zatem:

$$\frac{1}{2} n_s = \frac{1}{2} \frac{2}{3} n = \frac{2}{3} \frac{M^*}{E_{\pi}}. \quad (14)$$

Wzory (13) i (14) pozwalają ocenić współczynnik nieelastyczności

Na E_{π} przyjmuje się ok. 0,5 GeV. Tak otrzymane współczynniki K zgadzają się dobrze z wyznaczonymi bezpośrednio.



Rys. 15. Interpretacja *jetu* jako sumy dwóch *jetów* izotropowych pochodzących od dwóch centrów emisji: a) rozkład różniczkowy, b) rozkład całkowity

$$K = \frac{3}{4} \frac{n_s \bar{\gamma} E_{\pi}}{\gamma_c}. \quad (15)$$

¹² Silna nierówność we wzorach (12) i (13) jest następstwem konieczności zachowania nukleonów pierwotnych, czego żąda dobrze już ugruntowana eksperymentalnie tzw. „zasada zachowania liczby barionów”. Do dokładniejszego rozpatrzenia tych nierówności i określenia K powrócimy w dalszym ciągu artykułu.

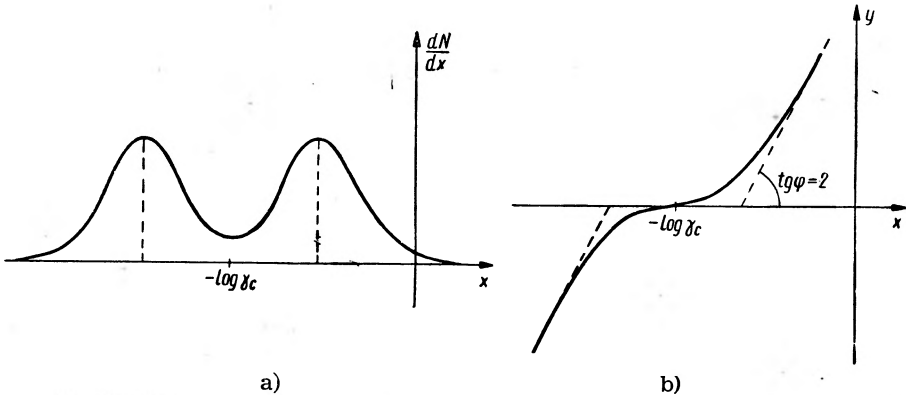
Wielkość $\bar{\gamma}$ odpowiedzialna jest za rozkład kątowy emitowanych mezonów. Na podstawie rozważanego modelu *jet* można traktować jako złożony z dwóch *jetów* o izotropowej emisji cząstek. Na wykresach różniczkowym i całkowym można więc przedstawić sytuację w sposób zobrazowany na rys. 15.

Wprowadzone na wykresach 15a, 15b wielkości γ_1, γ_2 oznaczają oczywiście czynniki Lorentza dla obu centrów emisji liczone w układzie L i są związane z γ_c i $\bar{\gamma}$ równaniami transformacyjnymi¹³:

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \gamma_c \bar{\gamma} + \sqrt{\gamma_c^2 - 1} \sqrt{\bar{\gamma}^2 - 1}, \\ \gamma_2 &= \gamma_c \bar{\gamma} - \sqrt{\gamma_c^2 - 1} \sqrt{\bar{\gamma}^2 - 1}.\end{aligned}\quad (16)$$

Przybliżonym rozwiązaniem tych równań są wzory:

$$\begin{aligned}\gamma_c &= \sqrt{\gamma_1 \gamma_2}, \\ \bar{\gamma} &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\gamma_1}{\gamma_2}}.\end{aligned}\quad (17)$$



Rys. 16. Rozkład kątowy *jetu* według modelu dwucentrowego przedstawiony na wykresach: a) różniczkowym, b) całkowym

Złożenie *jetów* pochodzących od obu centrów emisji w jeden *jet* daje rozkład kątowy przedstawiony na wykresach 16a, 16b.

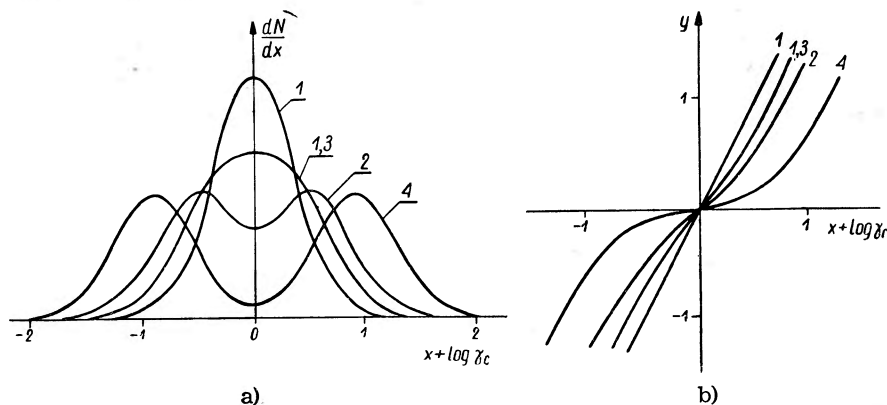
Na wykresach 17a, 17b przedstawiona jest zależność od $\bar{\gamma}$ różniczkowych i całkowych rozkładów kątowych w układzie C . Z wykresów tych widać, że model dwucentrowy pozwala zrealizować dużą różnorodność rozkładów kątowych od izotropii ($\bar{\gamma} = 1$) poprzez anizotropowe rozkłady podobne do

¹³ Ponieważ w obserwowanym materiale zasadniczo nie widzimy wyraźnie rozchodzenia się stożków, przyjęto $\cos \Theta = 1$. Zagadnienie to wymagałoby jeszcze dalszych badań.

Landaua czy Heisenberga aż do rozkładów „dwugarbnych” z wyraźną „dziurką” na wykresie różniczkowym (dla $\bar{\gamma} \gg 1$)¹⁴.

Widać więc, że $\bar{\gamma}$ określa jednoznacznie kształt rozkładu kąтового *jetu*.

Z przytoczonych rozważań widać charakterystyczną cechę modelu: dla ustalonego K im mniejsza jest krotność *jetu*, tym większa jest jego anizotropia. Fakt ten zdaje się dobrze potwierdzać w doświadczeniu, przynajmniej jakościowo.



Rys. 17. Rozkłady kątowe *jetów* według modelu dwucentrowego dla różnych $\bar{\gamma}$ przedstawione w układach: a) różniczkowym, b) całkowym (Cyfry przy krzywych oznaczają wartości $\bar{\gamma}$)

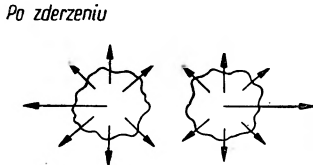
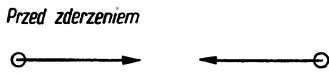
Na korzyść modelu dwucentrowego przemawia fakt znalezienia ostatnio *jetów* o wyraźnej „dziurce” w rozkładzie kątowym w okolicy $\bar{\Theta} = \pi/2$ [29], co było omówione w rozdziale poświęconym rozkładowi kątowemu *jetów* (patrz rys. 8).

Sugestia Takagi doczekała się rozwinięcia w dwóch kierunkach. Kraushaar i Marks [37], a ostatnio Lanus *et al* [38] przyjmują, że „objętości” emitujące mezony to silnie wzbudzone i zahamowane nukleony pierwotne. Model ten można by więc nazwać modelem „nukleonów wzbudzonych”. O modelu tym była już mowa przy zagadnieniu wielorodnej generacji mezonów π w zakresie energii akceleratorowych. Poglądowo przedstawiałoby się to więc jak na rys. 18.

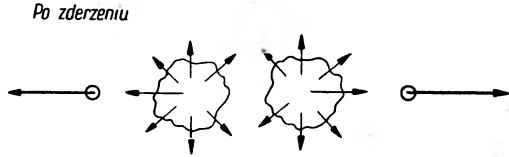
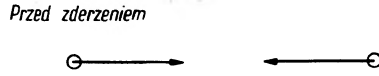
Fakty doświadczalne zaobserwowane głównie przez grupę polsko-czeską świadczą wprawdzie za modelem dwucentrowym, lecz trudno dają się tłumaczyć modelem nukleonów wzbudzonych. Autorzy polsko-czescy [29], a potem Coccioni [39] opisali fenomenologicznie zaobserwowane fakty następującym modelem zjawiska. Przyjęli oni, że nukleony pierwotne nie pozostają w objętościach tworzenia mezonów, ale lecą znacznie szybciej od

¹⁴ Możliwość otrzymania w inny sposób podobnej różnorodności rozkładów kątowych przedstawił D. S. Czernawski w cytowanej pracy (patrz notka ¹⁰).

nich zachowując początkowy kierunek swego lotu. Proponowany opis zjawiska nazwano „fire ball model” („model kul ognistych”) lub model dwucentrowy II. Poglądowo sytuację tę przedstawia rys. 19.



Rys. 18. Obraz zderzenia nukleon-nukleon w układzie środka masy według modelu „nukleonów wzbudzonych”



Rys. 19. Obraz zderzenia nukleon-nukleon w układzie środka masy według „fire ball model”

Oporając się na dużym materiale doświadczalnym grupa polsko-czeska stwierdziła, że jeżeli przyjmie się, że obydwa centra emitujące cząstki wtórne poruszają się wzdłuż osi zderzenia, γ centrów w układzie C jest znacznie mniejsza niż γ nukleonów po zderzeniu, którą określa się ze związku

$$\gamma_N = (1 - K) \gamma_c. \quad (18)$$

W modelu proponowanym przez grupę polsko-czeską zasadę zachowania energii wyraża równanie

$$M^* \bar{\gamma} + \gamma_N = \gamma_c. \quad (19)$$

Stąd według (13)

$$K = \frac{M^*}{M^* + \gamma_N / \bar{\gamma}} \quad (20)$$

dla $\bar{\gamma} \ll \gamma_N$ otrzymujemy $K \ll 1$ zgodnie z innymi informacjami doświadczalnymi.

W modelu izobarowym natomiast z zasady zachowania energii

$$(M^* + 1) \bar{\gamma} = \gamma_c \quad (21)$$

wynika

$$K = \frac{M^*}{M^* + 1}, \quad (22)$$

co dla $M^* \gg 1$ daje K stałe i bliskie jedności.

Widać więc, że znane obecnie fakty przemawiają raczej za modelem II. Ogólnie można jednak chyba powiedzieć, że dotychczasowy materiał doświadczalny jest jeszcze za skąpy dla ostatecznego rozstrzygnięcia.

Zakończenie

Jak widać z przedstawionej sytuacji, zagadnienie fizyki zderzeń nukleonów najwyższych energii nie jest jeszcze jasne. Istniejące teorie wielorodnej generacji cząstek (Heisenberg, Fermi, Landau) powstały w czasie, kiedy wiedziano jeszcze znacznie mniej, niż wiemy obecnie, o cząstkach elementarnych. To, czego dowiedzieliśmy się w międzyczasie, nie ułatwiło sytuacji, lecz przeciwnie, skomplikowało ją. Teorie te dają szereg interesujących rezultatów, które w wielu punktach są zgodne z doświadczeniem. Z tych teorii wynika, na przykład, zgodny z grubsza z doświadczeniem charakter zależności średniej krotności od energii, wzrost anizotropii rozkładu kąтового z energią oraz ocena pędu poprzecznego. Niejasna jednak jest sprawa nieelastyczności zderzenia, a przede wszystkim wydaje się, że nie da się utrzymać poglądu o jednej objętości generacji cząstek. Fakt, że skonstruowano model (*model dwucentrowy II*), który ma tak dobrane parametry, że dają się dopasować do znalezionych w doświadczeniu *jetów*, nie rozwiązuje oczywiście sytuacji. Jest to bowiem tylko model, z którego nie można otrzymać wniosków, np. o prawdopodobieństwie występowania różnego rodzaju *jetów*. Niemniej jednak wydaje się, że model dwucentrowy będzie można wiązać ze strukturą nukleonu. Można więc liczyć, że ta interpretacja może nam dać interesujące dodatkowe informacje do zagadnienia struktury nukleonu.

Literatura

1. W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike i W. L. Whittemore, Phys. Rev. **103**, 1489 (1956).
2. W. B. Fowler, G. Maenchen, W. M. Powell, G. Saphir i R. W. Wright, Phys. Rev. **101**, 911 (1956).
3. *Proceedings of the 1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN* — Genewa 1958, str. 309.
4. E. E. Chambers i R. Hofstadter, Phys. Rev. **103**, 1454 (1956).
5. O. Piccioni, *Proceedings of the 1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN* — Genewa 1958, str. 74.
6. E. Fermi, Progr. Theor. Phys. **5**, 570 (1950).
7. S. J. Lindenbaum i R. M. Sternheimer, Phys. Rev. **105**, 1874 (1957).
8. S. Kinoshita, Proc. Roy. Soc. A **82**, 432 (1910).

9. M. Reinganum, *Phys. Zs.* **12**, 1076 (1911).
10. M. Blau i H. Wambacher, *Monatsh.* **61**, 99 (1932).
11. A. Zdanow, *J. Phys. Radium* **6**, 233 (1935).
12. R. W. Berriman, *Nature* **162**, 992 (1948).
13. B. Rossi, *High Energy Particles*, Nowy Jork, 1952.
14. U. Camerini, Y. Davies, P. H. Fowler *et al.*, *Phil. Mag.* **42**, 1241 (1950).
15. F. C. Roesler i C. B. A. McCusker *N. Cimento* **10**, 127 (1953).
16. G. Ishikawa i K. Maeda, *N. Cimento* **7**, 53 (1958).
17. Sh. Kaneko i M. Okazaki, *N. Cimento* **8**, 521 (1958).
18. R. P. Daniel, J. H. Davies, J. H. Mulvey i D. H. Perkins, *Phil. Mag.* **43**, 753 (1952).
19. F. A. Brisbout, C. Dahanayake, A. Engler, Y. Fujimoto i D. H. Perkins, *Phil. Mag.* **1**, 605 (1956).
20. B. Edwards, J. Losty, D. N. Perkins, K. Pinkau i J. Reynolds, *Phil. Mag.* **3**, 237 (1958).
21. C. Castagnoli, G. Cortini, D. Moreno, C. Franzinetti i A. Manfredini, *N. Cimento* **10**, 1539 (1953).
22. L. V. Lindern, *N. Cimento* **5**, 491 (1957).
23. N. M. Duller i W. D. Walker, *Phys. Rev.* **93**, 215 (1954).
24. M. Schein, R. G. Glasser i D. M. Haskin, *N. Cimento* **1**, 647 (1955).
25. V. D. Hopper, S. Biswas i J. F. Darby, *Phys. Rev.* **84**, 457 (1951).
26. P. Ciok, M. Danysz, J. Gierula, A. Jurak, M. Mięśowicz, J. Pernegr, J. Vrana i W. Wolter, *N. Cimento* **6**, 1409 (1957).
27. E. G. Boos, A. H. Winnicki, Z. S. Takibajew i I. Ja. Czasnikow, *Zu. Exper. Teor. Fiz.* **34**, 622 (1958).
28. P. Ciok, T. Coghen, J. Gierula, R. Hołyński, A. Jurak, M. Mięśowicz, T. Saniewska, O. Stanisiz i J. Pernegr, *N. Cimento* **8**, 166 (1958).
29. P. Ciok, T. Coghen, J. Gierula, R. Hołyński, A. Jurak, M. Mięśowicz, T. Saniewska i J. Pernegr, *N. Cimento* **10**, 741 (1958).
30. J. Nishimura, *Soryushiron Kenkyu* (po japońsku) **12**, 24 (1956).
31. O. Minakawa, Y. Nishimura, M. Tzuzuki, H. Yamanouchi, H. Aizu, H. Hasegawa, Y. Ishii, S. Tokunaga, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, J. Nishimura, K. Niu, K. Nishikawa, K. Imaeda i M. Kazuno, *INSJ* — 7, preprint, Tokyo, March 1958.
32. E. Fermi, *Phys. Rev.* **81**, 683 (1951).
33. L. D. Landau, *Izw. A. N. SSSR* **17**, 51 (1953). S. Z. Bieleńkij i L. D. Landau, *Usp. Fiz. Nauk* **56**, 309 (1955).
34. W. Heisenberg, *Kosmische Strahlung*, 2 wyd. 1953.
35. U. J. Pomeranczuk, *Dokł. A. N.* **78**, 887 (1951); E. Ł. Feinberg i D. S. Czernawski, *Dokł. A. N.* **81**, 795 (1951).
36. S. Takagi, *Progr. Theor. Phys.* **7**, 123 (1952).
37. W. L. Kraushaar i L. J. Marks, *Phys. Rev.* **93**, 326 (1954).
38. K. Lanus — praca w druku w *Nuovo Cimento*.
39. G. Cocconi, *Phys. Rev.* **111**, 1699 (1958).

Przemysław Zieliński

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Hiperfragmenty — przegląd niektórych zagadnień teoretycznych

Wstęp

Hiperfragmenty — nietrwale jądra zawierające, oprócz neutronów i protonów, inną cząstkę — odkryte w roku 1952 przez M. Danysza i J. Pniewskiego [109] stały się ważnym źródłem informacji o oddziaływaniach cząstek elementarnych.

W krótkim, kilkuletnim okresie znaleziono w różnych laboratoriach paręset przypadków hiperfragmentów i nagromadzono wiele danych określających ich własności. Dane te zostały przedstawione w szczególności w obszernej pracy grupy z Wisconsin [114], a następnie usystematyzowane, na podstawie całego opublikowanego materiału, w pracach przeglądowych grupy warszawskiej [111] oraz grupy z Chicago [125].

Nowe zjawisko skupiło również uwagę teoretyków i już w 1953 roku ukazała się pierwsza praca teoretyczna Chestona i Primakowa [8], a do chwili obecnej opublikowano kilkadziesiąt prac poświęconych w całości lub częściowo temu zagadnieniu. Część osiągniętych rezultatów przedstawili ostatnio — z jednego możliwego punktu widzenia — Dalitz i Downs [19]. Artykuł Dalitza i Downsa może posłużyć jako najlepszy wstęp dla interesujących się dotychczasowymi wynikami prac teoretycznych.

Celem niniejszego artykułu jest przystępne streszczenie niektórych rezultatów teoretycznych. Na końcu artykułu podana jest literatura dotycząca prac teoretycznych oraz niektórych prac doświadczalnych. Zupełniejszą literaturę prac doświadczalnych znaleźć można we wspomnianych pracach przeglądowych [111], [125].

Badanie teoretyczne hiperfragmentów ma obecnie charakter fenomenologiczny. Wnioski są często jakościowe, gdyż własności hiperfragmentów nie są jeszcze dokładniej zbadane doświadczalnie i rozwój poglądów teoretycznych uzależniony jest tutaj szczególnie ściśle od postępów eksperymentu. W artykule omówione są w szczególności zagadnienia teoretyczne

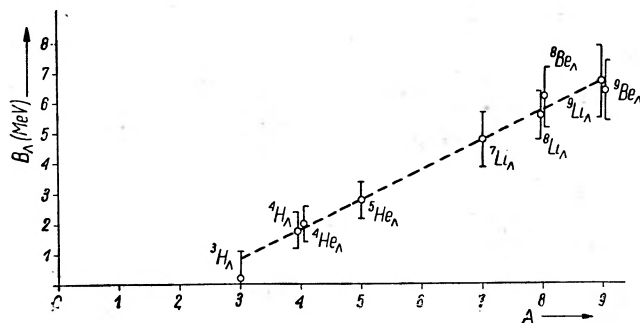
bezpośrednio związane z doświadczeniem. Z tego względu następne paragrafy poprzedzone są streszczeniem najważniejszych wyników doświadczalnych.

§ 2. Streszczenie najważniejszych wyników doświadczalnych

Energia wiązania. Energia wiązania hiperonu Λ^0 w lekkich hiperfragmentach jest stosunkowo najlepiej zbadaną wielkością. Rezultaty są przedstawione najpełniej w pracy przeglądowej Levi Settiego *et al.* [125]. (p. Tablica 1 i Rys. 1). W najbliższych hiperfragmentach energia

Tablica 1
Energia wiązania hiperfragmentów (według Levi Settiego *et al.* [125]).

	Energia wiązania B_Λ (MeV)	Błąd standartowy $\sigma(B_\Lambda)$ (MeV)	Ilość przypadków
${}^3\text{H}_\Lambda$	0,2	0,9	7
${}^4\text{H}_\Lambda$	1,8	0,6	21
${}^4\text{He}_\Lambda$	2,0	0,6	9
${}^5\text{He}_\Lambda$	2,8	0,6	17
${}^7\text{Li}_\Lambda$	4,8	0,9	3
${}^8\text{Li}_\Lambda$	5,6	0,8	3
${}^9\text{Li}_\Lambda$	6,7	1,2	1
${}^8\text{Be}_\Lambda$	6,2	1,0	1
${}^9\text{Be}_\Lambda$	6,4	1,0	3



Rys. 1. Energia wiązania w zależności od liczby masowej hiperfragmentu (p. Tablica 1)

wiązania hiperonu jest mniejsza niż energia wiązania neutronu w odpowiednim (tj. o tej samej liczbie masowej i porządkowej) „zwykłym” ją-

drze. Energia wiązania hiperonu rośnie jednak wraz z liczbą masową hiperfragmentu. Fry *et al.* [114] i Gierula [116] stwierdzili, że wzrost jest w przybliżeniu liniowy i wynosi w przybliżeniu 1 MeV przy wzroście liczby masowej hiperfragmentu o jedność. Najbliższym znalezionym hiperfragmentem jest hipertryt ${}^3\text{H}_A$ tj. układ związany składający się z protonu, neutronu i hiperonu Λ^0 . Nie znaleziono hiperfragmentu o liczbie masowej dwa (nukleon + hiperon). Prawdopodobnie układ taki nie istnieje, ale kwestia nie została definitywnie rozstrzygnięta. Jeżeli cząstka Λ^0 , która powstała wskutek zderzenia w jądrze ciężkim, ugrzęzłaby w nim, to powstałby ciężki hiperfragment tzw. „kryptofragment” — dane o istnieniu takich układów są na razie skąpe i niepewne [120]. Energie wiązania w cięższych hiperfragmentach nie są znane.

Czas życia. Hiperfragmenty zatrzymują się z reguły w emulsji przed rozpadem. Czas życia został zmierzony w poszczególnych przypadkach rozpadów w locie. Jest on w tych kilku przypadkach rzędu 10^{-10} — 10^{-12} sek (por. [111]). A zatem czas życia hiperfragmentu nie różni się bardzo silnie od czasu życia hiperonu Λ^0 swobodnego¹.

Względne częstości rozpadów. Stosunki prawdopodobieństw różnych typów rozpadów mogłyby dać bardzo cenne informacje. Znaleziono wiele typów rozpadów (por. np. przeglądy [111], [125]). Jednakże porównanie względnych częstości nie jest możliwe i to nie tylko z powodu małej statystyki, lecz głównie z powodu szczególnej obserwacyjnej dyskryminacji. Ażeby uzmysłowić jej charakter, weźmy szczególnie jaskrawy przykład: obok najczęściej obserwowanego rozpadu mezonowego ${}^5\text{He}_A$ występuje (zaobserwowany ostatnio w jednym przypadku [129]) rozpad nie-mezonowy



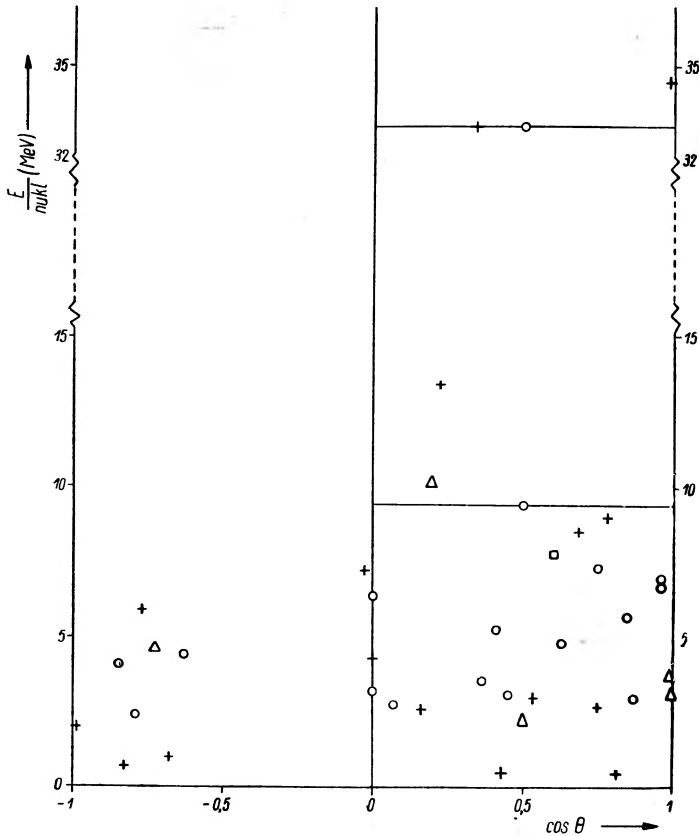
Rozpad taki dla mikroskopisty ma postać zagięcia toru (a nie gwiazdy podwójnej) i z reguły nie jest kwalifikowany do dalszej analizy.

Z powodu tej dyskryminacji do wniosków opartych na porównaniu teoretycznych częstości z obserwowanymi należy odnieść się krytycznie. Oczywiście, byłby bardzo cenny pomiar częstości w warunkach, które umożliwiłyby eliminację dyskryminacji.

Dane o tworzeniu się hiperfragmentów. Częstość powstawania hiperfragmentów znana jest bardzo niedokładnie. W zderzeniach mezonów π i nukleonów z jądrami emulsji w kliszach naświetlonych w stratosferze i w akceleratorach lekkie hiperfragmenty powstają mniej więcej w 10^{-3} — 10^{-4} całkowitej ilości gwiazd. Znacznie częściej wysyłane

¹ Interesujące byłoby uzyskanie informacji o czasie życia hiperfragmentów powstających w warunkach, w których stosunek czasu hamowania do czasu życia byłby korzystniejszy niż w emulsjach (w komorach, w rozcieńczonych emulsjach).

są z gwiazd powstających w wyniku pochwyty K^- w spoczynku, występują mianowicie w kilku procentach gwiazd. Brak jest danych o tworzeniu się hiperfragmentów w gwiazdach z pochwyty K^- w locie — uzyskanie tych



Rys. 2. Diagram energii (na nukleon) i kąta emisji (w stosunku do kierunku cząstki pierwotnej) hiperfragmentów. Są to z reguły dobrze określone przypadki hiperfragmentów, otrzymane w rozmaitych warunkach generacji w szeregu laboratoriów:

○ — dane opublikowane, zawarte w przeglądzie warszawskim [111], gdzie podane są także źródła oryginalne; dwa przypadki umieszczone pośrodku zaznaczonych odcinków odpowiadają kątom, o których wiadomo tylko, że są mniejsze niż 90° ;

+ — dane (pierwotna wersja) z École Polytechnique (Paryż), zestawione następnie w nieopublikowanej pracy J. Hennesy'ego;

△ — dane grupy z Dubny [102];

□ — przypadek nr 35, J. Hornbostel i E. O. Salant, Phys. Rev. **102**, 502 (1956); hiperfragment powstał w wyniku oddziaływania w locie mezonu K^- o energii 40 MeV. Autor artykułu wdzięczny jest autorom, którzy przysłali nieopublikowane dane do naszego laboratorium.

danych byłoby interesujące również z punktu widzenia badania kąta emisji hiperfragmentu, tj. kąta pomiędzy kierunkiem cząstki pierwotnej (w tym przypadku mezonu K^-) a kierunkiem lotu hiperfragmentu (p. niżej).

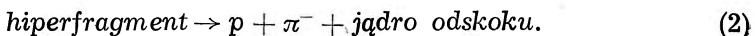
Kilku autorów zauważyło (p. np. [114]), że hiperfragmenty często wysyłane są do przodu (w stosunku do kierunku cząstki pierwotnej). Z drugiej strony zauważono także, że hiperfragmenty posiadają niekiedy dużą energię kinetyczną, np. 30 MeV na nukleon. Dane te sugerują hipotezę, że obok parowania — ważną rolę gra w powstawaniu hiperfragmentów proces emisji wprost, mowa o tym w § 6. Dla lepszego unaocznienia charakteru emisji hiperfragmentów można zasugerować zestawienie wartości kątów i odpowiadających im energii. Rys. 2 podaje takie zestawienie dla części hiperfragmentów, których dane dostępne są dla autora artykułu (niestety autorzy często nie podają wartości kątów w publikacjach), przy czym dane te dotyczą hiperfragmentów powstałych w rozmaitych warunkach. Mimo małej statystyki widać wyraźnie, że znacznym energiom odpowiadają często małe kąty.

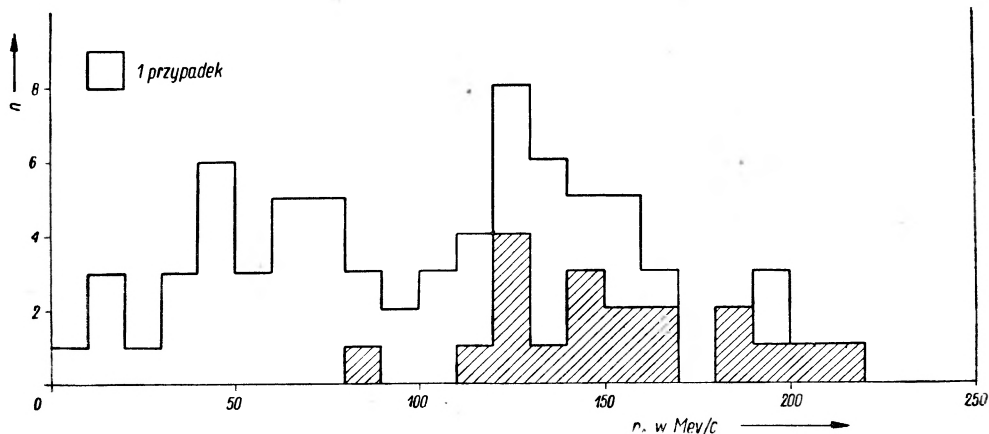
Wydaje się, że byłoby rzeczą interesującą rozszerzenie statystyki i zestawienie wartości kątów i energii dla określonych warunków tworzenia się hiperfragmentów (tzn. określonej energii i rodzaju cząstek pierwotnych) i porównanie z tworzeniem się „zwykłych” fragmentów. W szczególności interesujący byłby przypadek, kiedy cząstkami pierwotnymi byłyby mezony K^- w locie (możliwość obserwacji hiperfragmentów w komorach pęcherzykowych, utrudnionych w przypadku pochwyty K^- w spoczynku wskutek krótkości toru, związana z tym możliwością pomiarów czasu życia hiperfragmentów oraz korelacji kątowych).

K o r e l a c j e k ą t o w e. Oprócz kąta emisji hiperfragmentu istnieją inne jeszcze kąty związane z kierunkami torów w gwiazdzie macierzystej, kierunkiem lotu hiperfragmentu oraz kierunkami produktów jego rozpadu. Występujące tu korelacje są dwójakiego rodzaju.

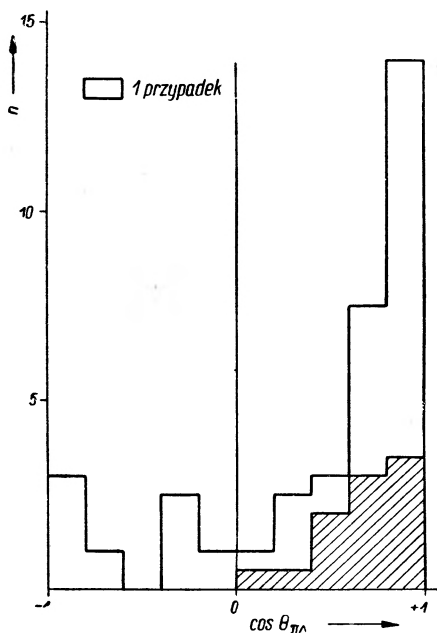
Pierwszy rodzaj to korelacje kierunków cząstek towarzyszących zarówno powstaniu, jak i rozpadowi hiperfragmentu. Można tu poszukiwać korelacji kątowych — podobnych do badanych ostatnio intensywnie — korelacji w procesach powstawania i rozpadu hiperonów (p. przegląd [112]). Należy jednak zastrzec się, że w przypadku hiperfragmentów trudno jest mówić o płaszczyźnie produkcji i mechanizm powstawania hiperfragmentów jest niejasny (p. § 6). Dane doświadczalne są nader ubogie nie tylko ze względu na małą ilość znalezionych hiperfragmentów, lecz również wskutek tego, że autorzy często nie publikują, niestety, wartości kątów. O sugestiach teoretycznych dotyczących kątów w tego typu korelacjach mowa jest w § 5.

Drugi rodzaj korelacji dotyczy kątów występujących w szczególnym typie rozpadu hiperfragmentów:





Rys. 3. Rozkład „pędu cząstki Δ^0 wewnątrz hiperfragmentu” (p. określenie w § 7) dla rozpadów hiperfragmentów typu: $hfr \rightarrow p + \pi^- + \text{jądro odskoku}$. Zakreskowane są w szczególności przypadki ${}^5\text{He}_\Delta$. Rozkład może być w pewnym stopniu zniekształcony wskutek dyskryminacji obserwacyjnej. (Według Levi Settiego *et al.* [125])



Chodzi o kąt, określony w § 7, występujący w płaszczyźnie rozpadu hiperfragmentu, a więc w odróżnieniu od korelacji pierwszego rodzaju, o kąt nie zależny od tworzenia się i linii lotu hiperfragmentu.

Rozkład kątowy, przedstawiony na rys. 4 według ostatnich danych grupy z Chicago [125] wykazuje istnienie

Rys. 4. Rozkład kąta utworzonego przez kierunek pędu mezonu π^- i kierunek lotu Δ^0 w układzie „w którym Δ^0 spoczywa” (p. określenie w § 7) dla rozpadów hiperfragmentów typu: $hfr \rightarrow p + \pi^- + \text{jądro odskoku}$. Zakreskowane są w szczególności przypadki ${}^5\text{He}_\Delta$. Według Levi Settiego *et al.* [125]. (Na osi pionowej błędnie podajemy wartości 5, 10 i 15 zamiast 10, 20 i 30, za co autor (P. Z.) przeprasza czytelników).

specyficznego rodzaju korelacji², związanej — mowa o tym w § 7 — ze strukturą hiperfragmentów. Rozkład kątowy można połączyć przy tego rodzaju analizie z rozkładem energii jąder odskoku [11] (p. rys. 3, określenie w § 7).

² Znalezioną przez autora artykułu [98].

Stymulowany rozpad. Jak już powiedzieliśmy, obok rozpadu mezonowego występuje rozpad bez emisji mezonu π :



na przykład rozpad:



(p. przegląd [111], przypadek 1, niemezonowy). Kilku autorów zauważyło (p. np. [105]), że w tego typu rozpadach często występują szybkie nukleony (ok. 80 MeV). Można tego oczekiwać, jeżeli cząstka Λ^0 rozpada się wchodząc w silne oddziaływanie z jednym z nukleonów, przy czym emitowana jest para szybkich nukleonów. Grupa mediolańsko-padewska i Fry [100] przeanalizowała możliwość rozseparowania przypadków, w których rozpad jest „stymulowany” przez proton (para proton—neutron o energii po ok. 80 MeV) i przez neutron (para szybkich neutronów) odpowiednio, przy czym oceniono grubo stosunek częstości tych rodzajów rozpadu.

Inne dane. W pracach oryginalnych znaleźć można dalsze dane, które charakteryzują procesy z udziałem hiperfragmentów. Wymienię niektóre:

Można by np. wyzyskać widmo energetyczne mezonów π^- .

Ostatnio stwierdzono w paru przypadkach występowanie rozpadów z emisją mezonu π^0 [123] i π^+ [130] — ocena częstości ich występowania mogłaby być pożyteczna w przyszłości dla analizy hiperfragmentów [75].

Znaleziono [119] jeden przypadek oddziaływania hiperfragmentu w czasie lotu z jądrem emulsji, przy czym hiperfragment wodorowy — ${}^4\text{H}_\Lambda$ — wymienia ładunek lub chwytą proton stając się helowym — ${}^4\text{He}_\Lambda$.

Można oczekiwać w niedługim czasie nowych ważnych danych, np. pomiarów średnich czasów życia, korelacji kątowych, względnych częstości rozpadów i in.

Informacji o hiperfragmentach jest wciąż jeszcze mało — jest to sytuacja podobna do sytuacji w fizyce jądrowej w latach trzydziestych.

§ 3. Hiperfragmenty a niezależność ładunkowa

Niezależność sił od ładunku w silnych oddziaływaniach z udziałem „dziwnych” cząstek była jednym z najważniejszych założeń podstawowej systematyzacji cząstek elementarnych Gell-Manna, Paisa i Nishijimy³. Sukces jej przemawia silnie na korzyść hipotezy niezależności ładunkowej. Jednakże systematyzację Gell-Manna można (od biedy) zbudować wprowadzając *strangeness* z ominięciem pojęcia spinu izotopo-

³ Systematyzacja ta została przedstawiona przystępnie np. w artykule autora w „Postęпах Fizyki”, 7, 331 (1956).

wego. Także multipletowy charakter cząstek oraz równość mas cząstek wewnątrz multipletów, która jest tylko przybliżona, nie dostarczają bezpośredniego potwierdzenia niezależności sił od ładunku.

Istnienie hiperfragmentów, a w szczególności hiperfragmentów zwierciadlanych ${}^4\text{H}_A$ i ${}^4\text{He}_A$ (a także ${}^8\text{Li}_A$ i ${}^8\text{Be}_A$) umożliwia bezpośrednio sprawdzenie symetrii ładunkowej, jak to zauważyli *Dalitz* [13] oraz *Jones* i *Knipp* [51].

Warunek symetrii ładunkowej wymaga równości oddziaływań cząstki Λ^0 z neutronami i protonami. Wskutek tego obserwowana (p. Tabl. 1) równość (w granicach błędów doświadczalnych) energii wiązania hiperfragmentów ${}^4\text{H}_A$ i ${}^4\text{He}_A$ (a także ${}^8\text{Li}_A$ i ${}^8\text{Be}_A$), różniących się pomiędzy sobą — pod względem ładunkowym — jedynie zamianą jednego neutronu na proton, świadczy bezpośrednio o przybliżonej równości silnych oddziaływań $\Lambda-N$.

Jest rzeczą interesującą, że na podstawie powyższego prostego argumentu *Dalitz* przewidział istnienie hiperfragmentu ${}^4\text{H}_A$, znalezione następnie w emulsjach.

Założenie symetrii ładunkowej daje pewien wgląd, pewne ograniczenia dla oddziaływania $\Lambda-N$ (por. dyskusję w [17], [19]). Zabrania mianowicie (jeżeli pominiemy siły wielocząstkowe, p. § 7) najprostszego oddziaływania typu Yukawy:



t.j. oddziaływania przez wymianę jednego mezonu π . Z symetrii ładunkowej wynika mianowicie, że jeden mezon π daje równy co do wielkości, lecz przeciwny co do znaku wkład w energię oddziaływania cząstki Λ^0 z protonem i neutronem. Jeżeliby zatem takie oddziaływanie występowało, to energie wiązania hiperfragmentów różniłyby się, wbrew danym pomiarowym⁵.

Zauważmy, że zakaz reakcji (5) wiąże się ze spinem izotopowym i jeżelibyśmy ograniczyli się do wprowadzenia *strangeness* bez spinu izotopowego, to nie otrzymalibyśmy zakazu, gdyż wymieniona reakcja zachowuje *strangeness*.

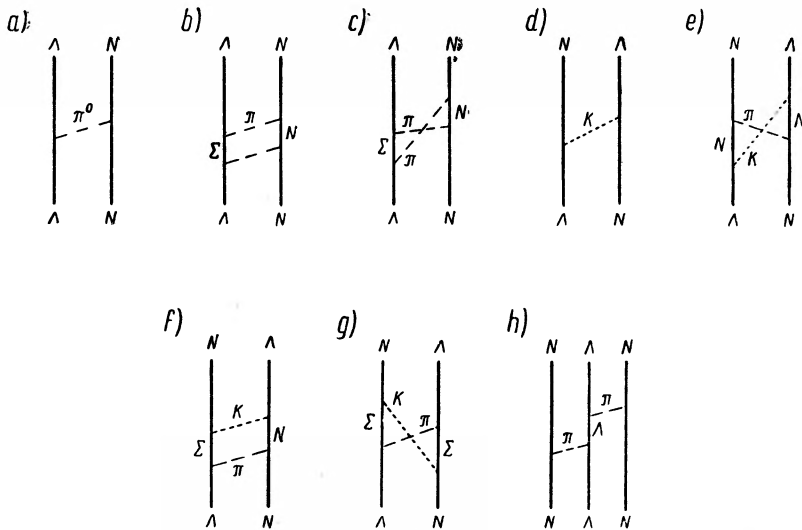
Zakładając symetrię ładunkową musimy przyjąć inny mechanizm oddziaływania, w szczególności oczekiwać można wymiany dwóch mezonów π lub mezonu K (p. rys. 5). Prowadzi to do ważnego wniosku o zasięgu sił $\Lambda-N$. Jeżeli mianowicie w pierwszym przybliżeniu przyjmujemy, że zasięg sił jest odwrotnie proporcjonalny do masy wymienianych cząstek, to możemy

⁴ Obecność oddziaływań elektromagnetycznych, naruszających symetrię, może wywołać różnicę energii wiązania rzędu ułamka MeV, która obecnie nie może być stwierdzona w doświadczeniu. Por. dyskusję w artykułach *Dalitz* i *Downsa* [17 i 19].

⁵ Rozważanie to stosuje się do mezonu π^0 , tworzącego wraz z mezonami π^+ i π^- triplet izotopowy z $T = 1$, a nie stosowałyby się w przypadku hipotetycznego mezonu π^0 z $T = 0$ [112].

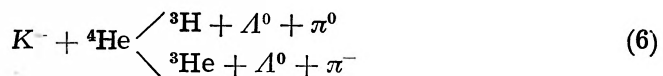
oczekiwać, że zasięg sił Λ — N jest dwu- lub trzykrotnie mniejszy od zasięgu sił N — N Yukawy.

Rozpatrując tutaj oddziaływania silne przyjmowaliśmy milcząco, że są jednakowo intensywne, tj. mają jednakową stałą sprzężenia. Ostatnio przypuszcza się (p. § 7), że istnieją dwa rodzaje oddziaływań silnych: „bardzo silne” — związane z wymianą mezonów π i „pośrednio-silne” — związane z mezonami K . W związku z tym Pais dyskutuje w swojej ostatniej pracy [76] przypuszczenie, że oddziaływania K -mezonowe nie są ładunkowo symetryczne i naruszają nieco symetrię, o której decydują silniejsze π -mezonowe oddziaływania. W świetle tego rodzaju możliwości nabiera znaczenia kwestia energii wiązania hiperfragmentów zwierciadlanych.



Rys. 5. Oddziaływanie Λ — N — przykłady kilku rodzajów; a) wymiana jednego mezonu π (wzbroniona przez symetrię ładunkową); b) i c) wymiana dwóch mezonów π ; d) wymiana mezonu K ; e) f) i g) — wymiana mezonu π i K ; h) wymiana mezonu π z dwoma nukleonami (siły trójcząstkowe)

Dotychczas mówiliśmy o symetrii ładunkowej. Zaproponowano wiele sposobów sprawdzenia pełnej niezależności ładunkowej, w szczególności Lee zauważył [55], że niezależność ładunkowa wymaga, żeby stosunki przekrojów czynnych reakcji:



(przy czym Λ^0 może być swobodna lub związana w jądrach ${}^4\text{H}_\Lambda$, ${}^4\text{He}_\Lambda$) miały się jak 1 : 2. Eksperyment tego rodzaju (p. § 5) z helową komorą pęcherzykową jest obecnie w toku w Berkeley [127].

§ 4. Hiperfragmenty a spin cząstki Λ^0

Pierwsze obserwacje hiperonów otrzymywanych w akceleratorach sugerowały wyższy spin cząstek Λ^0 . Obserwacje dotyczyły pomiaru korelacji kątowych przy tworzeniu się i rozpadzie hiperonów. Opierały się na niewielkiej statystyce i stworzyły sytuację, która przez parę lat pozostawała niejasna. Dopiero półtora roku temu wyjaśniono na podstawie statystyki kilkuset dokładnie analizowanych przypadków, że spin Λ^0 jest równy $\frac{1}{2}$ [132].

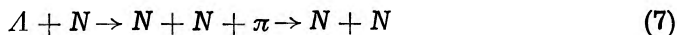
Jest rzeczą interesującą, że z prowadzonej równolegle analizy teoretycznej hiperfragmentów wnioskowano także z niezależnej informacji doświadczalnej, że spin Λ^0 nie jest wyższy.

Argument jest prosty i interesujący.

Już samo istnienie hiperfragmentów z czasami życia porównywalnymi z czasem życia swobodnej cząstki Λ^0 trudno jest pogodzić z bardzo wysokim spinem Λ^0 . Jeżeliby mianowicie cząstka Λ^0 posiadała bardzo wysoki spin, to w rozpadzie cząstki nukleon i mezon π musiałyby pokonać wysoką barierę potencjału odśrodkowego. W hiperfragmencie, w obecności nukleonów, jest możliwy również rozpad niemezonowy. Powstałe w tym rozpadzie nukleony posiadają znacznie wyższe energie i znacznie łatwiej pokonywałyby barierę potencjału. Z tego powodu czas życia hiperonu związanego w hiperfragmencie byłby silnie zredukowany w porównaniu z czasem życia hiperonu swobodnego wbrew temu, co stwierdzamy w doświadczeniu.

Zagadnienie to rozpatrywane było dokładniej w szeregu prac [65], [52], [83], [114], [61], [67] z innego punktu widzenia, porównując z doświadczeniem względne częstości występowania rozpadu mezonowego i niemezonowego określonego hiperfragmentu.

Jeszcze w pierwszej pracy teoretycznej, poświęconej hiperfragmentom, *Cheston i Primakoff* [8] zauważyli, że rozpad niemezonowy, który występuje w rezultacie emisji wirtualnego⁶ mezonu π w rozpadzie Λ^0 z następującą reabsorpcją mezonu przez nukleon w reakcji



stanowi, formalnie rzecz biorąc, analogon rozpadu bezfotonowego zwykłego jądra wzbudzonego: w miejsce wysłania fotonu może nastąpić wewnętrzna konwersja — foton może ulec wirtualnej absorpcji przez elektron z powłoki atomowej. Analogicznie w hiperfragmencie rolę fotonu gra mezon π , a elektronu — jeden z nukleonów. Prawdopodobieństwo konwersji wewnętrznej zależy od multipolowości kwantu γ , tj. od momentu pędu przejścia;

⁶ Emisja i reabsorpcja rzeczywistego mezonu π odgrywa — jak to zauważył *Fowler* [35] — małą rolę.

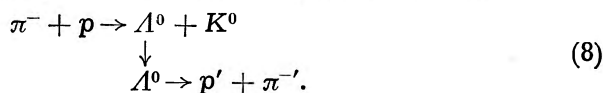
odpowiada temu zależność względnego prawdopodobieństwa rozpadu mezonowego i niemezonowego od wielkości spinu cząstki Λ^0 .

Analogia ta została rozwinięta w szczególności w pracy R u d e r m a n a i K a r p l u s a [83], którzy wymienioną zależność w przybliżeniu określili ilościowo. Według ich oceny zależność jest silna — przy wzroście spinu Λ^0 o jedność względne prawdopodobieństwo rozpadu niemezonowego w stosunku do mezonowego wzrasta siedemnastokrotnie. Ocena K a r p l u s a i R u d e r m a n a została następnie nieco zmodyfikowana w kilku dalszych pracach [6] i [67].

Rezultat porównano z doświadczeniem, przy czym okazało się, że najlepszą zgodność otrzymuje się dla spinu $\frac{1}{2}$. Porównanie z doświadczeniem było jednak zrobione w sposób niefrasobliwy: częstości oceniano na podstawie kilku zaledwie przypadków przy bardzo silnej dyskryminacji obserwacyjnej (o której mowa była w § 2). Ocena tego rodzaju będzie dopiero wtedy znacząca, kiedy uda się pomierzyć poprawnie względne częstości rozpadów.

§ 5. Spin hiperfragmentów

Ostatnio udało się zmierzyć spin niektórych hiperonów metodą badania korelacji kątowych [132]. W metodzie tej (opisanej bardzo dobrze w przeglądzie F r a n z i n e t t i e g o i M o r p u r g o [112]) mierzy się kąty występujące w procesie tworzenia się i rozpadu hiperonu, np. w reakcji:



W tym celu musimy znać trzy kierunki: kierunek normalnej do „płaszczyzny tworzenia się” hiperonu (tj. płaszczy π^- , Λ^0), kierunek lotu hiperonu i kierunek lotu jednego z produktów rozpadu w układzie własnym hiperonu⁷.

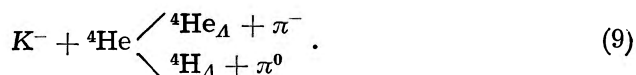
Można by przypuszczać, że metodę tę dałoby się przenieść na hiperfragmety, zastępując nukleon po lewej stronie powyższej reakcji jądrem, w którym tworzyłyby się hiperfragment. Jednakże w przypadku cięższego jądra (emulsja) proces powstawania hiperfragmentu może składać się z paru lub wielu zderzeń i nie sposób określić płaszczyzny produkcji. Gdyby jednak po lewej stronie reakcji napisać cząstkę α i wykonać zatem doświadczenie w komorze pęcherzykowej helowej, to można by oczekiwać tworzenia się hiperfragmentów.

Analiza występujących w tym przypadku reakcji mogłaby doprowadzić do pewnych wniosków [85], ale nie jest to łatwe doświadczenie, gdyż two-

⁷ Pojawianie się anizotropii w pewnych występujących tutaj rozkładach kątowych związane jest — mówiąc poglądowo — z tendencją cząstki o wyższym momencie pędu do rozpadania się w swojej „płaszczyźnie równikowej”.

rzenie się lekkich hiperfragmentów w zderzeniach mezonów π i nukleonów jest rzadką reakcją (w jądrach emulsji w jednym przypadku na 10^3 — 10^4 gwiazd).

Natomiast bardzo obiecujące wydaje się doświadczenie zasugerowane przez D a l i t z a [16 i 18], polegające na badaniu hiperfragmentów w komorze helowej napromieniowanej mezonami ciężkimi K^- (chwytanymi w spoczynku lub w locie):



Doświadczenie takie jest obecnie w toku w Berkeley [127]. Wnioski, które można z analizy reakcji tego typu wyciągnąć, omówione są w szeregu prac D a l i t z a i innych autorów [17, 18, 19, 55, 41, 10, 11, 39, 87 i 54].

§ 6. Powstawanie hiperfragmentów

Niewiele jest dotychczas prac teoretycznych dotyczących mechanizmu tworzenia się hiperfragmentów — są właściwie tylko sugestie [223, 104, 49, 77, 114, 94 i 19] dotyczące jąder cięższych oraz ocena częstości tworzenia się hiperfragmentów w reakcji (9), dokonana przez D a l i t z a i D o w n s a [19].

Na przykład J a s t r o w [49] zasugerowany przez pierwsze obserwacje wskazujące na emisję hiperfragmentów wprzód (p. § 2) założył, że hiperfragmenty tworzone są w cięższym jądrze w tym samym akcie zderzenia, w którym powstaje cząstka A^0 . Natomiast Ü b e r a l l [94] przyjął diametralnie różne przypuszczenie, że hiperfragmenty „parują” z jądra.

Autorowi wydaje się, że pewne światło na zagadnienie mechanizmu tworzenia się hiperfragmentów rzuca zestawienie kątów emisji i energii (rys. 2), omówione w § 2. Być może, że część hiperfragmentów jest wyparowana — te, które są emitowane izotropowo i — na ogół — małymi energiami. Znaczna jednak część (p. rys. 2) skolimowana jest silnie do przodu i posiada zarazem wyższą — na ogół — energię. Można zatem przypuścić, że proces emisji bezpośrednio odgrywa ważną rolę.

Jest rzeczą interesującą, że ze znacznymi energiami i wprzód emitowane są nie tylko hiperfragmenty najlżejsze, lecz także Li_A i B_A . Sugeruje to efekt podobny do znalezionego przez S ö r e n s e n a [133] dla zwykłych fragmentów — efekt, wciąż jeszcze nie wyjaśniony teoretycznie.

Dalszy postęp w kwestii mechanizmu powstawania hiperfragmentów wymaga powiększenia materiału doświadczalnego.

§ 7. Struktura hiperfragmentów

Strukturze hiperfragmentów poświęcono najwięcej prac teoretycznych. W niniejszym przystępnym przeglądzie wymienię tylko pewne cechy charakterystyczne budowy hiperfragmentów. Czytelnikowi, który chciałby bliżej zainteresować się tymi zagadnieniami, pragnąłbym wskazać artykuł *Dalitz* i *Downsa* [19], w którym przedstawiona jest systematyczna analiza hiperfragmentów z jednego możliwego punktu widzenia.

Działanie zakazu Pauliego. Zakazowi Pauliego podlegają tylko nukleony w hiperfragmencie, a nie związany hiperon Λ^0 , zatem cząstka Λ^0 może zająć najniższy poziom energii. Wpływa to na charakter zależności energii wiązania cząstki Λ^0 od liczby masowej hiperfragmentu. W najlżejszych hiperfragmentach cząstka Λ^0 jest słabiej związana niż ostatni neutron w odpowiednim zwykłym jądrze. Ale w hiperfragmencie ${}^9\text{Be}_\Lambda$ hiperon jest silniej związany niż neutron w zwykłym jądrze ${}^9\text{Be}$, w którym zakaz Pauliego zmusza neutron do zajmowania wyższego poziomu energetycznego. Energia wiązania hiperonu rośnie monotonicznie z liczbą masową i nie ma przebiegu skokowego, charakterystycznego dla wiązania ostatniego neutronu w zwykłych jądrach (p. rys. 1).

Działanie zakazu Pauliego zaznacza się bezpośrednio także w częstości rozpadów mezonowych. Proton z rozpadu cząstki Λ^0 ma mały pęd. Wskutek tego utrudniony jest rozpad mezonowy w stosunkowo cięższych hiperfragmentach, w których stany o niższych pędach są już wypełnione [81].

Spinowa zależność sił Λ — N . Na podstawie analizy danych doświadczalnych dotyczących energii wiązania lekkich hiperfragmentów oraz przy założeniu, że siły wielocząstkowe są do pominięcia, *Dalitz* [15 i 16] doszedł do wniosku, że istnieje silne oddziaływanie Λ — N zależne od orientacji spinów hiperonu i nukleonu, przy czym potencjał singletowy przyciąga silniej niż tripletowy. Analiza, która od tego wniosku prowadzi, przedstawiona jest w pracy *Dalitz* i *Downsa* [19]. Przytoczę z niej tylko jakościowy argument:

Energie wiązania ${}^4\text{He}_\Lambda$, ${}^5\text{He}_\Lambda$ nie różnią się bardzo (p. Tabl. 1). Rozmiary przestrzenne jąder ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ są porównywalne. W dwucząstkowym oddziaływaniu niespinowym głębokość potencjału winna być zatem proporcjonalna do ilości nukleonów. Wobec tego energia wiązania hiperfragmentu ${}^5\text{He}_\Lambda$ powinna być znacznie większa niż ${}^4\text{He}_\Lambda$ — wbrew doświadczeniu.

Do podobnego co *Dalitz* wniosku doszli także *Lichtenberg* i *Ross* [57] na podstawie rozważania częściowo polowego.

Siły wielocząstkowe. Siły dwucząstkowe Λ — N mają zapewne (p. § 3) dwu lub trzykrotnie mniejszy zasięg niż siły Yukawy. *Henley*

[44], Ogijewiecki [68] i inni autorowie [19, 95, 87] rozważali możliwość istnienia znacznych sił wielocząstkowych w hiperfragmentach, sił typu przedstawionego na rys. 5, które miałyby zasięg zbliżony do sił Yukawy. Ogijewiecki zaznaczył, że obecność tych sił można by w zasadzie stwierdzić porównyując przekroje czynne dla rozpraszania cząstki Δ^0 na protonach i deuteronach.

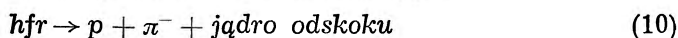
Możliwość istnienia „hiperdinukleonu” i innych hiperfragmentów nie obserwowanych. Energie wiązania najlżejszych hiperfragmentów są małe i kwestia istnienia „hiperdinukleonu” (tj. hiperonu związanego z jednym nukleonem) jest trudna. W doświadczeniu nie znaleziono go dotychczas. Większość autorów prac teoretycznych [25, 38, 1, 29, 24, 19, 27 i 51] skłania się do przyjęcia, że jądro takie nie istnieje, ale kwestia nie jest rozstrzygnięta.

Można sformułować za *Crossardem et al.* [106] następującą hipotetyczną regułę, która jest na razie spełniona: „Jeżeli istnieje hiperfragment z liczbą masową A , to istnieje odpowiednie jądro zwykle o liczbie masowej $A-1$ ”. Reguła wyklucza zatem np. istnienie hiperfragmentu ${}^3\text{He}_A$.

Możliwości występowania różnych rodzajów jąder ze związanym hiperonem dyskutowane były w szczególności w pracach *Dalitz* i *Downs* [19], *Goldhabera* [42], *Iwanienki* i *Kolesnikowa* [47], *Jonesa* i *Knippa* [51] i *Wentzla* [96].

Hiperfragmenty cięższe i kwestia nasycenia sił $A-N$. Obecność neutronów wśród produktów rozpadu uniemożliwia na ogół identyfikację cięższych hiperfragmentów w emulsjach; wskutek tego brak jest na razie wszelkich danych doświadczalnych. Energia wiązania hiperfragmentu rośnie z liczbą masową (por. § 2) i brak oznak nasycenia. Można oczekiwać, że wystąpi ono dopiero w znacznie cięższych hiperfragmentach. Energia wiązania w bardzo ciężkim jądrze jest wielkością interesującą teoretycznie i w kilku pracach starano się ją ocenić [17, 19, 73]. W szczególności *Dalitz* i *Downs* [19] uważają, że wynosi ona około 25—35 MeV. Niestety, niełatwo znaleźć metodę pomiaru tej wielkości.

Pędikorelacja katowa w układzie „spoczywającej cząstki Δ^0 ”. Funkcja falowa cząstki Δ^0 wychodzi znacznie poza „rdzeń nukleonowy” lekkiego hiperfragmentu i cząstka Δ^0 często przebywa poza rdzeniem. Wynika to wprost z małej energii wiązania. Hiperfragment lekki jest luźno związanym układem — podobnie jak deutron. Dlatego można by sobie wyobrażać, że hiperon rozpada się często jak gdyby był swobodny, tzn. występowałby często rozpad hiperfragmentów typu:



(swobodna cząstka Δ^0 rozpada się najczęściej na nukleon i mezon π). Jeżeli by ponadto założyć, że w pierwszym przybliżeniu można pominąć oddzia-

lywanie produktów rozpadu hiperonu z jądrem odskoku, to pęd wypadkowy protonu i mezonu dawałby „pęd cząstki Λ^0 wewnątrz hiperfragmentu”. W ten sposób można by uzyskać wprost funkcję falową cząstki Λ^0 w reprezentacji pędowej. Moglibyśmy dalej przejść do układu, w którym „cząstka spoczywa” i zobaczyć, jaki kąt tworzy np. mezon π z linią lotu cząstki Λ^0 [98]. W ten sposób uzyskujemy definicję kąta, o którym mowa w § 2 (rozkład kątowy na rys. 4). Jednakże założenie, że można pominąć oddziaływanie z jądrem odskoku jest niesłuszne. W związku z tym można wielkość pędu i kąt, zdefiniowane powyżej, uważać — nie przypisując im już wymienionej interpretacji — za wygodne parametry do opisu rozpadów typu (10). Hill [45] zauważył⁸, że w rozpadach ${}^5\text{He}_\Lambda$ w szczególności (na alfe, proton i mezon π) proton oddziaływa silnie z cząstką α , gdyż znajduje się w obszarze energii, w którym leży znany rezonans $P_{1/2}$.

Wymieniona korelacja kątowa wraz z wielkością pędu jest wrażliwa na kształt funkcji falowej cząstki Λ^0 i nadaje się wskutek tego dobrze do badania struktury hiperfragmentów, co rozpoczęły prace Browna *et al.* [5], Cottingham a i Byers [12] (p. [82]) i J. Szymańskiego [90].

„Stymulowane” rozpady niemezonowe. Dane doświadczalne wskazują (p. § 2) — niezbyt pewnie na razie — że rozpady niemezonowe są częściej stymulowane przez neutrony niż przez protony. Ferrari i Fonda [33] utrzymują, że świadczy to o znacznej roli wirtualnego stanu Σ w mechanizmie rozpadu.

Natężenie oddziaływania Λ — N . Istnienie hiperfragmentów świadczy o silnym oddziaływaniu Λ — N . Porównanie energii wiązania hiperonu i neutronu w jądrach wskazuje na to, że oddziaływanie Λ — N jest słabsze niż N — N , ale jest tego samego rzędu wielkości. W przypadku oddziaływania Λ — N występuje pewien czynnik osłabiający oddziaływanie i posiadający charakter reguły wyboru. Czynnikiem tym jest żądanie symetrii ładunkowej, zabraniające wymiany jednego mezonu π (p. § 3). Z tego względu wspomniana różnica energii wiązania bynajmniej nie musi oznaczać, że oddziaływanie Λ — N wywołane jest słabszymi oddziaływaniami elementarnymi niż oddziaływanie N — N . Nie przeczy to hipotezie, zasugerowanej poraz pierwszy przez Wignera w roku 1952 [131] o uniwersalnym oddziaływaniu barionów z mezonami π . Analiza rodzajów symetrii w silnych oddziaływaniach dziwnych cząstek jest ostatnio przedmiotem intensywnych badań. W badaniach tego rodzaju analiza hiperfragmentów gra pewną rolę przy sprawdzeniu teorii (por. w szczególności ostatnią pracę Paisa [76] — także omówione są inne prace). Dla przykładu przytoczę fakt, że analiza hiperfragmentów dokonana

⁸ Hill wprowadza inny układ odniesienia — spoczywającego środka masy protonu i jądra odskoku.

w szczególności przez Lichtenberga i Rossa [57 i 58] i wykazująca, że oddziaływanie za pomocą wymiany mezonów K w hiperfragmentach powinno być podrzędne w stosunku do wymiany za pomocą mezonów π^- , była jednym ze źródeł hipotezy Gell-Manna [41], że oddziaływania silne są dwójakiego rodzaju: „bardzo silne” i „dość silne”.

§ 8. „Anomalne” hiperfragmenty

Prawie wszystkie znane przypadki hiperfragmentów zgodne są z założeniem związania hiperonu Λ^0 . Jednakże są przypadki — omówione w szczególności w przeglądzie [112] — które świadczą (ale w sposób bardzo niepewny) za możliwością związania innych cząstek [115, 104, 99].

Z punktu widzenia *strangeness* istnieje kilka możliwości, które krótko wymienimy (dokładniejsze omówienie znaleźć można np. w książce Markowa [63]): Istnienie hiperfragmentów z Σ jest nieprawdopodobne ze względu na to, że hiperon Σ^\pm w obecności nukleonów konwertuje się szybko (bo bez zmiany *strangeness*) w cząstkę Λ^0 w reakcjach wymiany ładunku:



Jednakże Hollada y [84] zauważył, że hiperon Σ^\pm mógłby wiązać się z protonem czy też kilkoma protonami (i analogicznie hiperon Σ^- z neutronami), gdyż wtedy „nie miałby z czym wymienić ładunku”. Warunki powstawania tego rodzaju układów rozważali Pais i Treiman [75] oraz Snow [86]. Jest rzeczą interesującą, że ostatnio grupa padewska i Fry [99] znaleźli przypadek, który dobrze można interpretować jako układ ($\Sigma^+ - p$). W świetle tej obserwacji i późniejszego doświadczenia [82] sprawa jest jednak nie rozstrzygnięta.

Podobną jak w przypadku hiperonu Σ uwagę można zastosować do hiperonu Ξ . Na razie brak jest w tym względzie wskazówek doświadczalnych.

Można by przypuścić [87, 74, 7], że istnieje możliwość związania ciężkiego mezonu. Chodzi przy tym o cząstki K^+ i K^0 z dodatnią *strangeness*, gdyż K^- i \bar{K}^0 w reakcji szybkiej generują hiperony Λ i Σ . Tego rodzaju możliwość dyskutowali w szczególności Pais i Serber [74], a ostatnio — w inny sposób — Pais [76]. Wydaje się, że byłoby rzeczą interesującą zbadanie układu ($K^0 - p$) z punktu widzenia mezonu-mieszanki K_1^0 , K_2^0 Gell-Manna i Pajsa — rozpadającego się, ale nie swobodnie, lecz w oddziaływaniu z nukleonem.

Warto wspomnieć w końcu o możliwości istnienia „podwójnych hiperfragmentów”, tj. jąder, w których związane są dwie „dziwne” cząstki (por. np. (63), (19)). Charakterystyczną cechą takich układów byłaby możliwość

występowania kaskadowego rozpadu, związanego z kolejnym rozpadem dziwnych cząstek („gwiazdy potrójne”).

Jako przykład można podać możliwość istnienia jądra z dwoma związanymi hiperonami Λ^0 . Układ taki mógłby w zasadzie powstać w wyniku reakcji hiperonu Ξ z nukleonami w jądrze. Powstające w takiej reakcji dwie cząstki Λ^0 posiadają nieduże energie kinetyczne i mogą ugrząźć w jądrze. Brak jest na razie wszelkich wskazówek doświadczalnych co do możliwości istnienia podwójnych hiperfragmentów. Byłyby one bardzo interesujące, gdyż dawałyby w zasadzie pewne informacje o oddziaływaniu dziwnych cząstek ze sobą, a zatem informacje, które nie łatwo zdobyć na innej drodze.

§ 9. Hiperfragmenty jako narzędzie badania innych zjawisk

Hiperfragmenty są obecnie przede wszystkim źródłem informacji o oddziaływaniu Λ — N . Ale już powstają możliwości posłużenia się nimi do badania innych zjawisk.

Posłużyły już Fry'owi [101] do sprawdzenia (bodaj najlepszego obecnie [82] hipotezy Gell-Manna i Paisa o istnieniu mieszanek mezonów K^0 . Eksperyment z komorą pęcherzykową helową w Berkeley (p. § 6) może przyczynić się do ustalenia parzystości dziwnych cząstek [127].

Być może, że hiperfragmenty będą mogły także przyczynić się do zbadania mechanizmu fragmentacji jąder, są bowiem fragmentami „znaczonymi” — rozpadają się, a poza tym niosą *strangeness*, dzięki czemu skorelowane są z innymi *dziwnymi* cząstkami w reakcji.

Ale to już tylko domysły.

Zbyt mało upłynęło czasu od pięknego odkrycia Mariana Danysz a i Jerzego Pniewskiego, aby przewidzieć zasięg jego działania.

Literatura

I. Prace teoretyczne poświęcone hiperfragmentom.

Literatura prawdopodobnie zupełna do wiosny 1958 r. i część prac późniejszych — do stycznia 1959 r.

1. J. M. Blatt, S. T. Butler, N. Cimento **3**, 409 (1956).
2. A. Bohr, *Relation between intrinsic parities and polarizations in collision and decay processes*, Nuclear Physics, w druku.
3. L. M. Brown, Phys. Rev. **106**, 354 (1956).
4. L. M. Brown i M. Peshkin, Phys. Rev. **107**, 272 (1957).
5. L. M. Brown, M. Peshkin i G. Snow, w druku.
6. F. Cerulus, N. Cimento **5**, 1685 (1957).
7. W. B. Cheston, Phys. Rev. **102**, 517 (1956).
8. W. Cheston i H. Primakoff, Phys. Rev. **92**, 1537 (1953).

9. K. C. Chou, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **34**, 777 (1958).
10. K. C. Chou i M. J. Szirokow, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **33**, 1072 (1957).
11. K. C. Chou i M. J. Szirokow, *Nucl. Phys.* **6**, 10 (1958).
12. R. Cottingham i N. Beyers, *w druku*.
13. R. H. Dalitz, *Phys. Rev.* **99**, 1475 (1955).
14. R. H. Dalitz, *Nucl. Phys.* **1**, 372 (1956).
15. R. H. Dalitz, *Report on the VI Rochester Conference 1956*, p. V — 40.
16. R. H. Dalitz, *The nuclear interaction of the Λ hyperon*, preprint.
17. R. H. Dalitz, *The Strong Interactions of Strange Particles*, Brookhaven National Laboratory, 1957, preprint.
18. R. H. Dalitz, *K-Mesons and Hyperons — Their Strong and Weak Interactions*, *Reports on Progress in Physics* **20**, 163 (1957).
19. R. H. Dalitz i B. W. Downs, *Phys. Rev.* **111**, 967 (1958).
20. R. H. Dalitz, B. W. Downs, *Phys. Rev.* **110**, 958 (1958).
21. N. Dallaporta, F. Ferrari, *N. Cimento* **5**, 111 (1957).
22. N. Dallaporta i F. Ferrari, *N. Cimento* **5**, 742 (1957).
23. M. Danysz i J. Pniewski, *nie opublikowane*.
24. G. H. Derrick, *N. Cimento* **4**, 565 (1956).
25. F. Diana i F. Duimio, *N. Cimento* **2**, 370 (1955).
26. B. W. Downs i R. H. Dalitz, *An Analysis of the Λ Hypernuclear Three-Body Systems*, preprint.
27. F. Duimio, *N. Cimento* **1**, 688 (1955); *N. Cimento Suppl.* **4**, 637 (1956).
28. G. Eder, *Z. f. Phys.* **140**, 215 (1955); *N. Cimento* **3**, 880 (1956).
29. M. Ferentz i S. Raboy, *N. Cimento* **4**, 487 (1956).
30. F. Ferrari i L. Fonda, *N. Cimento* **6**, 1027 (1957).
31. F. Ferrari i L. Fonda, *Report on the Conference in Padua-Venice 1957*, p. II — 103; *N. Cimento* **7**, 320 (1958).
32. F. Ferrari i L. Fonda, *Report on the Conference in Padua-Venice 1957*, p. IX — 42.
33. F. Ferrari i L. Fonda, *N. Cimento* **9**, 842 (1958).
34. V. A. Filimonow, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **34**, 1355 (1958).
35. T. K. Fowler, *Phys. Rev.* **102**, 844 (1956).
36. M. W. Friedlander, *N. Cimento* **5**, 283 (1957).
37. F. Duimio, *N. Cimento* **1**, 688 (1955); *N. Cimento Suppl.* **4**, 637 (1956).
38. R. Gatto, *N. Cimento* **2**, 373 (1955).
39. R. Gatto, *N. Cimento* **3**, 318 (1956).
40. R. Gatto, *N. Cimento* **3**, 499 (1956).
41. M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **106**, 1296 (1957).
42. M. Goldhaber, *Phys. Rev.* **101**, 433 (1956).
43. I. I. Gurewicz, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **107**, 41 (1956).
44. E. M. Henley, *Phys. Rev.* **106**, 1083 (1957).
45. R. D. Hill, *N. Cimento* **8**, 458 (1958).
46. C. Iso i M. Kawaguchi, *Prog. Theor. Phys.* **16**, 177 (1956).
47. D. D. Iwanienko, N. N. Kolesnikow, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **30**, 800 (1956).
48. S. Iwao, *Prog. Theor. Phys.* **13**, 111 (1955).
49. R. Jastrow, *Phys. Rev.* **97**, 181 (1955).
50. J. T. Jones jr. i J. M. Keller, *N. Cimento* **4**, 1329 (1956).
51. J. T. Jones jr. i J. K. Knipp, *N. Cimento* **2**, 857 (1955).
52. R. Karplus, *Report on the VI Rochester Conference 1956*, p. V—44.
53. I. Y. Kobzarew i L. B. Okuń, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **30**, 798 (1956).

54. L. I. Lapidus, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **34**, 777 (1958).
55. T. D. Lee, *Phys. Rev.* **99**, 337 (1955).
56. D. B. Lichtenberg, *N. Cimento* **8**, 463 (1958).
57. D. B. Lichtenberg i M. Ross, *Phys. Rev.* **103**, 1131 (1956).
58. D. B. Lichtenberg i M. Ross, *Phys. Rev.* **107**, 1714 (1957).
59. D. B. Lichtenberg i M. Ross, *Report on the Conference in Padua-Venice 1957*, p. IX—32.
60. D. B. Lichtenberg i M. Ross, *Phys. Rev.* **109**, 2163 (1958).
61. D. B. Lichtenberg i M. Ross, *Phys. Rev.* **110**, 737 (1958).
62. W. A. Lulka, W. A. Filimonow, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **35**, 1026 (1958).
63. M. A. Markow, *Giperony i K-miezozy*, Moskwa 1958.
64. K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* **13**, 285 (1955).
65. K. Nishijima, *Progr. Theor. Phys.* **14**, 527 (1955).
66. K. Nishijima, *Fortschritte der Physik* **4**, 519 (1956).
67. K. Nishimura, *Prog. Theor. Phys.* **18**, 665 (1957).
68. W. I. Ogiewecki, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **33**, 546 (1957).
69. T. Ogimoto i Y. Yamaguchi, *Prog. Theor. Phys.* **17**, 817 (1957).
70. L. B. Okuń i I. M. Szmuszkiewicz, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **34**, 979 (1958).
71. L. B. Okuń i L. Y. Pomeranchuk, *Report on the Conference in Padua-Venice 1957*, p. IX—44.
72. L. B. Okuń, I. Y. Pomeranczuk i I. M. Szmuszkiewicz, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **34**, 1246 (1958).
73. K. Ono, *Prog. Theor. Phys.* **13**, 522 (1955).
74. A. Pais i R. Serber, *Phys. Rev.* **99**, 1551 (1955).
75. A. Pais i S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **107**, 1396 (1957).
76. A. Pais, *Relative parity of neutral and charged K — mesons, preprint*.
77. K. Y. Poc, J. Oba i T. Goto, *N. Cimento* **6**, 832 (1957).
78. M. I. Podgorecki, nie opublikowane.
79. B. M. Pontecorvo, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **29**, 140 (1955).
80. H. Primakoff i W. Cheston, *Phys. Rev.* **93**, 908 (1954).
81. H. Primakoff, *Report on the VI Rochester Conference 1956* p. V—45; *N. Cimento* **3**, 1394 (1956).
82. *Proceedings of the 1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN*, Genewa 1958.
83. M. Ruderman i R. Karplus, *Phys. Rev.* **102**, 247 (1956).
84. R. G. Sachs, *Phys. Rev.* **99**, 1573 (1955).
85. J. Sakurai, *Phys. Rev.* **107**, 1119 (1957).
86. G. Snow, *Phys. Rev.* **110**, 1192 (1958).
87. R. Spitzer, *Phys. Rev.* **110**, 1190 (1958).
88. S. Suekane i W. Watari, *Prog. Theor. Phys.* **14**, 490 (1955).
89. K. S. Suh, *Phys. Rev.* **111**, 941 (1958).
90. J. Szymański, *N. Cimento* **10**, 834 (1958); część II — w druku.
91. V. C. Tang, *N. Cimento* **10**, 780 (1958).
92. T. Tati i H. Tati, *N. Cimento* **3**, 1137 (1956).
93. S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **104**, 1475 (1956).
94. H. Überall, *Phys. Rev.* **101**, 1612 (1956).
95. H. Weitzner, *Phys. Rev.* **110**, 593 (1958).
96. G. Wentzel, *Phys. Rev.* **101**, 835 (1956).
97. H. Wilhelmson i P. Zieliński, *Nucl. Phys.* **6**, 219 (1958).
98. P. Zieliński, *N. Cimento* **3**, 1479 (1956).

II. Prace przeglądowe, ogólne i niektóre prace doświadczalne z dziedziny hiperfragmentów

(Dalsza literatura p. przeglądy [111, 125]).

99. M. Baldo-Ceolin, W. F. Fry, W. D. B. Greening, H. Huzita i S. Limentani, *Report on the Padua-Venice Conference 1957*, p. II—96; *N. Cimento* 6, 144 (1957).
100. M. Baldo-Ceolin, W. F. Fry, W. D. B. Greening, H. Huzita, S. Limentani i A. Sichirollo, *Report on the Padua-Venice Conference 1957*, p. II—99; *N. Cimento* 7, 328 (1958).
101. M. Baldo-Ceolin et al., *Hyperfragments produced by K^0 mesons from K^+ Charge Exchange*, preprint.
102. B. P. Bannik, U. G. Guljamow, D. K. Kopyłowa, A. A. Nomofilow, M. I. Podgoretski, B. G. Rakchimbajew i M. Usmanowa, *Zu. Exper. Teor. Fiz.* 34, 286 (1958).
103. N. N. Biswas i M. Ceccarelli, *N. Cimento* 8, 599 (1958).
104. C. Castagnoli, G. Cortini i C. Franzinetti, *N. Cimento* 2, 551 (1955); *N. Cimento Suppl.* 4, 465 (1956).
105. P. Ciok, M. Danysz i J. Gierula, *N. Cimento* 11, 436 (1954).
106. J. Cussard, V. Fouche, G. Kayas, L. Leprince-Ringuet, D. Morellet, F. Renard i J. Trembley, *N. Cimento Suppl.* 4, 616 (1956).
107. M. Danysz, *Fortschritte d. Physik* 3, 49 (1955).
108. M. Danysz, *N. Cimento Suppl.* 4, 609 (1956).
109. M. Danysz i J. Pniewski, *Bull. Ac. Polon. Sci.* 1, 42 (1953); *Phil. Mag.* 44, 348 (1953).
110. G. C. Deka, *Report on the Padua-Venice 1957*, p. II—88.
111. A. Filipowski, J. Gierula i P. Zieliński, *Report on the Conference in Budapest 1956*, p. 145; *Acta Physica Polonica* 16, 139 (1957).
112. C. Franzinetti, G. Morpurgo, *An Introduction to the Physics of the New Particles*, *N. Cimento Suppl.* 2, 469 (1957).
113. W. F. Fry, J. Schneps, G. A. Snow, M. S. Swami i W. C. Wold, *Phys. Rev.* 107, 257 (1957).
114. W. F. Fry, J. Schneps i M. S. Swami, *Phys. Rev.* I—99, 1561 (1955); II—101, 1526 (1956); III—106, 1062 (1957).
115. W. F. Fry, M. S. Swami, *Phys. Rev.* 96, 809 (1954).
116. J. Gierula, *nie opublikowane*.
117. K. Gottstein, B. Roederer, J. Roederer, N. Varschneya i P. Waloschek, *N. Cimento Suppl.* 4, 265 (1956).
118. M. Grilli i R. Levi Setti, *N. Cimento Suppl.* 12, 466 (1954).
119. J. Hennesy, *Thesis, nie opublikowane*.
120. K—Stack Collaboration, *Report on the Conference in Padua-Venice 1957*, p. II—79.
121. R. Levi Setti, *N. Cimento Suppl.* 2, 263 (1955).
122. R. Levi Setti i W. Slater, *N. Cimento* 6, 51 (1957).
123. R. Levi Setti i W. E. Slater, *Phys. Rev.* 111, 1395 (1958).
124. R. Levi Setti, W. Slater i V. L. Telegdi, *Report on the VII Rochester Conference 1957*, p. VIII—9; *A world survey of experimental data on hypernuclei*, Preliminary report, preprint.
125. R. Levi Setti, W. E. Slater i V. L. Telegdi, *A reanalysis of the experimental data on hypernuclei decaying by π^- emission*, *N. Cimento Suppl.* — w druku.

126. S. Limentani, P. E. Schlein, P. H. Steinberg i J. H. Roberts, *N. Cimento* **9**, 1046 (1958).
127. A. Pevsner, F. Anderson, M. M. Block, B. Brucker, J. Hughes, T. Kikucki, C. Meltzer, H. Cohn, E. Harth i J. Leitner, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **4**, 25 (1959).
128. C. F. Powell, *Nature* **173**, 469 (1954).
129. P. E. Schlein, *Thesis*, 1959 — *preprint*.
130. J. Schneps, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 395 (1958).
131. W. E. Slater, *A systematic study of hyperfragments produced by 4, 5 GeV π^- in nuclear emulsion, I. — π^- mesic decays*, *N. Cimento Suppl.* — w druku.

III. Inne prace cytowane w artykule

132. F. Fisler, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz, J. Steinberger, P. Bassi, V. Borelli, G. Puppi, G. Tanaka, P. Waloschek, V. Zoboli, M. Conversi, P. Franzini, I. Manelli, R. Santangelo, V. Silvestrini, G. L. Brown, D. A. Glaser i C. Graves, *Report on the Padua-Venice Conference 1957*, p. VIII—9; *N. Cimento* **7**, 222 (1958).
133. S. O. C. Sørensen, *Phil. Mag.* **40**, 947 (1949).
134. E. P. Wigner, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **38**, 449 (1952).

Rozpad beta mezonu π i rozpad leptonowe hiperonów

Obraz słabych oddziaływań cząstek elementarnych był przed dwoma laty niesłychanie zawikłany. Odkrycie Lee i Yanga doprowadziło nie tylko — proszę mi nie wziąć za złe! — do obalenia przesądu teoretyków, ale i do rewizji źle zrobionych eksperymentów. Nowe badania, a w szczególności prace Sudarshana i Marshaka [1] oraz Feynmana i Gell-Manna [2] przyczyniły się do wyjaśnienia sytuacji wzmacniając hipotezę uniwersalnego sprzężenia Fermiego i uzyskując zgodność z zasadą zachowania leptonów, inwersji kombinowanej i — co nie jest całkiem do pogardzenia — z doświadczeniem (por. artykuł J. Rayskiego w *Postęпах Fizyki* 10, 127 (1959)).

Jednakże pozostawał jeden szkopał, a mianowicie nie znajdowano wciąż rozpadów beta mezonów π^\pm (tj. rozpadów na elektron i (anty-)neutrino, a nie na mezon μ^\pm i (anty-)neutrino) w warunkach doświadczalnych, w których według wszelkich przewidywań powinny się zdarzyć.

Dopiero ostatnio udało się stwierdzić istnienie rozpadów tego rodzaju i ocenić w przybliżeniu ich częstość występowania w wyniku równocześnie prowadzonych doświadczeń w CERN-ie [3] i w Columbia University [4].

W doświadczeniu grupy CERN użyto układu liczników do identyfikacji rozpadów. Znalaziono dotychczas około 40 przypadków rozpadu beta mezonów π .

Inną techniką posłużono się w pracy grupy Columbia University, a mianowicie obserwowano rozpad powolnych mezonów π^+ w komorze pęcherzykowej wodorowej. Znalaziono na razie 6 pewnych przypadków rozpadu β na ok. 65000 obserwowanych.

Te prowizoryczne rezultaty pozwalają na grubą ocenę częstości występowania rozpadu β . Ocena jest zgodna z przewidywaniami teoretycznymi.

Ostatnio bada się także rozpad leptonowe hiperonów (tj. rozpad na nukleon i lepton, a nie na nukleon i mezon π). Teoria uniwersalnego sprzężenia przewiduje (por. zestawienie w pracy [7]) częstość występowania leptonowych rozpadów rzędu 1%. Po pierwszych bezwocnych — jeżeli nie liczyć jednego wcześniejszego przypadku rozpadu hiperonu Σ , którego interpretacja jest niepewna [5] — próbach udało się ostatnio stwierdzić po jednym przypadku rozpadu hiperonu Λ^0 na proton, negaton i antyneutrino w dwóch równolegle prowadzonych w Berkeley doświadczeniach w komorze pęcherzykowej [6, 7]. W warunkach doświadczenia należałoby oczekiwać jednak większej o rząd wielkości ilości rozpadów leptonowych. Nie można przywiązywać większej wagi do tej rozbieżności. Z drugiej strony Feynman podał nową wersję teorii [8], w myśl której rozpadów leptonowych należy oczekiwać rzadziej, niż przewidywała pierwotna wersja. Najbliższa przyszłość pokaże, czy potwierdzą się przewidywania teorii uniwersalnego sprzężenia, czy też natknijemy się od razu na nową zagadkę.

Literatura

1. E. C. Sudarshan, R. E. Marshak, *Phys. Rev.* 109, 1860 (1958); *Proceedings of Padua-Venice Conference on Mesons and Newly Discovered Particles*, September 1957, N. Cimento Suppl. — w druku.

2. R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
3. T. Fazzini, G. Fidecaro, A. W. Merrison, H. Paul, A. V. Tollestrup, Phys. Rev. Letters **1**, 247 (1958).
4. G. Impeduglia, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz, J. Steinberger, Phys. Rev. Letters **1**, 249 (1958).
5. J. Hornbostel, E. O. Salant, Phys. Rev. **102**, 502 (1956).
6. F. S. Crawford, Jr, M. Cresti, M. L. Good, G. R. Kalbfleisch, M. L. Stevenson, H. K. Ticho, Phys. Rev. Letters **1**, 377 (1958).
7. P. Nordin, J. Orear, L. Reed, A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz, H. D. Taft, R. D. Tripp, Phys. Rev. Letters **1**, 380 (1958).
8. R. P. Feynman, Bull. Amer. Phys. Soc. **4**, 84 (1959).

Przemysław Zieliński
Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Symposium teorii transportu neutronów

Warszawa, 10—15 listopad 1958 r.

W dniach 10—15 listopada ub. roku odbyło się w Pałacu Kultury i Nauki w Warszawie Symposium teorii transportu neutronów zorganizowane przez Zakład Inżynierii Reaktorowej IBJ PAN. Poza pracownikami Zakładu w Symposium uczestniczyli dr M. Ribarič i inż. R. Kładnik z Instytutu „Józef Stefan” w Lublanie (FLRJ) oraz dr J. Čermak i inż. J. Pfann z Uniwersytetu Jaderne Fysiky w Pradze (CSR).

Przedmiot Symposium, teoria transportu neutronów, stanowi gałąź fizyki statystycznej, której podstawy zostały ustalone już pod koniec XIX wieku przez Boltzmanna, gdy formułował swe słynne równanie. Aż do lat czterdziestych teoria transportu, stanowiąca po prostu teorię rozwiązywania liniowej postaci różniczkowo-całkowego równania Boltzmann, stosowana była jedynie do problemów związanych z rozpraszaniem i pochłanianiem światła w atmosferach gwiazdnych i stanowiła przedmiot wąskiej specjalizacji astrofizyki teoretycznej. W okresie prowadzonych pod koniec II wojny światowej wyteżonych prac nad użytkowaniem energii rozszczepienia ciężkich jąder, ogólną teorię transportu neutronów zastosowano z powodzeniem do opisu oddziaływania gazu swobodnych neutronów z materią. Od tego czasu teoria transportu neutronów, niezbędna do interpretacji zjawisk zachodzących w reaktorach jądrowych, osłonach przed promieniowaniem itp., stała się obszerną gałęzią fizyki statystycznej i matematycznej i rozwija się nadal w sposób bardzo żywy, mimo że należy do teorii klasycznych.

Jedyny w Polsce ośrodek zajmujący się teorią transportu neutronów znajduje się w Zakładzie Inżynierii Reaktorowej IBJ PAN, gdzie w Pracowni Teorii Reaktorowej mała grupa fizyków pracuje w tej dziedzinie od kilku lat. Symposium zostało zorganizowane z inicjatywy tej grupy i miało za zadanie nawiązanie współpracy z ośrodkami w Lublanie i Pradze. Z dziewięciu wygłoszonych referatów cztery miały charakter prac oryginalnych, zaś pozostałe pięć stanowiło rodzaj wykładów wygłoszonych na podstawie obcych publikacji w celu usystematyzowania i wymiany poglądów na praktyczne aspekty teorii.

Poniżej omówimy pokrótce wszystkie referaty i ich charakter.

M. Ribarič (Lublana) — *O pewnej klasie transformacji całkowitych*. Referat dotyczy pewnych wyników otrzymanych przez referującego w problemie konstruowania odwrotnej do zadanej transformacji całkowitej. Praca ta jest ściśle związana z tematyką pozostałych referatów, chociaż jej wyniki pozwalają ściśle i ogólnie sformułować pewne warunki brzegowe występujące w teorii transportu.

M. Ribarič (Lublana) — *Warunki brzegowe w oddziaływaniu ciał dyfuzyjnych*. Autor sformułował tu w sposób ogólny oddziaływanie pól neutronowych w dowolnym układzie środowisk dyfuzyjnych (tzn. takich, w których dyfundują neutrony) oddzielonych próżnią. Otrzymane wyniki mogą być wykorzystane praktycznie np. w zagadnieniu bezpiecznego magazynowania materiałów rozszczepialnych.

J. Čermak i L. Trlifaj (Praga) — *Obliczenie współczynnika wykorzystania ciepłego w reaktorze o płytowych elementach paliwowych*. W referacie podany jest sposób stosunkowo prostego obliczenia interesującego współczynnika przez rozłożenie strumienia neutronów na szereg wielomianów Legendre'a wg. współrzędnej przestrzennej.

J. Mika i R. Żelazny (Warszawa) — *Rozwiązanie równania transportu neutronów metodą wielomianów Jacobiego*. Referat omawia pierwszą część pracy poświęconej optymalnemu doborowi wielomianów klasy Jacobiego. Celem pracy jest znalezienie takich wielomianów ortogonalnych względem zmiennej kątowej, które dawałyby najlepszą aproksymację rozwiązania dokładnego przy jak najmniejszym rzędzie przybliżenia.

J. Arkuszewski (Warszawa) — *Modyfikacja metody sferycznych harmonicznych Yvona i Sauera*. Referat zawierał przegląd idei Yvona i Sauera polegających na rozłożeniu funkcji rozkładu neutronów na szeregi wielomianów ortogonalnych (Legendre'a) w dwu połowach pełnego kąta bryłowego zamiast w całym. Innymi słowy wyróżnia się tu neutrony zmierzające z lewej strony układu na prawą i odwrotnie, co daje duże korzyści rachunkowe. W referacie zasygnalizowano także możliwość rozszerzenia tej metody na przypadek geometrii kulistej.

Zb. Weiss (Warszawa) — *Metoda sferycznych harmonicznych w różnych geometriach w ujęciu Marka i Davisona*. Sposób rozkładu gęstości kątowej neutronów na funkcje sferyczne harmoniczne znany jest w dwu ujęciach tensorowym Marka i wektorowym Davisona. Referat zawierał usystematyzowanie obu metod i powiązanie ich z sobą.

J. Mika (Warszawa) — *Francuska metoda obliczenia współczynnika wykorzystania ciepłego*. Referujący podał charakterystyczne cechy nowej metody opracowanej przez francuską grupę teoretyczną z Saclay i opierającej się na interesującym probabilistyczno-całkowym ujęciu teorii transportu, dającym niezwykłą dokładność obliczeń przy małym nakładzie pracy.

W. Baran (Warszawa) — *Metoda Carlssona*. Referat omawiał jedną z najlepszych obecnie metod rozwiązywania równania transportu na maszynie cyfrowej i wprowadzał uczestników Sympozjum w problematykę nowoczesnej techniki rachunkowej.

M. Greniewski (Warszawa) — *Zastosowanie maszyn cyfrowych do obliczania reaktorów*. Referat ten, podobnie jak poprzedni, podawał w sposób niezmiernie skomprimowany zarys problemów stojących przed fizykiem przystępującym do automatycznych obliczeń maszynowych. Druga część referatu zawierała ogólne informacje o przydatności do celów teorii transportu neutronów będącej obecnie w IBJ PAN na ukończeniu maszyny cyfrowej EMAL-2.

Obrady prowadzone były w językach angielskim, rosyjskim i polskim. Wszystkie referaty wywoływały ożywione dyskusje, nieraz bardzo zacięte oraz — ze względu na szczupłe grono uczestników — bardzo bezpośrednie. Dzięki tym dyskusjom oraz innym, prowadzonym w czasie trwania Sympozjum na nieporuszane w referatach tematy, nawiązały się między uczestnikami zagranicznymi i polskimi ścisłe kontakty naukowe i osobiste. W podsumowaniu wyników podkreślono pożyteczność tego rodzaju spotkań o charakterze roboczym, a nie oficjalnym.

Zagraniczni uczestnicy Sympozjum zwiedzili Warszawę i Kraków oraz część laboratoriów IBJ PAN w Warszawie, Świerku i Krakowie.

Jacek Arkuszewski

Trzydziestopięciolecie pracy naukowej prof. Jabłońskiego

W bieżącym roku przypadło trzydziestopięciolecie pracy naukowej prof. Aleksandra Jabłońskiego.

Urodzony 26 lutego 1898 r. w Wokresenówce (Kurska Gubernia) w Rosji, studiował w latach 1920—1930 na Uniwersytecie Warszawskim pod kierunkiem prof. Pieńkowskiego. Następnie wyjechał na rok do Niemiec, gdzie pracował w Berlinie u Pringsheima i w Hamburgu u Sterna. Habilitował się na Uniwersytecie Warszawskim. Jako Docent został powołany na Uniwersytet Stefana Batorego w Wilnie. W czasie II wojny światowej przebywał w Szkocji, gdzie wykładał na polskim wydziale lekarskim uniwersytetu w Edynburgu. Po wojnie powrócił do Polski i został powołany na profesora Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu. Prof. Jabłoński jest wybitnym specjalistą w zakresie spektroskopii atomowej i molekularnej, jego główne zainteresowania skupiają się na zagadnieniach szerokości linii widmowych.

W r. 1957 prof. Jabłoński został jednogłośnie wybrany Przewodniczącym Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Prof. Jabłoński jest członkiem korespondentem Polskiej Akademii Nauk oraz członkiem rzeczywistym Toruńskiego Towarzystwa Naukowego.

Z okazji trzydziestolecia pracy naukowej prof. Aleksandra Jabłońskiego odbyło się w dniu 25 lutego b.r. uroczyste posiedzenie Oddziału Toruńskiego Polskiego Towarzy-

stwa Fizycznego. Zebraniu przewodniczyła mgr A. Wrzezińska. Przemówienia wygłosili:

Rektor Uniwersytetu Mikołaja Kopernika — prof. H. Szarski, w imieniu Toruńskiego Towarzystwa Naukowego — prof. K. Górski,

w imieniu Polskiej Akademii Nauk — prof. W. Rubinowicz, w imieniu Oddziału Warszawskiego PTF — prof. J. Grębski, w imieniu Instytutu Fizyki PAN — prof. L. Sosnowski,

działalność naukowa prof. Jabłońskiego omówiona była w referacie prof. T. Skalińskiego, odczytanym — wobec choroby autora — przez dr S. Czarneckiego.

w imieniu uczniów i współpracowników przemawiał nadzwyczaj serdecznie i bezpośrednio prof. K. Antonowicz.

Prof. Weysenhoff członkiem korespondentem PAN

Zgromadzenie Ogólne Polskiej Akademii Nauk wybrało w dniu 9 maja 1958 r. na swego członka korespondenta Jana Weysenhoffa, profesora fizyki teoretycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Jan Wirgiliusz Weysenhoff urodził się 27 listopada 1889 r. w Warszawie. Studia akademickie rozpoczął w r. 1906 na Uniwersytecie Jagiellońskim, później przeniósł się na Uniwersytet w Zürichu, gdzie w r. 1916 uzyskał stopień Doktora Filozofii. W r. 1922 został powołany na katedrę fizyki teoretycznej Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie, a w 1935 prze-

szedł na Uniwersytet Jagielloński. W r. 1945 został wybrany na członka czynnego Polskiej Akademii Umiejętności.

Prof. Weyssenhoff jest znany przede wszystkim ze swych prac w dziedzinie fizyki statystycznej, teorii względności i teorii pola.

Doktorat honorowy dla Cockcrofta

Politechnika w Delft nadała Sir Johnowi Cockcroftowi doktorat *honoris causa* nauk technicznych. Uroczysta promocja odbyła się 10 stycznia 1959 r.

Trillat członkiem Academie des Sciences

Na zebraniu w dniu 12 stycznia 1959 r. Academie des Sciences przeprowadziła wybór nowego członka w miejsce zmarłego Fryderyka Joliot. W trzecim głosowaniu wybrany został Jean Jacques Trillat.

Cockcroft przechodzi do Cambridge

Sir John Cockcroft zgodził się przyjąć stanowisko Kierownika (Master) mowy ufundowanego Churchill College of Technology and Science w Cambridge.

Churchill College, fundowane ze składek publicznych, będzie pierwszym nowym Kolegium w Cambridge od czasu założenia Selwyn College w r. 1882. Został już wybrany teren pod Kolegium i rozpisano konkurs na projekt zespołu budynków, których architektura ma być na wskroś nowoczesna, a jednocześnie scharmonizowana ze stylem i nastrojem starego Cambridge. Wyniki konkursu oczekiwane są z wielkim zainteresowaniem i na pewno wywołają żywą dyskusję. Liczba studentów wynosić ma 360. Niezależnie od tego przewidziane

jest prowadzenie studiów podyplomowych dla 160 osób. Studenci nauk ścisłych i technicznych mają stanowić 70%, podczas gdy w całym uniwersytecie Cambridge jest ich 40%.

Master nowego Kolegium ma być powoływany przez Królową. Na ogólne stanowiska takie w Oxford i w Cambridge są obsadzane w drodze wyborów przez członków Kolegium (Fellows). Dotychczas jedynie w słynnych Christ Church College (Oxford) i Trinity College (Cambridge) mianowanie kierowników zastrzeżone jest dla Keroni.

Pan Cole przeciw układom dwustronnym

Pan Stirling Cole Generalny Dyrektor Międzynarodowej Agencji Atomowej wypowiedział się przeciwko układom dwustronnym zawierającym między Stanami Zjednoczonymi z jednej a poszczególnymi mniejszymi państwami z drugiej strony i dotyczącymi pomocy udzielanej w zakresie wykorzystania energii jądrowej. Układy takie czynią Międzynarodową Agencję Atomową zbyt cichą, pozostawiając jej jedynie funkcję kosztownego sekretariatu, zajmującego się ankietaми, sprawozdaniami itp. Dotyczy to zresztą w niemniejszym stopniu podobnych układów zawieranych przez inne mocarstwa atomowe. Międzynarodowa Agencja Atomowa będzie miała raczej bytu o tyle, o ile wielkie mocarstwa atomowe będą udzielać pomocy mniejszym państwom wyłącznie poprzez Agencję.

Nowy Dyrektor Instytutu Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej AN ZSRR

Akademik A. I. Alichanow został mianowany Dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej Akademii Nauk ZSRR.

Doc. B. Buras w Wiedniu

W lutym b.r. wyjechał na rok do Wiednia doc. Bronisław Buras jako ekspert przedstawicielstwa Polski w Międzynarodowej Agencji Atomowej.

Nagroda Goethego

Carl F. von Weizsäcker, wybitny niemiecki fizyk teoretyk, otrzymał Nagrodę Goethego, przyznawaną co trzy lata przez miasto Frankfurt, za swoje publikacje na temat społecznych i filozoficznych konsekwencji nowoczesnej nauki.

Pięćdziesięciolecie Indyjskiego Instytutu Nauki

W bieżącym roku Indyjski Instytut Nauki obchodzi pięćdziesięciolecie swego założenia. Na uroczystości jubileuszowe, które odbyły się 2 lutego b.r. w Bangalore, przybył Filip książę Edynburga.

W końcu ubiegłego stulecia przemysłowiec indyjski Jamsetji Nusserwanji Tata postanowił założyć ośrodek badawczy mający za zadanie rozwój nauki i techniki w Indiach. Tata zmarł w r. 1906, zanim budowa Instytutu Nauki została w pełni zakończona. Dalszą opiekę nad realizacją tego pięknego projektu przejęli jego synowie.

Początkowo Instytut zajmował się tylko chemią czystą i stosowaną oraz technologią inżynierską. Później powstał wydział fizyczny, który specjalizuje się w badaniach zjawiska Ramana, w różnych aspektach fizyki kryształów, analizie rentgenowskiej, spektroskopii podczerwieni, fizycznych właściwości kryształów, oraz w aerodynamice i elastyczności — wykonane tam zostały fundamentalne prace o warstwach brzegowych i zjawisku turbulencji.

Międzynarodowa Agencja Atomowa

Międzynarodowa Agencja Atomowa wysłała w bieżącym roku ośmioosobową misję do Birmy, Kraju Taj (Sjamu), Indonezji i Cejlonu dla zbadania miejscowych warunków i możliwości zastosowania energii jądrowej.

Dyrektor Generalny Agencji pan S. Cole i Przewodniczący Rady Gubernatorów pan C. Bernardes odwiedzili Kair, gdzie przeprowadzili rozmowy z przedstawicielami władz Zjednoczonej Republiki Arabskiej.

Agencja planuje urządzenie w tym roku pięciu konferencji:

— w lutym w Wiedniu na temat zastosowania promieniotwórczych wskaźników izotopowych w medycynie,

— w lipcu w Saclay na temat szkolenia specjalistów (przewidzianych 80 uczestników),

— we wrześniu w Warszawie na temat zastosowań przemysłowych wielkich źródeł promieniowania (przewidzianych 300 uczestników, czas trwania 6 dni),

— w październiku w Wiedniu o standaryzacji izotopów promieniotwórczych (przewidzianych 100 uczestników),

— w listopadzie w Monaco na temat likwidacji odpadów promieniotwórczych.

Program pomocy technicznej w r. 1959 obejmuje Brazylię, Sjam i Pakistan. W Brazylii zostanie założony ośrodek radiochemii. Do Sjamu zostanie wysłany specjalista w zakresie izotopów, a do Pakistanu specjaliści w zakresie reaktorów badawczych, izotopów, promieniowania γ i fizyki zdrowia.

Zgodnie z rezolucją Zgromadzenia Ogólnego Agencja rozpocznie realizację programu zastosowania energii jądrowej w krajach nisko rozwiniętych. Zostanie zbadana sprawa udoskonalenia reaktorów o mocy poniżej 50 MW,

zostaną przestudiowane aspekty ekonomiczne różnych systemów reaktorów i będzie rozważona lokalizacja siłowni jądrowych.

W styczniu b.r. Agencja wydała podręcznik techniczny: „*Bezpieczne obchodzenie się z izotopami promieniotwórczymi*” w czterech wydaniach: angielskim, francuskim, rosyjskim i hiszpańskim.

Instytutowi Fizyki Uniwersytetu w Trieście została przyznana dotacja w wysokości 7 000 dolarów na opracowanie nowej metody analizy szybkich neutronów.

Rząd japoński zwrócił się do Agencji w sprawie zakupu 3 ton naturalnego uranu. Na wezwanie Agencji trzy państwa złożyły oferty. Stany Zjednoczone proponowały sprzedaż uranu w cenie 54,34 dol. za kilogram, Belgia — 34,00, a rząd kanadyjski zaproponował dostarczyć uran bezpłatnie, z tym aby Agencja pobrała od Japonii wynagrodzenie według cen kształtujących się na rynku światowym. Agencja przyjęła ofertę kanadyjską i odsprzedała uran Japonii w cenie 35,50 dol. za kilogram.

Zebrań Rady CERN-u

Na XII Zebraniu, które odbyło się 3 grudnia 1958 r. w Genewie, Rada Europejskiego Centrum Badań Jądrowych zatwierdziła wysokość składek dwunastu państw członkowskich. W r. 1959 preliminarz przewiduje wpływy 55 000 000 franków szwajcarskich, podczas gdy w r. 1958 suma składek wyniosła 56 000 000 franków szwajcarskich.

Po wysłuchaniu sprawozdania Dyrektora Generalnego prof. C. J. Barkera i Dyrektorów Działów z działalności za rok 1958, Rada jednogłośnie wyraziła uznanie dla dokonanych w r. 1958 osiągnięć przy budowie dwóch akceleratorów CERN-u: wielkiego synchrotronu protonowego na 25 GeV, który ma być ukończony w r.

1960, oraz czynnego już akceleratora na 600 MeV, przy pomocy którego po raz pierwszy wykazano doświadczalnie, że mezon π rozpada się również bezpośrednio na elektron i neutrino*. Doświadczenie to ma zasadnicze znaczenie dla teorii cząstek elementarnych i zostało opublikowane we wrześniu u.r. na konferencji genewskiej.

Zebrań dokonało wyboru nowych władz CERN-u. Prezydentem Rady został ponownie F. de Rose (Francja), a vice-Prezydentami (również ponownie) W. Heisenberg (NRF) i J. Willemss (Belgia). Na członków Rady wybrano: P. Scherrerera (Szwajcaria) i G. Funke (Szwecja). Przewodniczącym Komisji Finansów został J. H. Bannier (Holandia); w skład Komisji „Polityki Badań Naukowych” weszli: jako przewodniczący — E. Amaldi (Włochy), jako vice-przewodniczący — L. Leprince-Ringuet (Francja) i jako członkowie — W. Heisenberg (NRF) i H. Alfvén (Szwecja).

Międzynarodowa Federacja Towarzystw Mikroskopii Elektronowej

Na Światowym Kongresie Mikroskopii Elektronowej w Berlinie zostały wybrane nowe władze Międzynarodowej Federacji Towarzystw Mikroskopii Elektronowej:

Przewodniczący — T. F. Anderson (USA),
Sekretarz — V. E. Cosslett (Wielka Brytania),

Członkowie — N. Higushi (Japonia), M. Locquin (Francja), J. B. Le Poole (Holandia), E. Ruska (NRF) i S. Sjöstrand (Szwecja).

Dwusetna rocznica śmierci Maupertuis

W bieżącym roku mija dwusetna rocznica śmierci Pierre-Louis Moreau de Maupertuis.

* Na ten temat patrz *Nowości Naukowe*, str. 363.

Urodzony w r. 1698 w Saint-Malo, w r. 1736 kierował francuską wyprawą do Japonii, mającą za zadanie dokładny pomiar jednego stopnia długości geograficznej. Otrzymane wyniki potwierdziły teorię Newtona, że Ziemia jest sferoidem spłaszczonym. Król Pruski Fryderyk II powołał go na Przewodniczącą Królewskiej Pruskiej Akademii Nauk w Berlinie.

Najważniejszym osiągnięciem Maupertuisa było odkrycie zasady oszczędzającej jego nazwisko, czyli zasady najmniejszego działania. Była to pierwsza z fundamentalnych zasad wariacyjnych mechaniki klasycznej.

Wzrost kryształów

W dniach od 27 do 29 sierpnia 1958 r. odbyła się w Cooperstown (w stanie New York) międzynarodowa konferencja na temat wzrostu kryształów. Program był ustalony przez Komitet Organizacyjny, w skład którego wchodził: N. Cabrera, B. Chalmers, P. J. Flory, D. Turnbull i D. A. Vermilyea. Na zaproszenie Komitetu w konferencji wzięło udział 63 specjalistów, w tym 15 spoza Stanów Zjednoczonych.

Tematyka skupiała się wokół następujących zagadnień: wzrost wąsów, właściwości wąsów i niedoskonałości kryształów, wzrost kryształów z roztworów stałych, wzrost kryształów z roztworów ciekłych, krystalizacja polimerów. Każdemu z tych tematów było poświęcone jedno posiedzenie, rozpoczynające się od referatu ogólnego, po czym następowały komunikaty z prac własnych i dyskusje, nieraz bardzo ożywione.

Gros prac dotyczyło wzrostu i właściwości wąsów krystalicznych. Nabarro i Jackson omówili zjawisko wzrostu wąsów i jego interpretację teoretyczną. Wąsy obserwowano już od bardzo dawna, ale dopiero ostatnie prace w Bell Telephone Laboratories wykazały, że niektóre

z nich mają wytrzymałość mechaniczną taką jak kryształy doskonałe. Istnieje wiele koncepcji co do mechanizmu wzrostu wąsów, większość z nich nie została jednak jeszcze sprawdzona doświadczalnie.

Badano wąsy bardzo różnych materiałów (związki organiczne, materiały ceramiczne, kryształy kowalenne, metale, sole metali). Bez względu na rodzaj materiału wąsy o małych przekrojach wykazują nadzwyczajną wytrzymałość mechaniczną (na przykład J. E. Gordon znalazł, że wąsy haloidków alkalicznych można w temperaturze pokojowej rozciągać aż do 35% wydłużenia). Wąsy wykazują również „nienormalne” właściwości magnetyczne, elektryczne i powierzchniowe. C. P. Bean i R. W. De Blois wykazali, że do odwrócenia domen magnetycznych w wąsach żelaza trzeba użyć pól magnetycznych około 500 razy silniejszych niż dla zwykłego żelaza.

Gorącą dyskusję wywołała sprawa, czy wąsy są wolne od dyslokacji, jak na to mogłoby wskazywać ich zachowanie się zbliżone do kryształów doskonałych, czy też zawierają one dyslokacje, które z jakichś powodów nie reagują na bodźce mechaniczne. Na podstawie referowanych prac można by sądzić, że zawartość dyslokacji w wąsach jest bardzo różna. Jedne nie wykazują wcale dyslokacji, inne mają pojedynczą dyslokację śrubową, a jeszcze inne, w szczególności większe wąsy, zawierają wiele dyslokacji.

Szereg referatów dotyczył mechanizmu wprowadzania dyslokacji w kryształy. Przedstawiono również nowe metody hodowania dużych kryształów nie wykazujących dyslokacji.

Jednym z ważniejszych omawianych zagadnień była rola zanieczyszczeń. Jak wiadomo, ślady pewnych zanieczyszczeń mogą w wyraźny sposób wpływać na szybkość wzrostu i morfologii kryształów. Dotychczas

jednak efekty te nie były ujęte ilościowo. Price, Vermilyea i Webb przeprowadzili analizę kinetyczną konkurencyjnej adsorpcji zanieczyszczeń i na tej podstawie określili ilościowo rolę zanieczyszczeń we wzroście wosów elektrolitycznych.

Konferencja przyniosła również interesujące problemy w zakresie polimerów, w szczególności sprawa wzrostu polimerów jest sporna i wywołała wiele dyskusji.

Prace referowane na konferencji oraz stenogramy dyskusji zostały wydane przez firmę John Wiley & Sons jako książka „*Growth and Perfection of Crystals*” zredagowana przez R. H. Doremusa, B. W. Roberts a i D. Turnbulla.

Kolokwium Fotografii Korpuskularnej

II Międzynarodowe Kolokwium Fotografii Korpuskularnej odbyło się w Montréalu w dniach od 25 do 31 sierpnia 1958 r. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. P. Demers.

W Kolokwium wzięły udział 84 osoby z 19 krajów. Przedstawiono 80 prac dotyczących przede wszystkim działania światła i promieni X, procesu jonograficznego, wywoływania, pomiarów śladów w emulsjach, automatyzacji, zasadniczych zastosowań w fizyce, biologii i geologii.

Prace Kolokwium będą opublikowane przez Presses Universitaires de Montréal.

III Kolokwium odbędzie się w r. 1960 zapewne w Moskwie lub w Leningradzie.

Dar radziecki dla MAEA

Akademia Nauk ZSRR ofiarowała Międzynarodowej Agencji Atomowej zbiór literatury naukowej z zakresu fizyki, chemii, biologii, astronomii i geodezji. Dar obejmuje bezpłatną prenumeratę 27 najważniejszych ro-

syjskich czasopism naukowych oraz bibliografii analitycznych.

Ofiarowana biblioteka niewątpliwie ułatwi Agencji realizację programu międzynarodowej wymiany informacji naukowych i technicznych.

Kurs zastosowań izotopów promieniotwórczych

Studium Techniki Izotopów Promieniotwórczych Akademią Górniczo-Hutniczej w Krakowie urządziło w roku akademickim 1958/9 II kurs dla inżynierów w zakresie zastosowań izotopów promieniotwórczych w nauce i technice. Kurs trwa od 1 października 1958 do 15 czerwca 1959. Ilość zajęć (wykłady i ćwiczenia) wynosi około 30 godzin tygodniowo. Słuchaczami są pracownicy instytutów naukowych i technicznych oraz laboratoriów przemysłowych, którzy zamierzają stosować izotopy promieniotwórcze i promieniowanie jonizujące w swoich pracach badawczych.

Saturn

We francuskim Centrum Badań Jądrowych w Saclay rozpoczęli niedawno działanie synchrotron protonowy przyspieszający protony do energii 3 GeV.

Budowa synchrotronu, którą rozpoczęto w 1954 r., kosztowała około 7 miliardów franków, pracowało przy niej 35 fizyków i inżynierów oraz około 100 techników i robotników.

Protony są wstępnie przyspieszane akceleratorem Van de Graaffa do energii 3,6 MeV i po 2,5 miliona obiegów w SATURNIE osiągają energię 3 GeV. Średni promień SATURNA wynosi 17 m, szerokość komory przyspieszeń — 50 cm, a jej wysokość 10,5 cm. Elektromagnesy ważą 1 100 ton. Próżnia w komorze przyspieszeń jest rzędu 5×10^{-6} mmHg. Częstość zmian pola od 0,75 MHz (początek przyspieszania), do 8,5 MHz (koniec przyspieszania), natężenie pola rośnie

od zera do 15 000 erstedów. W pierwszych próbach osiągnięto prąd około 10^8 protonów na impuls.

Synchrotron Hamburski

Budowany pod Hamburgiem synchrotron DESY ma przyspieszać elektrony do energii 6 GeV, z możliwością dalszej rozbudowy umożliwiającą osiągnięcie energii 7,5 GeV.

Sredni promień DESY wynosi 50,42 m, promień krzywizny toru cząstek — 31,70 m, natężenie pola przy energii 6 GeV — 6300 erstedów i 7900 erstedów przy energii 7,5 GeV. Ogniskowanie przy pomocy przemienionych gradientów pola. Zasilanie elektromagnesów prądem zmiennym o częstotliwości 50 Hz. Przyspieszanie wstępne elektronów do energii 40 MeV, odbywa się w akceleratorze liniowym. Próżnia w komorze przyspieszeń musi być lepsza niż 10^{-5} mm Hg. Należy się spodziewać, że średnie natężenie promieniowania wynosić będzie około 1 μ A.

Smok

Komitet Sterujący Europejskiej Agencji Jądrowej zatwierdził projekt skonstruowania nowego urządzenia badawczego pod nazwą Dragon. Ma to być wysokotemperaturowy, chłodzony gazem, doświadczalny reaktor mocy (przypuszczalnie o mocy kilku megawatów).

Urządzenie to ma być zbudowane w Winfrith Heath, ośrodku badawczym brytyjskiego Zarządu Energii Atomowej. Budżet pięcioletniego planu badań wynosi około 14 milionów funtów, z czego 10 milionów wpłaca w równych częściach Austria, Dania, Norwegia, Szwecja, Szwajcaria, Wielka Brytania i organizacja Euratom. Resztę pokryje Wielka Brytania, na której własność przejdzie, po zakończeniu prac objętych tym planem, reaktor i wszystkie instalacje pomocnicze.

Snap III

SNAP III — System for Nuclear Auxiliary Power — jest to miniaturowe urządzenie zasilające aparaturę sygnalizacyjną w rakietach przestrzennych. Energia dostarczana jest z rozpadu jąder polonu 210. Promieniowanie α pochłaniane w samym preparacie wywołuje wzrost temperatury do około 400°C . Ciepło przetwarzane jest na energię elektryczną przez układ ogniów termoelektrycznych. Generator waży około 2300 g, średnica jego wynosi 12 cm, wysokość 14 cm. Źródło polonu ma natężenie 3 000 curie.

Polon 210 jest szczególnie dogodny do tego celu, bo emisji cząstek α towarzyszy jedynie słabe promieniowanie γ , które prawie nie wydostaje się na zewnątrz kapsułki zawierającej preparat. Ściany kapsułki stanowią dwie powłoki ze stali nierdzewnej i zewnętrzna powłoka moliбdenowa. Jako termoogniw użyto telurku ołowiu na przemian typu n i typu p . Początkowa wydajność jest 10%.

Demonologia

Biuletyn Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w numerze 1 1959 r. przynosi sprawozdanie z dorocznego zebrania Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, które odbyło się w styczniu b.r. W Sekcji Fizyki Teoretycznej zwrócił naszą uwagę referat Jerome Rothsteina pt.: „*Physics Demonology*”. Oto przekład streszczenia zamieszczonego w Bull. Am. Phys. Soc.:

„Wobec tego, że wszystkie prawa fizyki mają charakter ograniczeń wykluczających zachowanie się sprzeczne z tymi prawami, można je sformułować jako prawa niemożności. Demony można więc zdefiniować jako hipotetyczne czynniki mogące pogwałcić poszczególne prawa. Każde prawo może być sformułowane jako nieist-

nienie pewnego demona. Spośród nieskończoności możliwych demonów trzy są szczególnie interesujące, ponieważ nie zostały wymyślone ad hoc, lecz wcześniej niż związane z nimi prawa zostały dobrze zrozumiane. Odpowiadają one prawom termodynamiki. Demon Aladyna, który mógł stwarzać energię i materię z niczego, został zabity przez pierwszą zasadę termodynamiki. Demon Maxwella, który nabywał informacje fizyczne (wyniki pomiarów) nie płacąc odpowiednim wzrostem entropii, został zniszczony przez drugą zasadę. Demon Laplace'a (oryginalny lub w wersji kwantowej), który znając stan wszechświata w jakimkolwiek czasie wiedział wszystko o przeszłości i przyszłości, został dobitny przez trzecią zasadę (nieosiągalność temperatury zera absolutnego). Demony urodzone w czasach przednaukowych wydają się być produktami skrzyżowania, bądź szczególnymi przypadkami, wyżej wymienionych. Warto podkreślić, że jeśli by nie przyjąć, że każdy element informacji fizycznej posiada równoważny przyrost entropii, to demony Maxwella i Laplace'a nie byłyby wykluczone".

Friedrich Wilhelm Georg

Wdzięczni jesteśmy prof. K. Gostko wskiemu za zwrócenie nam uwagi na pomyłkę popełnioną w Kronice w zeszyte 4 (1958). Wspomnieliśmy tam o „Wilhelmie Georgu” Kohlrauschu (1840 — 1910) autorze słynnego podręcznika fizyki. W istocie chodziło o Friedricha Wilhelma Georga Kohlrauscha, co niniejszym prostujemy.

Polskie Towarzystwo Fizyczne Oddział Gdański

W roku 1958 na zebraniach naukowych Oddziału wygłoszono następujące referaty:

Dr Guenot (Jena) — *Konstrukcja mikroskopu elektronowego Zeissa*

i jego zastosowanie w fizyce i technice,

prof. J. Rayski (Kraków) — *Nowe wyniki badań nad rozpadem β* ,
doc. J. Janik (Kraków) — *Neutrony jako narzędzie badań substancji magnetycznych.*

Odbłyły się dwa odczyty popularnonaukowe:

prof. J. Rayski — *Kwantowy obraz mikroświata,*

doc. J. Janik — *Do jakich celów służyć może Reaktor Warszawski i Cyklotron Krakowski.*

Oddział zorganizował cykl odczytów popularnych dla młodzieży szkolnej pod ogólnym tytułem „Drgania i Fale”. Poszczególne prelekcje wygłosili:

z. prof. E. Juszkiewicz — *Ruch harmoniczny drgający,*

mgr E. Klugmann — *Ruch falowy,*

mgr Januszajtis — *Fale głosowe,*

mgr J. Kotarski — *Fale elektromagnetyczne,*

mgr W. Wcisło — *Fale świetlne, cz. I,*

mgr T. Kopiczyński — *Fale świetlne, cz. II.*

Ponadto Oddział Gdański w ramach akcji dydaktycznej zorganizował dla nauczycieli odczyt mgr B. Piekary „*Siła odśrodkowa i dośrodkowa a układ odniesienia*”.

Irena Bóbr-Modrakowa (1889—1959)

25 lutego 1959 r. zmarła w Warszawie doc. dr Irena Bóbr-Modrakowa, Kierownik Obserwatorium Sejsmologicznego w Warszawie, Prezes Polskiego Towarzystwa Geofizyków.

Irena Bóbr-Modrakowa urodziła się w r. 1889. Studiowała na Uniwersytecie Petersburskim. Po I wojnie światowej powróciła do kraju i rozpoczęła w Zakładzie Fizyki Do-

świadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego pracę badawczą pod kierunkiem prof. S. Pieńkowskiego. Stopień Doktora Filozofii uzyskała na podstawie badań przy pomocy promieni X zjawisk zachodzących w emulsjach fotograficznych. Przez szereg lat była asystentką Zakładu Fizyki Doświadczalnej kierując II Pracownią dla zaawansowanych studentów, przy czym zarówno cechami swego charakteru, jak i umiejętnościami dydaktycznymi potrafiła zdobyć szacunek i zaufanie tak swoich studentów jak i Kierownika Zakładu.

Już w czasie swoich studiów petersburskich pod kierunkiem Golicyna Irena Bóbr-Modrakowa skierowała swoje zainteresowanie ku sejsmologii. Toteż gdy powstała w Polsce możliwość założenia obserwatorium sejsmologicznego, dr Bóbr-Modrakowa ofiarowała swe umiejętności i całą swą energię dla zorganizowania nowoczesnego obserwatorium, które zostało uruchomione w r. 1938 w podziemiach Pałacu Kazimierzowskiego. Jej też działalności zawdzięczamy, że w czasie okupacji niemieckiej Obserwatorium uniknęło grożącej mu zagłady.

Irena Bóbr-Modrakowa przez długi czas brała czynny udział w życiu Polskiego Towarzystwa Fizycznego, zajmując różne stanowiska w Zarządzie. Szczególnie duże zasługi położyła jako Sekretarz Oddziału Warszawskiego. Okres jej urzędowania był okresem rozkwitu działalności Oddziału.

Irena Bóbr-Modrakowa była członkiem — założycielem Polskiego Towarzystwa Geofizyków, a ostatnio Prezesem tego Towarzystwa.

W uznaniu położonych zasług doc. dr Irena Bóbr-Modrakowa by-

ła odznaczona Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski i Złotym Krzyżem Zasługi.

J. K. Robertson (1835—1958)

24 czerwca 1958 zmarł nagle w Londynie John Kellock Robertson, profesor Queen's University w Ottawie.

J. K. Robertson urodził się w Perth (Ontario), w r. 1835. Mając osiemnaście lat wstąpił na Uniwersytet w Toronto, gdzie w r. 1908 uzyskała stopień Magistra. W r. 1909 został powołany jako wykładowca do Queen's University, gdzie pozostawał przez 40 lat. W r. 1926 został mianowany profesorem zwyczajnym, a w r. 1944 został wybrany Dziekanem Wydziału Fizyki. W r. 1912 był w Cambridge, gdzie pracował w Cavendish Laboratory pod kierunkiem J. J. Thomsona.

J. K. Robertson był członkiem Królewskiego Towarzystwa Kanadyjskiego, a w r. 1944 został wybrany jego Prezydentem. W r. 1951, gdy Robertson wycofywał się na emeryturę, Queen's University nadał mu stopień doktora *honoris causa*.

Prace badawcze Robertsona dotyczyły głównie optyki: wzbudzenie wodoru, jodu i rtęci wyładowaniami bezelektrodowymi, dokładne pomiary napięcia linii widmowych, pomiary widma ciągłego rtęci, wyładowania wysokiej częstotliwości w parach rtęci, świecenie opóźnione powietrza.

Robertson był także zamilowanym dydaktykiem i autorem podręczników, z których najbardziej może znany jest „*Introduction to Physical Optics*”. Pisywał również artykuły na tematy filozoficzne oraz wydał dwa tomy szkiców literackich.

Wskazówki dla autorów

Autorzy prac przeznaczonych do zamieszczenia w *Postęпах Fizyki* są usilnie prośeni o przestrzeganie niżej wymienionych wskazówek.

1. Objętość prac. Prace nie powinny przekraczać w zasadzie 15 stron maszynopisu (3/4 arkusza wydawniczego). Odstępstwa od tej reguły są dopuszczalne jedynie po każdorazowym porozumieniu się z Redakcją.

2. Maszynopis prosimy nadsyłać w 2 egzemplarzach, z których jeden musi być oryginalny (nie kopia). Z lewej strony należy zostawić margines 5 cm, między wierszami stosować tzw. podwójną interlinię, co odpowiada 30 wierszom maszynopisu na 1 stronę formatu A5 (dotyczy to również Literatury, Podpisów pod rysunkami i Notek). Kartki powinny być u góry ponumerowane. Na pierwszej stronie artykułu w lewym rogu u góry należy podać pełne imię i nazwisko autora oraz nazwę uczelni lub instytutu i miejscowość, np.:

T. D. Lee

Institut for Advanced Study
Princeton

Wyjątek stanowią Sprawozdania ze Zjazdów i Konferencji, Korespondencje oraz Recenzje, które podpisywane są na końcu z prawej strony u dołu bez podawania uczelni lub instytutu. Nowości Naukowe podpisuje się na końcu z podaniem instytutu. Maszynopis nie powinien zawierać poprawek, a wszystkie wzory i symbole muszą być wpisane atramentem wyraźnie i przejrzysto. Jeżeli maszyna nie posiada czcionek 1 lub (), to należy je wpisywać ręcznie.

3. Wyróżnienia w tekście. Prosimy o niedokonywanie żadnych wyróżnień w trakcie pisania na maszynie (np. pisanie tytułów dużymi literami, używanie rozstrzelonego druku, podkreślanie na maszynie itp.). Jedynym sposobem wyróżnienia poszczególnych słów lub fragmentów tekstu jest ich podkreślanie zwykłym ołówkiem: linią falistą, gdy chodzi o kursywę, linią przerywaną — dla zaznaczenia druku rozstrzelonego (spacji) i linią ciągłą — dla zaznaczenia druku tłustego. Zalecenia przy tym są następujące:

a) spację stosuje się wszędzie tam, gdzie chodzi o podkreślenie, położenie nacisku na określony wyraz lub grupę wyrazów. Ponadto spacjuje się wymienione w tekście (i w Literaturze) nazwiska, z wyjątkiem nazwisk użytych jako części składowe terminów (np. równania Newtona, licznik Geigera);

b) kursywę stosuje się dla wyróżnienia używanych w tekście nowych terminów, wyrazów obcych, tytułów książek i czasopism, a także dla wyróżnienia dłuższych zwrotów (poszczególne wyrazy lub krótkie zwroty można wyróżniać spacjowaniem);

c) druk tłusty stosuje się tylko we wzorach (głównie dla oznaczenia wektorów — wtedy stosujemy tłustą kursywę) i przy cytowaniu literatury (dla oznaczenia tomu czasopisma). Wielkość i rodzaj czcionek używanych w tytułach i podtytułach wyznacza redakcja techniczna.

4. Wzory — należy wpisywać atramentem i bardzo wyraźnie. Jedynie najprostsze symbole (poszczególne litery), występujące w tekście można pisać na maszynie. Numery wzorów prosimy podawać w nawiasie z prawej strony. W przypadku użycia liter greckich trzeba za każdym razem na marginesie powtórzyć odpowiednią literę, zaznaczając pełnym słowem jej nazwę (np. alfa, beta itd.). W przypadku użycia litery O lub cyfry 0 trzeba za każdym razem na marginesie zaznaczyć słowami: litera O względnie zero. Należy wyraźnie pisać z i 2, b i 6, 1 i l itp.

Mając na uwadze przejrzystość wzorów i całego tekstu prosimy o przestrzeganie w miarę możliwości, następujących zaleceń:

a) można stosować symbol / zamiast ułamków,

$$\text{np. } (a^2 + b^2)/(c^2 + d^2) \quad \text{zamiast} \quad \frac{a^2 + b^2}{c^2 + d^2}$$

b) można stosować wykładniki ułamkowe zamiast pierwiastków, np. $a^{1/3}$ zamiast $\sqrt[3]{a}$, należy w wykładniku pisać wyraźnie $1/3$ lub $\frac{1}{3}$, a nie $\frac{1}{3}$,

c) można stosować wykładniki ujemne zamiast odwrotności, np. $(a + b)^{-1}$ zamiast $\frac{1}{a + b}$,

d) do oznaczenia funkcji wykładniczej można stosować symbol exp, np. $\exp(-ib/c)$ zamiast $e^{-i\frac{b}{c}}$.

Na a) — d) należy zwrócić szczególną uwagę przy wpisywaniu wzorów występujących w tekście, aby mogły być zachowane jednakowe odstęp między wierszami;

e) należy zaznaczać wyraźnie wskaźniki dolne i górne. Unikać wskaźników do wskaźników! Odróżniać — przez zaznaczenie na marginesie — „prim” od jedynki, „†” od „+” itp. Unikać, w miarę możliwości, pisanie wskaźników górnych i dolnych jeden nad drugim (np. ψ_V^* zamiast ψ_V^*).

W zasadzie wszystkie symbole zarówno występujące ze wzorach, jak poza wzorami, pisze się kursywą. Dotyczy to w szczególności:

a) symboli wielkości fizycznych,

b) symboli matematycznych, takich jak oznaczenie funkcji $f(x)$, punkt P , jedność urojona i , liczba π , wskaźniki sumacyjne, symbol różniczki d , znak sumy Σ i iloczynu π , podstawa logarytmów naturalnych e itp.,

c) symboli cząstek elementarnych, np. oddziaływanie (p , n), mezony π , mezony K ,

d) symboli dla oznaczenia sprzężeń, np. sprzężenia PS , PW ,

e) symboli krytalograficznych, np. (klm) .

Natomiast antykwą (drukiem zwykłym) pisze się:

a) symbole jednostek fizycznych, np. cm, s, A, Oe, °K itp.,

b) symbole operacji matematycznych będące skrótami słownymi, np. exp, log, ln, Re, Im, P (wartość główna), sin, sh, lim, sign, av (lub \bar{s}), div, rot itp.,

c) symbole chemiczne, np. ^{16}O , ^2H

Ogólnie: liczba masowa — ^{14}N
liczba atomowa — $^7\text{N}_2$ — liczba atomów w drobinie,

d) wszystkie występujące cyfry, łącznie z użytymi jako wskaźniki.

Wszystkie litery we wzorach i tekście, które mają być złożone kursywą (również litery greckie), winny być podkreślone ołówkiem falistą linią. Dotyczy to w szczególności również liter używanych we wskaźnikach.

Uwaga. Wyznaczenie przez autora kursywy we wzorach — choć bardzo pożądane — nie jest jednak konieczne. Pracę tę może wykonać redakcja.

5. Rysunki. Autorzy dostarczają do redakcji (w 1 egzemplarzu) bądź rysunki, bądź źródła (książki, czasopisma), z których rysunki mają być reprodukowane. Wykonanie rysunków w ostatecznej postaci (tuszem na kalce) obciąża redakcję, przy czym przed oddaniem do druku winny one być zatwierdzone przez autora. Po ich zatwierdzeniu nie mogą już być wprowadzone żadne zmiany. Artykuły mogą być również ilustrowane fotografiami, należy jednak mieć na względzie, że ponowna reprodukcja

fotografii (z książki lub czasopisma) możliwa jest tylko w przypadkach bardzo ostrych fotografii. Pewną ilość fotografii redakcja może zamieszczać na wkładkach kredowych, w związku z tym autorzy proszeni są o zaznaczanie słowem „kreda” tych zdjęć, na wysokiej jakości których szczególnie im zależy. Przy planowaniu ilości rysunków, a zwłaszcza fotografii należy mieć na uwadze, że duża ich liczba przyczynia się do znacznego podniesienia kosztów wydawniczych.

Podpisy do rysunków należy załączać na oddzielnej kartce zatytułowanej: Podpisy pod rysunkami z podaniem za każdym razem skrótu Rys. i numeru rysunku, np. Rys. 1, Rys. 2.

6. **Literatura.** Na końcu artykułu powinien być umieszczony wykaz literatury, zatytułowany: **Literatura.** Kolejność pozycji powinna odpowiadać kolejności cytowania ich w tekście. Odsyłacze do literatury umieszcza się w tekście w kwadratowych nawiasach, na przykład [5], [7—8]. Do literatury rosyjskiej należy stosować transkrypcję wydawniczą. Skróty nazw czasopisma w Literaturze należy podawać wg *Physics Abstract*, natomiast w tekście piszemy pełny tytuł kursywą. Poniżej podane są przykłady sposobu cytowania:

1. T. D. Lee i C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
2. H. Umezawa, *Quantum Field Theory*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1956, Chap. IV.
3. J. M. Szyrkow, *Żu. Exper. Teor. Fiz.* **35**, 1005 (1958).

7. Notki należy w tekście numerować kolejno cyframi bez nawiasów, na przykład¹. Jeżeli notek jest dużo, to nie należy treści ich wpisywać w tekście; wszystkie notki — ponumerowane prosimy załączyć na osobnej kartce maszynopisu zatytułowanej: Notki. Obok każdego miejsca, w którym występuje odsyłacz do notki, należy na marginesie napisać ołówkiem „notka” z podaniem numeru.

8. **Korekta.** Autorzy proszeni są o przeprowadzenie jednej korekty. Po otrzymaniu szpałt i przeprowadzeniu korekty należy szpałty jak najszybciej zwrócić do Redakcji. Przetrzywanie szpałt w korekcie przez czas dłuższy od 3 dni może spowodować przesunięcie artykułu do jednego z następnych numerów.

Prace przedstawione w sposób istotnie odbiegający od podanych tu wskazówek będą przepisywane na koszt autorów.

Redakcja Postępów Fizyki

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. Nowopiękna 3
Warszawa, ul. Nowy Świat 72, Pałac Staszica
Warszawa, ul. Wiejska 14
Białystok, Lipowa 1
Bielsko Białe, 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

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, P. 24 Stycznia, pkt nr 50
Zakopane, ul. Krupówką 51
Zielona Góra, ul. Świerczewskiego 38
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

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

ENCYKLOPEDIA WSPÓŁCZESNA
jedyny w Polsce miesięcznik encyklopedyczny

Każdy zeszyt zawiera bieżącą kronikę wydarzeń oraz około 30 artykułów obejmujących szeroki wachlarz zagadnień współczesnych z dziedziny nauki, techniki, gospodarki, polityki, literatury i sztuki.

Prenumeratę E. W. na rok 1959 można jeszcze zamówić:

— w Oddziałach „Ruch”;

— w Centrali Kolportażu „Ruch” Warszawa, ul. Srebrna 12 — Konto PKO nr 1-6-100020.

— w księgarniach „Domu Książki”.

Cena prenumeraty rocznej wynosi zł 84.—.

Do rocznika dołączany jest skorowidz alfabetyczny oraz płócienna okładka.

W księgarniach „Domu Książki” znajduje się również w sprzedaży oprawny rocznik 1958 Encyklopedii Współczesnej. Cena zł 95.—.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
 czł. 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
Głównice — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
Kraków — Doc. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS J. WISNIEWSKI
Poznań — Prof. dr EDMUND KARASKIEWICZ
Szczecin — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI
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

	str.
M. Born — Eksperyment i teoria w fizyce	263
W. J. Weksler — Współczesny stan zagadnień przyspieszania cząstek elementarnych	265
A. Trautman — O promieniowaniu grawitacyjnym	301
J. Bartke i R. Hołyński — Wielorodna generacja cząstek w zderzeniach nukleonów najwyższych energii	309
P. Zieliński — Hiperfragmenty — przegląd niektórych zagadnień teoretycznych	341
 NOWOŚCI NAUKOWE	
Rozpad beta mezonu π i rozpady leptonowe hiperonów (P. Zieliński)	363
 ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Symposium teorii transportu neutronów, Warszawa (J. Arkuszewski)	365
KRONIKA	367
Wskazówki dla autorów	376