

Hipoteza istnienia neutrina i jej zastosowania.¹⁾

S. Szczeniowski.

Wstęp.

Gdy dziesięć przeszło lat temu de Broglie, Schrödinger, Heisenberg i Dirac sformułowali podstawy mechaniki kwantowej, rozpoczął się nowy etap badań nad budową atomów. Mechanika kwantowa pozwoliła nam — jak słusznie pisze Jordan — opanować strukturę elektronowej powłoki atomu i prawa, powłoką tą rządzące, niemal równie dobrze, jak mechanika Newtonowska ruchy planet. W zagadnieniach teoretycznych, dotyczących budowy zewnętrznych powłok atomów, chodzi dzisiaj już tylko o trudności natury rachunkowej, podobnie zresztą jak i w astronomji, gdzie wystarczy przytoczyć słynne zagadnienie trzech ciał. Wszędzie tam, gdzie można było przeprowadzić rachunki mechaniki kwantowej aż do końca, dały one zgodność z doświadczeniem we wszystkich szczegółach. To też dzisiaj, gdy prace z teorii budowy atomu poświęcone są raczej polepszaniu metod rozwiązywania konkretnych zagadnień i pokonywaniu trudności rachunkowych, ośrodkiem zainteresowań teoretyków stały się problemy budowy jądra atomowego, zagadnienia związane z promieniami kosmicznymi oraz sprawa stworzenia konsekwentnej elektrodynamiki kwantowej. Dyskusję teoretyczną wszystkich tych zagadnień podjęto oczywiście z punktu widzenia mechaniki kwantowej, mając nadzieję, że założenia i metody, które dały tak dobre wyniki, gdy chodziło o budowę atomów, pozwolą opanować i te nowe dziedziny. Nadzieje te okazały się jednak złudne — dzisiaj wiemy, że dotychczasowe założenia w dziedzinach tych nie wystarczają.

Jeśli chodzi o elektrodynamikę kwantową, to już pierwsze próby jej sformułowania wykazały, że usiłowania wtłoczenia równań Maxwell-

¹⁾ Odczyt wygłoszony na VIII Zjeździe Fizyków Polskich we Lwowie (wrzesień 1936 r.).

lo wskich w ramy schematu praw kwantowych prowadzą do trudności, które pomimo wszelkich wysiłków nie dają się usunąć. W zagadnieniach natomiast budowy jądra atomowego oraz natury promieni kosmicznych niewystarczalność założeń dotychczasowych stała się widoczna stopniowo jedynie, w miarę gromadzenia się niezwykle licznych nowych i nieoczekiwanych faktów doświadczalnych. Zwłaszcza w latach ostatnich, dzięki wysubtelnieniu i udoskonaleniu narzędzi badań, a mianowicie licznika Geigera i komory Wilsona, plon nowych faktów doświadczalnych był szczególnie bogaty; wystarczy wymienić tu odkrycie neutronu, pozytronu i sztucznej promieniotwórczości oraz wiążące się z tem badania. Badania te ujawniły nam zupełnie wyraźnie, że trudności teoretyczne, do jakich prowadzą próby tłumaczenia uzyskanych wyników doświadczalnych na podstawie założeń, całkowicie wystarczających dla powłoki elektronowej atomu, są natury zasadniczej i że zachodzi potrzeba wprowadzenia nowych idei, wykraczających poza dotychczasowe założenia.

We wspomnianych tu problemach, na których skupia się dzisiaj uważa teoretyków, obecna teoria kwantowa — w tej mierze, w jakiej możemy to dzisiaj osądzić — odgrywa, *mutatis mutandis*, rolę nieco analogiczną do roli mechaniki Newtonowskiej i elektrodynamiki klasycznej w dawnej teorii kwantów. Wiemy dzisiaj, że mechanika Newtona i elektrodynamika klasyczna są pewnymi przybliżeniami jedynie; przez pewien czas sądzono, że mechanika kwantowa i zbudowana na jej wzór elektrodynamika kwantowa dadzą nam sformułowania ostateczne, lecz okazały się one również pewnymi tylko — dalszemi — przybliżeniami, które przestają być ważne we wnętrzu protonu, czy też elektronu. By posunąć się dalej, musimy, opierając się na analizie materiału doświadczalnego, wysunąć nowe idee i starać się sformułować nowe prawa. Sytuacja przypomina więc rzeczywiście stan rzeczy z przed czasu powstania mechaniki kwantowej, gdy zawiodła fizyka klasyczna i gdy opanowanie faktów doświadczalnych umożliwione zostało przez nowe idee, wysunięte przez Plancka i Bohra i grupujące się dokoła wprowadzonego przez Plancka kwantu działania h . W formułowaniu nowych praw, przystosowanych do tych idei, nicią przewodnią dla fizyków była zasada odpowiedniości Bohra, podkreślająca analogie pomiędzy prawami mechaniki i elektrodynamiki klasycznej a nowymi, szukanymi prawami kwantowymi. Dzisiaj zaczęto już również formułować nowe idee, wykraczające poza założenia obecnej teorii kwantów; idee te leżą u podstaw nowej elektrodynamiki Borna oraz teorii promieniowania β , opartej na hipotezie istnienia neutrina. Jak zobaczymy, można już również ustalić pewne analogie pomiędzy jądrem atomowym a atomem, analogie, pozwalające odgadywać postać nowych, nieznanych dotychczas, praw i posuwać się w ten sposób naprzód.

Nie będę tu rozpatrywał nowej elektrodynamiki Borna, która leży poza właściwym zakresem mych obecnych rozważań, poświęconych hipotezie istnienia neutrina i jej zastosowaniom. Zobaczymy zresztą, że zaczynają się zarysowywać pewne związki pomiędzy elektrodynamiką Borna, a opartą na hipotezie istnienia neutrina Fermiowską teorią rozpadu β .

I. Jeszcze przed niewielu laty zakładano powszechnie — z uwagi na wyniki badań nad ciężarami atomowymi izotopów i nad rozpadem promieniotwórczym atomów, — że jądra atomów składają się z protonów i elektronów, przyczem protony te i elektrony miały się w miarę możliwości grupować w cząstki α . Mechanika kwantowa odniosła duży sukces, pozwalając, jak pokazał Gamow, wyjaśnić prawa rozpadu promieniotwórczego, połączonego z wyrzucaniem cząstek α i ustalić związki pomiędzy promienowaniem α a promienowaniem γ . W pierwszej chwili zaczęło się wydawać, że mechanika kwantowa pozwoli nam całkowicie zrozumieć budowę jądra. Z tego punktu widzenia główną trudność stanowił fakt, że nie znamy sił, działających między elementarnymi cegiełkami jąder; wiadomo było tylko, że siły te nie mają nic wspólnego z siłami Coulombowskimi. Okazało się jednak, że ujęcie takie nasuwa szereg nierozwiązalnych trudności natury zasadniczej. Zobaczymy, jakiego rodzaju były te trudności.

Wiadomo, że cząstki elementarne podlegają jednej z dwu podstawowych statystyk: bądź statystyce Bosego, bądź też statystyce Fermiego. Cząstki, złożone z nieparzystej liczby elementarnych cząstek, podlegających statystyce Fermiego, podlegają same również tej statystyce; natomiast cząstki, złożone z parzystej liczby cząstek elementarnych, podległych statystyce Fermiego, same podlegają statystyce Bosego. Cząstki, złożone z dowolnej liczby cząstek elementarnych, podległych statystyce Bosego, podlegają zawsze statystyce Bosego. (Warto zauważyć, że z tego punktu widzenia statystyka Fermiego ma charakter bardziej podstawowy od statystyki Bosego.) Jeśli jądra atomowe składają się z elektronów i protonów, to liczba porządkowa jądra — a więc jego nabój, wyrażony w jednostkach elementarnych, równych naboju elektronu — jest równa różnicy liczb protonów i elektronów. Jest ona parzysta bądź nieparzysta jednocześnie z sumą liczb protonów i elektronów. Ale zarówno elektrony, jak protony, podlegają statystyce Fermiego; widzimy więc, że jądra o parzystej liczbie porządkowej powinny podlegać statystyce Bosego, o nieparzystej zaś — Fermiego. Rodzaj statystyki, rządzącej jądrami atomowymi, można ustalić doświadczalnie na podstawie badania widm pasmowych, a mianowicie widm tych cząsteczek dwuatomowych, które składają się z identycznych atomów. Badania te wy-

kazują jednak, że o statystyce decyduje parzystość czy też nieparzystość nie liczby porządkowej jądra, lecz jego liczby masowej.¹⁾

Dalej, w jednostkach kwantowych kręt cząstki elementarnej (elektronu czy też protonu) — czyli moment jej pędu dokoła własnej osi — jest równy $\frac{1}{2}$. Kręt jądra atomowego powinien więc być połówkowy, bądź też całkowity, zależnie od tego, czy liczba porządkowa jądra jest połówkowa, czy też całkowita.²⁾ Badania widm pasmowych oraz badania nadsubtelnej struktury prążków widmowych wykazują jednak, że decyduje i tutaj parzystość, czy też nieparzystość nie liczby porządkowej, lecz liczby masowej. Nadsubtelna struktura prążków widmowych pozwala wyznaczyć również i momenty magnetyczne jąder. Moment magnetyczny jądra, złożonego z protonów i elektronów, powinien być (przynajmniej dla jąder o nieparzystej liczbie elektronów) rzędu momentu magnetycznego elektronu — t. zw. magnetonu $B o h r a$. Okazuje się jednak, że momenty magnetyczne jąder atomowych są rzędu 1840 razy mniejszego „magnetonu jądrowego”. Wszystkie omówione powyżej fakty wyglądają zupełnie tak, jakgdyby elektrony wewnątrzjądrowe nie manifestowały na zewnątrz niczym swego istnienia.

Ponadto, jeżeli we wnętrzu jądra atomowego mogą istnieć elektrony, należałoby im przypisywać energje tego rzędu, jakie ujawniają się w widmach β — a więc rzędu milionów elektronowoltów. Ale długość fali elektronu o tej energii jest rzędu 10^{-11} cm, a więc jest kilkanaście lub kilkadziesiąt razy większa od wymiarów jądra, co nie daje się pogodzić z wymaganiami mechaniki kwantowej. Wreszcie, o ile elektrony miałyby trwale istnieć w jądrze, musiałyby istnieć utrzymujący je we wnętrzu jądra wał potencjału. Ponieważ elektron jest naogół przyciągany przez jądro — przynajmniej na odległościach większych od 10^{-11} cm — na odległościach mniejszych powinnyby wówczas wystąpić bardzo silne siły odpychające, na bliższych zaś jeszcze środka jądra odległościach — znów siły przyciągające. Ale z równań względnościowych $D i r a c a$ wynika możność przenikania elektronu przez dowolnie wysokie barjery potencjału — barjera działa hamująco tylko wówczas, gdy $|E - V| < m_0 c^2$ (E oznacza tu energje całkowitą elektronu z włączeniem energii spoczynkowej, V jego energje

¹⁾ Liczbą masową nazywamy liczbę całkowitą, najbliższą ciężarowi atomowemu, wyrażonemu w jednostkach, równych $\frac{1}{16}$ masy najobfitszego izotopu tlenu. Jeśli jądra składają się z protonów i elektronów, liczba masowa jądra równa jest liczbie zawartych w nim protonów.

²⁾ Całkowity kręt jądra składa się z punktu widzenia mechaniki kwantowej z krętów jego części składowych oraz z momentów pędu tych cząstek elementarnych na opisywanych przez nie we wnętrzu jądra orbitach. Ale (w jednostkach kwantowych) moment pędu na orbicie jest zawsze całkowity.

potencjalną, $m_0 c^2$ zaś jego energje spoczynkową). Jest bardzo nieprawdopodobne, by barjera potencjału mogła spełniać taki warunek, zwłaszcza gdy chodzi o elektrony o dużych energjach. Poza to jednak, jeśli byśmy mimo to przyjęli istnienie barjery tego rodzaju, jej szerokość musiałaby być tak znaczna, iż potencjalna energia elektronu różniłaby się bardzo znacznie od czysto elektrycznej już na wewnętrznych poziomach rentgenowskich, to zaś prowadziłoby do zupełnej sprzeczności z doświadczeniem.

Wszystkie te trudności skłaniają nas do przypuszczenia, że elektrony w jądrze nie istnieją. Wobec tego musimy zakładać, że te elektrony, które obserwujemy w widmie β , powstają w czasie aktu emisji. W ten sposób dochodzimy do ważnego wniosku: — istnieje analogia nie pomiędzy promieniami α a β , lecz pomiędzy promieniami β a γ (światłem). Zastanówmy się nieco bliżej nad tą analogją.

Nie uważamy za część składową atomu fotonów, chociaż fotony wysyłane są przez atomy. Zderzenia atomów — czy to między sobą, czy też z innymi cząstkami — ujawniają bezpośrednio istnienie w atomie jedynie jądra i elektronów, te bowiem tylko cząstki wyrzucane są w chwili zderzenia z wnętrza atomów. Prawda, atom może ulec wzbudzeniu wskutek zderzenia i wówczas wysyła on foton; foton ten jednak zostaje wysłany dopiero po pewnym skończonym czasie — czasie życia atomu wzbudzonego. Ze względu na to mówimy, że foton bądź powstają, gdy atom przechodzi z pewnego stanu energetycznego w stan niższy, bądź też znikają, gdy atom wchłania je, przechodząc w stan energetycznie wyższy. To powstawanie i znikanie fotonów jest możliwe dzięki sprzężeniu z atomem pewnego pola elektromagnetycznego (pola promieniowania). Pole to wywiera na atom „siły promieniowania”, wywołujące powstawanie i znikanie fotonów. Wiadomo jednak równocześnie, że i siły $C o u l o m b o w s k i e$, podtrzymujące całą strukturę atomu — siły, działające na pozór na odległość — są właściwie wynikiem sprzężenia każdego z elektronów z pewnym polem $M a x w e l l o w s k i e m$. Najogólniejsze pole $M a x w e l l o w s k i e$ daje się przedstawić za pomocą układu poprzecznych i podłużnych fal elektromagnetycznych. Wszelkie wzajemne działania pomiędzy elektronami są wynikiem sprzężenia każdego z elektronów z polem $M a x w e l l o w s k i e m$. Jeśli weźmiemy pod uwagę tylko podłużne fale elektromagnetyczne, zaniedbując fale poprzeczne, otrzymamy siły $C o u l o m b o w s k i e$; jest to jednak tylko przybliżenie, ważne dopóty, dopóki można zaniedbać wobec sił $C o u l o m b o w s k i c h$ związane z owymi falami poprzecznymi siły promieniowania. Zaniedbanie to jest usprawiedliwione, jeśli działające na siebie elektrony poruszają się względem siebie z prędkością małą wobec prędkości światła. Gdy prędkość ruchu względnego elektronów staje się porównywalna z prędkością światła, podział sił elektromagnetycznych, działających na

elektron, na siły Coulombowskie i siły promieniowania traci sens. Tak więc z tego punktu widzenia odróżnienie trwałych cząstek składowych atomu — elektronów — od nietrwałych fotonów, jest możliwe tylko dzięki małości działań pola promieniowania na elektrony powłoki atomu — małości w porównaniu z działaniami Coulombowskimi jądra i innych elektronów — co wiąże się z kolei z małą wartością v/c — stosunku prędkości elektronów powłoki atomu do prędkości światła. Ale prędkości elektronów powłoki atomu są rzędu prędkości ruchu elektronu atomu wodoru na normalnej orbicie Bohrowskiej; w tym zaś ostatnim wypadku z teorii Bohra wiadomo, że

$$v/c = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137}.$$

A zatem stosunek prędkości ruchu elektronu zewnętrznej powłoki atomu do prędkości światła jest równy t. zw. stałej subtelnej budowy; w ostatniej więc instancji o możliwości podziału składników atomu na trwałe i nietrawne decyduje mała wartość stałej subtelnej budowy.

Jeśli chodzi o jądra atomowe, to, badając przy pomocy komory Wilsona bombardowanie jąder neutronami, cząstkami α , szybkimi protonami lub deuteronami, możemy zaobserwować wyrzucanie z ich wnętrza jedynie cząstek ciężkich — protonów, neutronów, cząstek α . Cząstki lekkie — elektrony i fotony γ — pojawiają się dopiero w pewien czas po zderzeniu (czas życia pobudzonego jądra, gdy chodzi o promienie γ , okres połowicznego rozpadu w wypadku sztucznej promieniotwórczości, wzbudzonej przez zderzenie). Mamy więc prawo zakładać, że elektrony — podobnie jak fotony γ — nie istnieją w jądrze, lecz powstają dopiero w czasie aktu emisji. Powstawanie elektronów nie przeczy zasadzie zachowania ładunku elektrycznego; ładunek zostaje zachowany dzięki odpowiedniej zmianie ładunku jądra. Możliwość powstawania i znikania elektronów czy też pozytronów nie wydaje się dzisiaj czemś osobliwym; stwierdzono już wielokrotnie metodami doświadczalnymi możliwość powstawania i znikania elektronów i pozytronów parami. W każdym razie zauważyć należy, że powstanie jednego tylko elektronu — czy też pozytronu — w czasie emisji β jest założeniem nowym, wykraczającym poza dotychczasowe ramy mechaniki kwantowej.

II. Z uwagi na przytoczone powyżej rozważania, najbardziej naturalne wydaje się zatem założenie, uczynione przez Iwana i Enkę, a rozwinięte następnie przez Heisenberga, według których jądra atomowe składają się z protonów i neutronów, przyczem neutronowi przypisujemy statystykę Fermiego i wartość krętu równą (w jednostkach kwantowych $h/2\pi$) $1/2$. Liczba masowa jest wówczas równa sumie liczb protonów i neutronów w jądrze, możemy więc od razu zrozumieć, dlaczego o staty-

stycie jąder atomowych decyduje jej parzystość czy też nieparzystość. Podobnie też jasne jest z tego punktu widzenia, że o połówkowej czy całkowitej wartości krętu jądra decydować musi jego liczba masowa. Założenie takie usuwa również od razu trudności, związane z wartościami momentów magnetycznych jąder, z długością fal elektronów wewnątrzjądrowych i z wielkością sił, utrzymujących elektrony we wnętrzu jądra. Okazuje się jednak, że nie wszystkie trudności dają się w ten sposób usunąć. Nie dają się jeszcze wytłumaczyć trudności, związane ze statystyką i z wartością krętu jąder, doznających przemian β , oraz z rozkładem energii elektronów β . Te właśnie trudności zmuszają nas do wprowadzenia hipotezy neutrina.

Mechanika kwantowa prowadzi nas do wiążącego się bezpośrednio z jej podstawowymi założeniami wniosku, że statystyka każdego układu zamkniętego, jak również i całkowity jego kręt, nie ulegają zmianom w czasie wszelkich przemian, jakim układ ten podlegać może. Jeśli jednak weźmiemy pod uwagę przemianę β , to, według poczynionych przez nas przypuszczeń, statystyka jądra nie ulega w związku z nią żadnej zmianie, kręt zaś jego zachowuje swój charakter połówkowy czy też całkowity; pojawia się jednak elektron lub pozytron, którego obecność zmienia statystykę i charakter krętu układu, powstającego z pierwotnego jądra po przemianie. Stoi to w jaskrawej sprzeczności z wymaganiami mechaniki kwantowej.

Największą jednak trudność stanowi charakter widm β . Badania doświadczalne prowadzą do wniosku, iż elektrony β , wyrzucane w czasie przemiany z jąder atomowych, posiadają energje kinetyczne rozłożone w sposób ciągły, od zera aż do pewnej granicy górnej E_0 . Przeciwnie, okresy połowicznego rozpadu β ciał promieniotwórczych — czy to naturalnych, czy sztucznych — są zupełnie określone, nadto zaś istnieje wykryty przez Sargenta wyraźny związek pomiędzy okresem połowicznego rozpadu jądra a górną granicą energii wyrzucanych zeń promieni β . (Należy zauważyć, że, o ile chodzi o sztucznie wytwarzane pierwiastki promieniotwórcze, sprawa związku pomiędzy okresem połowicznego rozpadu a górną granicą energii widm β nie jest jeszcze całkowicie zbadana; na około setki znanych sztucznych pierwiastków promieniotwórczych znamy — i to niezbyt dokładnie — górne granice energii promieni β tylko dla mniej więcej trzydziestu). Prócz tego wiadomo, iż jądro wyjściowe i jądro końcowe mają zupełnie określone energje — różnicę tych energii będziemy oznaczali przez ΔE . Jeśli chodzi o ciała promieniotwórcze z natury, wynika to z faktu, że cząstki α , wysyłane tak przez produkty rozpadu β , jak i przez te jądra, z których powstają jądra promieniotwórcze β , mają zupełnie określone zasięgi, a więc i energje. W przypadku natomiast sztucznych pierwiastków promieniotwórczych, powstających wskutek bombardowania jąder protona-

mi, neutronami, deutronami, czy też cząstkami α , fakt, że i jądro wyjściowe i jądro końcowe posiadają określone energie, wynika z bilansów energii procesów rozbijania jąder, przyczem w bilansach tych figuruje zawsze górna granica energii widma β . A zatem jądro wyjściowe, znajdujące się w stanie określonej energii, wysyła elektron o energii zmieniającej się w szerokich granicach i przemienia się przytem w jądro o znów określonej energii.

Z sytuacji takiej możliwe są tylko dwa wyjścia. Albo musimy odrzucić zasady zachowania statystyki, krętu i energii, a więc zakwestjonować podstawy mechaniki kwantowej, przyczem narazie nie widać zupełnie, czem te podstawy zastąpić, albo też, jak to uczynił Pauli — przypuścić, że wyrzuceniu elektronu (czy też pozytronu) β zawsze towarzyszy wyrzucenie drugiej jeszcze cząstki nowego typu, którą nazwiemy neutrinem, przyczem możemy tak dobrać cechy tej hipotetycznej cząstki, byśmy mogli wytłumaczyć wszystkie zaobserwowane fakty. Pierwszą ze wspomnianych dróg obrał Beck, który uważał, że w procesie β powstaje zawsze para cząstek — elektron i pozytron, przyczem jedna z cząstek zostaje wyrzucona na zewnątrz, druga zaś ulega wchłonięciu w jądro — czyli znika. Odrzucenie zasad zachowania statystyki, krętu i energii jest jednak rzeczą na tyle poważną, iż zgodzić się na to można jedynie w ostateczności; to też poglądy Becka nie znalazły uznania. Coprawda, w pierwszym połowie 1936 r. wydawało się przez pewien czas, że doświadczenie przemawia przeciw zasadom zachowania energii i pędu. Mam tu na myśli doświadczenia Shannlanda nad rozpraszaniem Comptonowskim promieni γ ; z doświadczeń tych wynikało napozór, że — wbrew dotychczasowym poglądom — procesy te, przynajmniej jeśli chodzi o promienie γ , zachodzą niezgodnie z zasadami zachowania i pędu. Późniejsze badania szeregu autorów — wymienię tu Bothergo i Maiera oraz Starkiewicza (Warszawa) — nie potwierdziły jednak wyników Shannlanda i wykazały całkowitą zgodność przebiegu rozpraszania Comptonowskiego promieni γ z zasadami zachowania pędu i energii. Zresztą nawet i sam Shannland wycofał się później z zajmowanego przez siebie stanowiska.

Ze względu na dzisiejszy stan naszej wiedzy pozostaje nam więc jako jedyne możliwe wyjście przyjęcie istnienia nowej hipotetycznej cząstki, wyrzucanej wraz z elektronem w czasie emisji β . Cząstką tą byłoby elektrycznie obojętne neutrino, któremu przypiszemy pewną masę spoczynkową — narazie nie określoną bliżej —, połówkowy kręt i statystykę Fermiego. Musimy zakładać ponadto, że neutrino jest cząstką niesłychanie przenikliwą, by wytłumaczyć, dlaczego nie obserwujemy neutrinów, towarzyszących emisji β . To ostatnie założenie nie nastrecza żadnych trud-

ności, gdyż oczywiste jest, że neutrino musi być bez porównania bardziej przenikliwe od neutronu ze względu na swą bezwątpienia bardzo małą masę, która conajwyżej może być porównywalna z masą spoczynkową elektronu. Założenia nasze co do statystyki i krętu neutrina natychmiast usuwają trudności co do zasad zachowania statystyki i charakteru krętu w czasie emisji β ; jak łatwo zauważyć, jednoczesna emisja dwu podlegających statystyce Fermiego cząstek o połówkowych krętach nie zmienia statystyki i charakteru krętu układu. Zasadę zachowania energii spełnimy, postulując, że suma energii elektronu i neutrina (z włączeniem ich energii spoczynkowych) jest równa rozporządzalnej energii ΔE .

Jak widzimy z powyższego, istnieje szereg argumentów, przemawiających za potrzebą wprowadzenia neutrina. Dodam tu jeszcze jedno: za tem, że emisja β polega na jednoczesnem pojawieniu się dwu cząstek — nie zaś jednej tylko — przemawia czas życia pierwiastków promieniotwórczych β , bardzo stosunkowo długi w porównaniu z czasem życia pobudzonego stanu jądra, które wysyła foton γ . Dużą wadę hipotezy neutrina stanowi brak jakiegokolwiek bezpośredniego dowodu istnienia neutrina; przeciw już Heisenberg, formułując podstawy mechaniki kwantowej, wyraźnie zaznaczył konieczność wprowadzania jedynie wielkości obserwowalnych. Teoretycznie byłoby do pomyślenia, że neutrino posiada pewien moment magnetyczny i dzięki temu może jonizować atomy na swej drodze. Nahmiaszukał śladów tej jonizacji, używając do tego celu silnych preparatów promieniotwórczych, osłoniętych warstwą ołowiu metrowej grubości (by pochłonać promienie α , β i γ) i umieszczonych w tunelu kolei podziemnej w Londynie, by osłabić wpływ promieni kosmicznych. Okazało się, że, jeśli szukany moment magnetyczny neutrina istnieje, wartość jego nie może przekraczać $\frac{1}{4}$ magnetonu jądrowego — najmniejszej znanej nam jednostki momentu magnetycznego. Należy więc raczej przyjąć, że moment magnetyczny neutrina jest równy zeru. Inne zjawisko, pozwalające wykryć obecność neutrinów, polegałoby na ich chwytaniu przez jądro, które wyrzucałoby równocześnie elektron (i zwiększało swój nabój dodatni o jednostkę). Jednakże obliczenia, oparte na Fermiowskiej teorii rozpadu β — o której będzie mowa niżej — wskazują, że procesy tego rodzaju byłyby niesłychanie rzadkie — zdarzałyby się raz na 10^{16} km drogi neutrina w ciełe stałem. I ta więc możliwość wykazania istnienia neutrina odpada. Pozostałoby jeszcze zbadanie odskoku jąder, wysyłających promienie β i sprawdzenie stosowalności zasady zachowania pędu. Różnica pędów (znanych) elektronu i jądra powinna być równa pędowi neutrina, stojącemu w zupełnie określonym związku z jego energią, znaną z widma β . Trudności doświadczalne takich pomiarów wiążą się z bardzo małą energią kinetyczną atomów odskakujących i małą dokładnością danych, do-

tyczących widma β . Wyniki badań w tym kierunku, podjętych w Cambridge przez Lejpunskiego, przemawiają raczej za hipotezą neutrina, choć ze wspomnianych wyżej względów trudno przypisywać im duże znaczenie.

III. Tego rodzaju stan rzeczy sam przez się nie dawałby jeszcze hipotezie istnienia neutrina żadnej wyraźnej przewagi nad odrzuceniem poprostu zasad zachowania statystyki, krętu i energii w procesach jądrowych. Podczas gdy jednak odrzucenie takie nie pozwala nam narazie posunąć się o wiele dalej, przyjęcie istnienia neutrina pozostawia nam do rozporządzenia cały aparat matematyczny mechaniki kwantowej, co pozwala nam wyciągnąć z założenia tego szereg konkretnych wniosków i porównać wnioski te z doświadczeniem. Wchodzi tu przedewszystkiem w grę teoria rozpadu promieniotwórczego β , a następnie dalsze z tej teorii wnioski. Teorię taką podał Fermi, opierając się na wspomnianej już analogii pomiędzy promieniowaniem β a promieniowaniem elektromagnetycznym.

Gdy pojawia się elektron lub pozytron β , nabój jądra zmienia się o 1, masa zaś pozostaje — praktycznie biorąc — bez zmiany. Inaczej mówiąc, liczba protonów w jądrze rośnie lub maleje o 1, liczba zaś neutronów doznaje zmiany odwrotnej. Proces taki możemy zatem uważać za przemianę jednego neutronu we wnętrzu jądra atomowego w proton, bądź też (w przypadku pojawienia się pozytronu β) za przemianę jednego protonu w neutron. Z punktu widzenia hipotezy neutrinowej pierwszą z tych przemian możemy zapisać jako: $H_1^{1 \rightarrow n_0^1 + e^+ + n^0}$, drugą zaś jako: $n_0^1 \rightarrow H_1^{1 + e^- + n^0}$, przy czym e z odpowiednim znakiem oznacza elektron dodatni bądź ujemny, n_0^1 neutron, n^0 zaś neutrino. Raz jeszcze przypominamy tu, że według przyjętych przez nas poglądów elektron (dodatni, czy ujemny) i neutrino powstają dopiero w czasie procesu emisji β i nie są bynajmniej zawarte w cząstce wyjściowej. Najlepiej jest wobec tego uważać neutron i proton za dwa stany jednej i tej samej cząstki (przydałoby się wprowadzenie odrębnej nazwy na taką cząstkę). Podobnie też — ogólniej — jądra o tej samej liczbie masowej lecz różnych ładunkach (izobary) traktować należy właściwie jako różne stany jednego i tego samego twor. Jak atom może bądź wysłać bądź też pochłoniąć foton, przy czym możliwości zmiany stanu energetycznego atomu ograniczone są (najczęściej) przez regułę wyboru: $l \rightarrow l \pm 1$ (l -liczba kwantowa azymutalna), tak twór ów może wysłać cząstkę β , dodatnie bądź ujemne (albo też cząstki takie pochłaniać, proces taki nie został jeszcze stwierdzony doświadczalnie¹⁾), przy czym

¹⁾ W ostatnich miesiącach 1937 r. znaleziono dowody doświadczalne wchłaniania elektronów warstwy K przez jądra niektórych sztucznych pierwiastków promieniotwórczych, wysyłających dodatnie cząstki β . (Uwaga dodana przy korekcie).

spełniona jest reguła wyboru $Z \rightarrow Z \pm 1$ (Z — liczba porządkowa, czyli ładunek jądra). Z tego punktu widzenia należałoby uważać ładunek jądra za coś analogicznego do liczb kwantowych.

Powstawanie fotonów, jak już była o tem mowa, związane jest z istnieniem pola elektromagnetycznego, sprzężonego z atomem; część pola tego odgrywa jednak również (za pośrednictwem sił Coulombowskich) rolę rusztowania, podtrzymującego całą strukturę atomu. Z punktu widzenia pola wszystkie działania są działaniami bezpośrednimi, działaniami, wywieranymi na elektron przez pole w tym punkcie, gdzie właśnie elektron się znajduje i w chwili obecności tak elektronu; nawet i siły Coulombowskie sprowadzają się z tego punktu widzenia do tego rodzaju działań bezpośrednich. Kierując się wspomnianą już wyżej analogią pomiędzy promieniowaniem β a γ , Fermi wiąże powstawanie elektronów i neutronów β z istnieniem specjalnego „pola β ”, sprzężonego z jądrem, a ponadto będącego właściwie źródłem tych sił pomiędzy ciężkimi cząstkami we wnętrzu jądra, które wiążą cząstki te w jądro. (Abstrahujemy tu oczywiście od sił Coulombowskich pomiędzy protonami.) Pole β wywierać ma na cząstki ciężkie działania bezpośrednie, o których decyduje wartość tego pola w punkcie, w którym znajduje się właśnie w danej chwili cząstka — wszystko w zupełnej analogii do pola elektromagnetycznego. Pozostawiając narazie na uboczu sprawę sił pomiędzy ciężkimi cząstkami w jądrze, zajmijmy się teraz sprawą sprzężenia pola β z jądrem, traktowanym jako całość, związana przez pewne siły. Inaczej mówiąc, chodzić nam będzie tu narazie tylko o „siły promieniowania β ”, powodujące zmiany stanu, połączone z powstawaniem elektronów β , a więc siły analogiczne do „sił promieniowania elektromagnetycznego”, o których była już mowa wyżej. Zauważę tu, że zaznaczony w ten sposób podział cząstek, grających rolę w jądrze, na trwałe (cząstki ciężkie) i na powstające w czasie przemian, (elektrony i pozytrony) możliwy jest — podobnie jak i w przypadku atomu — jedynie dzięki małości sił promieniowania β wobec sił, wiążących jądro. Ale i teraz małość ta uwarunkowana jest przez to, że cząstki ciężkie w jądrze poruszają się z prędkościami małymi wobec prędkości światła. Jak widzimy, analogia pomiędzy polem elektromagnetycznym a polem β jest bardzo wyraźna, i ta właśnie analogia pozwoliła Fermiemu znaleźć sposób opisu działań pola β . Pole to musi być oczywiście scharakteryzowane przez funkcje falowe elektronu (czy pozytronu) i neutrina, podobnie jak pole elektromagnetyczne opisane jest przez wektory \vec{E} i \vec{H} (natężenie pól elektrycznego i magnetycznego), grające rolę jakgdyby funkcji falowych fotonu. Ale postać wyrażenia na energię sprzężenia pola elektromagnetycznego z atomem jest nam znana; energię tę możemy wyrazić jako $(p \vec{E})$

— to jest iloczyn skalarny dipolowego momentu elektrycznego \vec{p} atomu przez natężenie pola elektrycznego (pomijam tu ewentualny wpływ pola magnetycznego na moment dipolowy magnetyczny atomu). Widzimy tu więc dwa czynniki, z których jeden charakteryzuje atom, drugi zaś stanowi funkcję falową fotonu, braną dla punktu, w którym znajduje się atom i dla chwili obecności tam atomu. Wobec tego $F e r m i$ na energię sprzężenia pola β z jądrem przyjmuje wyrażenie $g \psi \varphi Q$, gdzie g odgrywa rolę analogiczną do momentu dipolowego atomu ($F e r m i$ przyjmuje g za pewną stałą, co oczywiście stanowi już pewne uproszczenie), ψ jest funkcją falową elektronu, φ — neutrina, Q zaś operatorem, zamieniającym neutron w proton (przez Q^* oznaczmy operator odwrotny). Oczywiście założenie $F e r m i e g o$ nie jest bynajmniej jedyne możliwe — wydaje się ono jedynie najprostsze.

Na podstawie założenia $F e r m i e g o$ można wyliczyć metodami mechaniki kwantowej rozkład energii elektronów w widmie β , przyczem oczywiście suma energii elektronu i neutrina jest stała; mamy mianowicie:

$$E_{el} + E_n + m_0 c^2 + \mu c^2 = \Delta E = Const.$$

(m_0 — masa spoczynkowa elektronu, μ — masa spoczynkowa neutrina). Ten rozkład energii zależy, jak się okazuje, jedynie od numeru porządkowego jądra i od wartości energii granicznej (maksymalnej) elektronu, czyli od $\Delta E - \mu c^2$ (właściwie od $\frac{\Delta E - \mu c^2 - m_0 c^2}{m_0 c^2}$).

Charakterystyczny wpływ na postać rozkładu energii w widmie β wywiera wartość masy spoczynkowej neutrina. Jeśli masa ta jest różna od zera, krzywa rozkładu energii powinna dla największej wartości energii elektronu przecinać oś energii pod kątem różnym od zera — bliskim 90° , jeśli masa neutrina jest porównywalna z masą elektronu. Jeśli natomiast masa spoczynkowa neutrina jest zerem, krzywa rozkładu energii elektronów β musi być u swego górnego krańca styczna do osi energii. Jakościowo można to uzasadnić w sposób następujący: jeśli masa spoczynkowa neutrina jest różna od zera, to u krańca widma β , gdzie elektron posiada największą możliwą energię, prędkość neutrina jest równa zeru — jednak i tam neutrinu występuje. Jeśli natomiast masa spoczynkowa neutrina jest zerem, to u krańca widma β elektron zabiera całą energię — dla neutrina nic nie pozostaje —, a więc elektron o maksymalnej energii pojawiałby się sam, bez neutrina, gdyż neutrinu o zerowej masie spoczynkowej musi posiadać skończoną energię kinetyczną, aby wogóle istnieć. Ale tego rodzaju stan rzeczy sprzeciwiałby się — jak już wiemy — zasadom zachowania statystyki i krętu układu; sprzeczności tego rodzaju nie pow-

stają jednak, gdy krzywa rozkładu energii elektronów β jest u swego krańca styczna do osi energii. Jak widać z charakteru rozumowania, wniosek o styczności w punkcie końcowym krzywej rozkładu energii elektronów β do osi energii nie może zależeć od ewentualnych zmian postaci wyrażenia na energię sprzężenia pola β z jądrem. Jeśli chodzi o bardziej ściśle uzasadnienie omawianego wniosku, zauważymy, że według zasad mechaniki kwantowej, prawdopodobieństwo emisji elektronu β o energii zawartej między E a $E + \Delta E$ jest dane, jeśli oprzemy się na $F e r m i o w s k i e j$ postaci energii sprzężenia pola β z jądrem, przez

$$w d E = \frac{1}{h} \cdot g^2 \left| \int d \tau u_n^*(\vec{r}) u_m(\vec{r}) \psi(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) \right|^2 \cdot G_e \cdot G_n d E,$$

gdzie $u_n(\vec{r})$ oznacza funkcję falową jądra w stanie końcowym $u_m(\vec{r})$ — w stanie początkowym, $d \tau$ — element objętości, \vec{r} zaś jest wektorem o składowych x, y, z . Funkcje $\psi(\vec{r})$ i $\varphi(\vec{r})$ można uważać za fale płaskie, przyczem długość fali każdej z nich jest duża w porównaniu z rozmiarami jądra. Wobec tego można uważać $\psi(\vec{r})$ i $\varphi(\vec{r})$ za stałe w obrębie jądra, a więc wyciągnąć je przed znak całki (funkcje $u_m(\vec{r})$ mają wartości dostrzegalnie różne od zera jedynie w obrębie jądra); wtedy

$$\left| \psi(\vec{r}) \right|^2 = 1 ; \quad \left| \varphi(\vec{r}) \right|^2 = 1. \quad \text{Niech } G = \int u_n^*(\vec{r}) u_m(\vec{r}) d \tau.$$

Wartość G_e oznacza liczbę stanów elektronu o odpowiedniej energii na jednostkę objętości i na przedział jednostkowy energii, G_n takąż liczbę stanów neutrina. Jeśli przez p_e oznaczymy pęd elektronu, to, jak wiadomo, liczba stanów elektronu o pędzie zawartym pomiędzy p_e a $p_e + d p_e$ jest dana przez $\frac{8 \pi p_e^2 d p_e}{h^3}$. Ale $p_e^2 + m_0^2 c^2 = \frac{E_e^2}{c^2}$; $p_e d p_e = \frac{E_e \cdot d E_e}{c^2}$;

a więc nasza liczba stanów jest $G_e = \frac{8 \pi p_e E_e}{c^2 h^3}$. Analogiczny

związek znajdziemy dla neutrinów, gdyż zależność $p d p = \frac{E d E}{c^2}$

pozostaje w mocy i wówczas — nawet, gdy masa spoczynkowa cząstki jest zerem. Tak więc ostatecznie mamy

$$w = \frac{1}{h} g^2 \cdot |G|^2 \cdot \frac{8 \pi p_e E_e}{h^3 c^2} \cdot \frac{8 \pi p_n E_n}{h^3 c^2} = \frac{64 \pi^4}{c^4} \cdot \frac{g^2 |G|^2 p_e E_e p_n E_n}{h^7}$$

Jeśli E_e leży blisko granicy górnej, można uważać w przybliżeniu E_e i p_e za stałe, $E_n \cong \mu c^2$ (E_e i E_n zawierają w sobie energje spoczynkowe), $p_n = (2\mu)^{1/2} (E_n - \mu c^2)^{1/2}$ (prędkość neutrina o masie spoczynkowej mała, więc stosujemy wyrażenie nierelatywistyczne na pęd). Ale $E_n - \mu c^2 = E_0 - E_e$, gdzie E_0 maksymalna wartość energii elektronu, a zatem rozkład energii elektronów w widmie β zawiera czynnik $(E_0 - E_e)^{1/2}$, pochodna względem E_e zachowuje się jak $(E_0 - E_e)^{-1/2}$, a więc dąży do ∞ dla $E_e = E_0$.

A zatem styczna do krzywej rozkładu energii elektronów β ma w tym przypadku u krańca krzywej kierunek prostopadły do osi energii. Rachunek nasz prowadziliśmy nierelatywistycznie; uwzględnienie poprawek relatywistycznych prowadzi do wniosku, że ściślej biorąc kąt, jaki tworzy w punkcie krańcowym krzywej rozkładu energii elektronów β styczna do tej krzywej z osią energii ma wartość różną od 90° i zależną od μ .

Jeśli $\mu = 0$, to $E_n = c p_n = E_0 - E_e$, w zaś staje się proporcjonalne do $(E_0 - E_e)^2$; poprawka relatywistyczna znika wówczas. Wobec tego pochodna względem E_e u krańca krzywej rozkładu energii zachowuje się jak $E_0 - E_e$, a więc dąży do zera dla $E_e = E_0$; krzywa jest styczna u swego krańca do osi energii. Dane doświadczalne, jakimi rozporządzamy dzisiaj, przemawiają za stycznością, a w każdym razie kąt przecięcia krzywej rozkładu energii z osią energii jest tak mały, że masa spoczynkowa neutrina — jak wynika z wzorów — nie może przekraczać 20% masy elektronu. Wydaje się wobec tego usprawiedliwione założenie, że neutrimo nie posiada masy spoczynkowej, stąd zaś płynie wniosek, że wszystkie neutrima — podobnie jak i wszystkie fotony — poruszają się muszą ze stałą prędkością, równą prędkości światła.

Jeśli jednak zakładając, że masa spoczynkowa neutrina jest zerem, obliczymy na podstawie wzorów Fermiego krzywą rozkładu energii elektronów β i porównamy ją z danymi doświadczalnymi, okazuje się, że krzywa teoretyczna wyraźnie odbiega od doświadczalnej. W wyrażeniu Fermiego na energje sprzężenia pola β z jądrem funkcje falowe elektronu i neutrina występują w sposób całkowicie symetryczny, co prowadzi do wniosku, że maksimum krzywej rozkładu energii elektronów β powinno przypadać tam, gdzie energje całkowite elektronu i neutrina są sobie równe. Pomiaru wykazują jednak, że maksimum to przypada raczej na energje elektronu równą około $1/3$ jego energii maksymalnej. Założenie Fermiego musi więc ulec zmianie. Zmiany tej dokonali Konopiński i Uhlenbeck, wprowadzając do wyrażenia na energje sprzężenia pola

β z jądrem zamiast funkcji falowej neutrina jej pierwsze pochodne względem czasu i współrzędnych przestrzennych.

Zauważyć tu należy, że ψ i φ — funkcje falowe elektronu i neutrina — są to relatywistyczne funkcje Diracowskie, a więc oznaczają one właściwie pewne zespoły czterech funkcji falowych. Stosowanie relatywistycznego równania Diraca jest konieczne ze względu na duże prędkości elektronów β i neutrinów. Budując wyrażenie na energje sprzężenia pola β z jądrem, musimy również pamiętać o wymaganiach teorii względności. Ze względu na to, jeżeli chcemy wprowadzić nawet tylko funkcje falowe elektronu i neutrina — jak to czynił Fermi — otrzymujemy już kilka różnych wyrażeń możliwych ze względu na wymagania teorii względności. Dalsze możliwe wyrażenia otrzymujemy wprowadzając, za przykładem Konopińskiego i Uhlenbecka, pierwsze lub nawet dalsze pochodne funkcji falowych. Pomiędzy różnymi postaciami teoretycznie możliwymi musi już rozstrzygnąć doświadczenie; dane doświadczalne, dotyczące rozkładu energii w widmie promieni β , wykazują naogół, że wystarczy wprowadzenie już pierwszych pochodnych.

Założenie Konopińskiego i Uhlenbecka pozwala zadowalająco wytłumaczyć położenie maksimum krzywej rozkładu energii elektronów; opierając się na tem założeniu możemy ponadto uzyskać zgodność teorii z doświadczeniem również i u odpowiadającego powolnym elektronom krańca tej krzywej. Ostatnie jednak badania wykazują, że założenie to nie daje zgodności z doświadczeniem, jeśli chodzi o najszybsze elektrony β . Tak więc nie prowadzi ono do całkowitej zgodności pomiędzy teoretycznie obliczoną krzywą rozkładu energii elektronów a doświadczeniem, choć pozwala osiągnąć wyniki bardziej zadowalające, niż pierwotne założenie Fermiego. Zobaczymy, że i w innych wypadkach obliczenia, oparte na założeniu Konopińskiego i Uhlenbecka, również nie dają wyników zgodnych z doświadczeniem.

Teoria Fermiego pozwala również obliczyć czas połowicznego rozpadu β . Gdy chodzi o jądra ciężkie, czas ten okazuje się zależny od liczby porządkowej; w przypadku jąder lekkich wpływ liczby porządkowej można zaniedbać. W tym ostatnim przypadku teoria (oparta na wyrażeniu Konopińskiego — Uhlenbecka) prowadzi do wniosku, że iloczyn czasu tego przez pewną określoną funkcje energii, uwolnionej w procesie jądrowym, powinien być wielkością stałą: $\tau \cdot f(\epsilon_0) = \tau_0 \log 2 |G|^{-2}$, przyczem $\tau_0 = (\pi^2 h / m_0 c^2) (m_0 c^2)^2 (h / 2\pi m_0 c)^2 g^{-2}$; $\epsilon_0 = \Delta E / m_0 c^2$, $|G|$ zaś oznacza wprowadzony już poprzednio element macierzy przejść jądra z jednego stanu do drugiego. Dane doświadczalne dotyczące naturalnych i sztucznych pierwiastków promieniotwórczych potwierdzają naogół ten wynik, z zastrzeżeniem, o którym będzie za chwilę mowa, chociaż sprawa wymaga jeszcze dal-

szych badań ze względu na trudności pomiarowe i brak dostatecznie dokładnych danych. Gdy chodzi o jądra ciężkie, wspomniany iloczyn zależy jeszcze od liczby porządkowej. Wartość $|G|$ jest rzędu 1, jeśli chodzi o „normalne” przejście jądra z jednego stanu do drugiego, a więc przejście, nie połączone ze zmianą całkowitego momentu pędu (krętu) jądra. Gdy liczba kwantowa, charakteryzująca moment pędu, zmienia się o 1, 2, ..., mamy przejście wzbronione 1-go, 2-go, ..., rzędu. Dla przejść takich wartość $|G|$ znika; aby przeprowadzić obliczenia nie można już wówczas zaniedbywać zmian funkcji falowych ψ oraz φ we wnętrzu jądra. Okazuje się jednak, że zamiast $f(\epsilon_0)$, występuje inna funkcja $f_L(\epsilon_0)$, gdzie L oznacza zmianę liczby kwantowej, odpowiadającej momentowi pędu jądra, zamiast zaś $|G|$ inne wyrażenie — $|G_L|$ zależne również od L , lecz rzędu też zresztą 1. Dla $L = 1$, $f_L(\epsilon_0)$ jest około 100 razy mniejsze od $f(\epsilon_0)$, a więc τ jest około 100 razy dłuższe niż w przypadku, gdyby dla tego samego jądra było $L = 0$. Stąd iloczyn $\tau f(\epsilon_0)$ jest wówczas około 100 razy większy, niż dla przejść normalnych. Dane doświadczalne istotnie świadczą, że pierwiastki promieniotwórcze β rozpadają się dość wyraźnie na trzy grupy, przyczem dla pierwiastków grupy drugiej iloczyn $\tau f(\epsilon_0)$ jest około 30 razy większy, niż dla pierwiastków grupy pierwszej, dla pierwiastków zaś grupy trzeciej iloczyn ten jest około 6000 razy większy, niż dla pierwszej. W świetle teorii Fermiego oznacza to, że przejścia promieniotwórcze w jądrach pierwiastków grupy drugiej związane są ze zmianą momentu pędu jądra o jednostkę kwantową, grupy zaś trzeciej — ze zmianą momentu pędu jądra o dwie jednostki.¹⁾ Znając dla pierwiastka promieniotwórczego grupy pierwszej czas połowicznego rozpadu i maksymalną energię elektronów β — a zatem ϵ_0 , oraz wobec znajomości postaci funkcji $f(\epsilon_0)$ również i jej wartość — możemy z wzoru, podanego wyżej wyliczyć τ_0 , a więc i g , a przynajmniej rząd wielkości g . Okazuje się, że $\tau_0 = 0,7 \cdot 10^5 \text{ sek.}$ skąd $g = 1,9 \cdot 10^{-60} \text{ erg. cm}^2$. Zauważymy tu, że wartość ta oparta jest na przyjętej przez Konopińskiego i Uhlenbecka formie wyrażenia na energię sprzężenia pola β z jądrem. Przyjmując inne postaci tego wyrażenia, znaleźlibyśmy inne wartości na g ; decyduje tu rząd tych pochodnych funkcji falowych ψ i φ , jakie wprowadzamy do tego wyrażenia.

Wspomnieliśmy już wyżej o tem, że można wyprowadzić siły, wiążące ze sobą ciężkie cząstki (neutrony i protony), z energii sprzężenia tych cząstek z polem β , podobnie jak siły Coulombowskie można wyprowadzić

¹⁾ Sprawdzenie wzoru na czas połowicznego rozpadu dla sztucznych pierwiastków promieniotwórczych nasuwa duże trudności ze względu na brak dostatecznie dokładnych danych. Rozpad na grupy nie zaznacza się jednak, jak się wydaje, tak wyraźnie, jak dla pierwiastków promieniotwórczych naturalnych.

z wyrażenia na energię sprzężenia ładunków elektrycznych z polem elektromagnetycznym. Oczywiście, gdy mówimy tu o siłach pomiędzy dwoma protonami, abstrahujemy od sił Coulombowskich, które i tak zresztą i w samym jądrze grają rolę raczej podrzędną. Każda z dwu działających na siebie cząstek ciężkich sprzężona jest z polem β ; dzięki temu uzyskujemy pewną energię sprzężenia wzajemnego tych cząstek. Energię tę — jeśli ciężkie cząstki poruszają się z prędkością względną małą w porównaniu z prędkością światła — można opisać jako skutek działania pewnej siły pomiędzy temi cząstkami.

Obliczenie energii sprzężenia cząstki ciężkiej z polem β , przeprowadzone na podstawie wyrażenia Konopińskiego i Uhlenbecka, prowadzi do wniosku, że siła wspomniana jest odwrotnie proporcjonalna do siódmej potęgi odległości pomiędzy dwiema ciężkimi cząstkami. Prawo to nie może być słuszne, gdy odległość cząstek maleje do zera — nie otrzymalibyśmy wówczas wogóle określonych poziomów energetycznych jądra. Musimy więc założyć — niekonsekwentnie coprawda z punktu widzenia założeń naszej teorii — że gdy odległość dwu cząstek jest mniejsza od pewnej wartości krytycznej, charakter prawa zmienności siły z odległością ulega zmianie. Rachunkowo wyraża się to w ograniczeniu od góry dopuszczalnych wartości pędu cząstki ciężkiej; fizycznie jest to równoważne wprowadzeniu skończonej średnicy neutronu i protonu. Średnice te muszą być oczywiście rzędu średnicy jądra.

Sprawa ta wiąże się również bezpośrednio z zagadnieniem energii własnej i masy neutronu oraz protonu. Każda z tych cząstek wytwarza pewne pole β ; energię całkowitą cząstki można utożsamić z energią tego pola β , podobnie jak to czynimy w teorii elektronu, gdzie całkowitą energię elektronu obliczamy jako energię wytwarzanego przez elektron pola elektromagnetycznego. Masę cząstki otrzymujemy dzieląc jej całkowitą energię przez kwadrat prędkości światła, tak jak tego wymaga teoria względności. Skończoną wartość masy otrzymamy tylko wówczas, gdy wprowadzimy skończone rozmiary neutronu czy protonu — zupełnie podobnie, jak w teorii elektronu musimy przypisać mu skończony promień, gdy chcemy otrzymać skończoną wartość jego masy elektromagnetycznej. Gdy jednak wprowadzimy w ten sposób do rachunków naszych średnicę neutronu i protonu, okazuje się, że wyrażenie Konopińskiego i Uhlenbecka daje o wiele za małe energie wiązania cząstek tych w jądrach. Albo więc trzeba oprzeć się na wyrażeniu innej postaci — uwzględniającej drugie, a nawet i trzecie pochodne funkcji falowych elektronu i neutrina — albo, co jest prawdopodobniejsze, — niezgodność wynika stąd, że w rachunkach naszych uwzględnialiśmy tylko ten typ działań β , który odpowiada działaniu fal poprzecznych elektromagnetycznych w teorii pola

elektromagnetycznego. Siły Coulombowskie związane są z odmiennym typem działań elektromagnetycznych — z działaniami, opisywanymi za pośrednictwem podłużnych fal elektromagnetycznych. Trzeba więc będzie, być może, wprowadzić odmienny typ działań β , odpowiadający falom podłużnym elektromagnetycznym; narazie jednak zupełnie nie widać, jak należałoby to uczynić.

Prawidłowe sformułowanie całego tego zagadnienia wiąże się z nierozstrzygniętą jeszcze sprawą sformułowania podstaw elektrodynamiki kwantowej, a więc z problemami, które bezpośrednio dotyczą nowej elektrodynamiki nieliniowej Borna i Infelda. Przypomnijmy tu jedynie, że wprowadzenie nieliniowych równań do elektrodynamiki klasycznej — tak jak to uczynił Born — usunęło trudności, związane z nieskończenie wielką masą elektronu punktowego; nie zostały jeszcze jednak zadowalająco rozwiązane trudności, wiążące się z budową na tej podstawie elektrodynamiki kwantowej.

Jeśli zadowolimy się prowizorycznie wprowadzeniem skończonych rozmiarów protonu i neutronu, to, jak pokazał Wick, sprzężenie takich cząstek z polem β powoduje powstanie pewnego momentu magnetycznego, zarówno gdy chodzi o neutron, jak i wtedy, gdy mamy do czynienia z protonem. Weźmy np. pod uwagę neutron. Dzięki polu β , które zawsze jest z nim sprzężone, istnieje skończone prawdopodobieństwo przemiany neutronu w proton, elektron i neutrino. W chwilach, gdy neutron podległ tej przemianie, zewnętrzne pole magnetyczne działa na momenty magnetyczne elektronu i protonu — przyczem działanie na proton jest około 1000 razy słabsze od działania na elektron, ze względu na 1000-krotnie niemal mniejszą wartość momentu magnetycznego protonu. Wartość momentu magnetycznego neutronu otrzymamy zatem, mnożąc moment magnetyczny elektronu przez prawdopodobieństwo, że neutron uległ rozpadowi we wziętej pod uwagę chwili, oraz przez prawdopodobieństwo zgodnego ustania krętów elektronu i neutronu. Szczegółowy rachunek, przeprowadzony przez Weisäckera, wykazuje, że coprawda wyrażenie Fermiego daje moment magnetyczny neutronu równy zeru, lecz inne możliwe postaci wyrażenia na energię sprzężenia pola β z cząstką ciężką dają skończoną wartość tego momentu. Co do jego wartości liczbowej nasuwają się podobne uwagi, jak i co do sił międzycząstkowych, związanych z istnieniem pola β — i tu trzeba jeszcze czekać na nową, prawidłową teorię, aby uzyskać zgodność z doświadczeniem. Jeśli tak dobierzemy wyrażenie na energię sprzężenia β , aby uzyskać zgodne z danymi doświadczalnymi wartości energii wiązania neutronów i protonów w jądrze, otrzymujemy moment magnetyczny neutronu rzędu zgodnego z doświadczeniem. Ponieważ

w polu β proton rozpada się na neutron, pozytron i neutrino, teoria Fermiego prowadzi do wniosku, że prócz związanego z ładunkiem momentu magnetycznego, równego jednemu magnetonowi jądrowemu, proton posiada jeszcze dodatkowy moment magnetyczny, równy niemal co do wartości momentowi magnetycznemu neutronu, lecz posiadający przeciwny znak. Wobec tego moment magnetyczny deuteronu, wyrażony sumą momentów magnetycznych neutronu i protonu, powinien być niemal dokładnie równy jednemu magnetonowi jądrowemu. Doświadczenie daje wartość 0,85 magnetonu jądrowego. Różnica ta może być w związku z różnicą mas protonu i neutronu. W każdym więc razie teoria Fermiego tłumaczy jakościowo przynajmniej, dlaczego moment magnetyczny protonu wynosi 2,9 magnetonu jądrowego, a więc znacznie więcej, niż to wynika z wartości jego ładunku.

Musimy więc powiedzieć ostatecznie, że choć myśl przewodnia teorii Fermiego — wprowadzenie specjalnego pola elektronowo-neutrinowego, sprzężonego z ciężkimi cząstkami jądrowymi — wydaje się dzisiaj zasadniczo słuszna i prowadzi do szeregu interesujących wyników jakościowych, pozwalając np. wytłumaczyć występowanie niecoulombowskich sił pomiędzy ciężkimi cząstkami oraz znalezione doświadczalnie niezgodne z przewidywaniami dawniejszymi wartości momentów magnetycznych protonu i neutronu, jednak wszystkie dotychczasowe próby ilościowego sformułowania teorii Fermiego zawiodły. Trudno zresztą było nawet przypuszczać, że uda się nam odgadnąć właściwą postać wyrażenia na energię sprzężenia pola Fermiego z ciężkimi cząstkami; zbyt mało mamy jeszcze dotychczas na to danych doświadczalnych i zbyt duży wybór różnych możliwości teoretycznych.

Z tego krótkiego rozpatrzenia teorii rozpadu β Fermiego i jej zastosowań, widzimy, że wprowadzenie neutrina posuwa naprzód teorię jądra, pozwalając na stosowanie w dalszym ciągu metod mechaniki kwantowej, co prowadzi do uzyskania szeregu interesujących wyników. Jednocześnie jednak w całym szeregu punktów ujawnia się tymczasowość i niewystarczalność założeń teorii neutrina; widzimy, że są to dopiero pierwsze próby formułowania nowych, zarysowujących się zaledwie idei.

IV. Przejdę teraz do omówienia nader interesującej próby rozwinięcia teorii neutrinów w odmiennym kierunku; próbę tę podjęli Jordan i Kronig w związku z pewnymi ideami, wysuniętymi przez de Broglie'a. Jak już wiemy, neutrina należy uważać za elektrycznie obojętne cząstki o masie spoczynkowej zero, nie posiadające momentu magnetycznego, podlegające statystyce Fermiego, posiadające kręt równy $\frac{1}{2}$ jednostki kwantowej i biegnące z szybkością światła. Znamy już jednak oddawna inny rodzaj cząstek, o masie spoczynkowej zero, nie posiadających momentu magnetycznego i biegnących z prędkością światła. Cząstkami temi są

fotony, które podlegają statystyce Bosego i posiadają kręt równy jednostce kwantowej. Wobec oczywistej analogii pomiędzy neutrinami i fotonami de Broglie wysunął przed paru laty pogląd, że fotony są właściwie cząstkami złożonemi; każdy foton miałby, — według de Broglie'a — składać się z dwu półfotonów, które utożsamiał on z neutrinami. Neutrino te miały nieść energje dokładnie jednakowe i biec w dokładnie tym samym kierunku, kręty zaś ich miały się dodawać; nie są potrzebne żadne siły, by neutrino takie trzymały się stałe razem. De Broglie pokazał, jak z Diracowskich równań półfotonów można wyprowadzić równania falowe fotonów — czyli równania Maxwellowskie. Nie zajął się on jednak bliżej rozpatrzeniem sprawy, czy przy założeniach jego z Fermiowskiej statystyki neutrinów — półfotonów wynika statystyka Bosego fotonów. Z założeń de Broglie'a wynika, że gdy znany jest stan fotonu, znane są również i stany półfotonów. Ponieważ jednak, ze względu na zakaz Pauliego, dwa półfotony nie mogą znaleźć się w jednakowym stanie wynika stąd, że również i dwa fotony nie mogą znaleźć się w jednakowym stanie — gdyż wówczas ich półfotony znalazłyby się również w stanach jednakowych. A zatem fotony de Broglie'a stosowałyby się również do statystyki Fermiego.

Ze względu na tę zasadniczą trudność, związaną z koncepcją de Broglie'a, Jordan postawił cały problem odmiennie. Według Jordana pole neutrinowe należy uważać za coś pierwotnego, wszystkie zaś działania fotonów — a więc działania pola promieniowania elektromagnetycznego na materję — byłyby czemś wtórnem, wynikiem sposobu oddziaływania neutrinów na materję. Wszystkie owe oddziaływania zachodzą mianowicie według Jordana, w taki sposób, iż można je opisywać zapomocą pojęcia fotonu. Należało więc wykazać, że z opisujących pole neutrinowe macierzy o charakterze, odpowiadającym statystyce Fermiego, można skonstruować macierze o charakterze, nadającym się do opisu pola fotonowego, a więc odpowiadającym statystyce Bosego, przyczem, ze względu na wzajemny stosunek obu statystyk, do konstrukcji macierzy fotonowych powinno się brać pary macierzy neutrinowych.

Konsekwentna teoria, stworzona przez Jordana i Kronigę, wykazała, że konstrukcja pola fotonowego z pola neutrinowego jest istotnie możliwa. Okazało się jednak konieczne wyróżnienie neutrinów dwu rodzajów, które możnaby nazwać neutrinami dodatnimi i neutrinami ujemnymi. Te dwa typy neutrinów stoją do siebie w stosunku analogicznym do stosunku między elektronami i pozytronami. Teoria Jordana i Kronigę prowadzi do wniosku, że wszystkie działania fotonowe pola neutrinowego zachodzą bez zmiany różnicy liczb neutrinów dodatnich i ujemnych

w rozpatrywaniem polu. Wobec tego różnicę tę możnaby przez analogję ze stosunkami w polu elektromagnetycznym nazwać całkowitym ładunkiem neutrinowym pola. W ten sposób wprowadzić możemy pojęcie ładunku neutrinowego — wielkości, która wiązałaby się ze stałą g Fermiego i nie miała oczywiście nic wspólnego z ładunkiem elektrycznym. W związku z tem możnaby również i neutronom przypisać pewien ładunek neutrinowy i rozciągnąć zasadę zachowania tego ładunku na procesy przemian jądrowych β .

Aby scharakteryzować z punktu widzenia Jordana procesy optyczne, weźmy np. pod uwagę pochłonięcie fotonu $h\nu$. Proces ten, według Jordana, może oznaczać bądź pochłonięcie równoczesne dwu neutrinów $\alpha h\nu$ i $(1-\alpha)h\nu$, ($\alpha < 1$), o różnych znakach, lecz biegnących w tym samym kierunku, bądź też coś w rodzaju neutrinowego zjawiska Ramana, a więc pochłonięcie neutrina $(1+\beta)h\nu$ połączone z jednoczesnym wyrzuceniem biegnącego w tym samym kierunku neutrina $\beta h\nu$, ($\beta > 0$), przyczem w tym wypadku oba neutrino są jednoimienne. Mamy więc dla danego $h\nu$ całe continuum różnych możliwości, odpowiadających różnym wartościom α i β . W analogiczny sposób można przedstawić emisję fotonu, optyczne zjawisko Raman'a i t. p. Na szczególną uwagę zasługuje wynik, uzyskany przez Kronigę. Wykazał on, że najogólniejsze pole neutrinowe rozpada się na dwie części, pomiędzy którymi nie zachodzą żadne oddziaływania, a mianowicie na pole czysto neutrinowe i pole świetlne, przyczem tylko to ostatnie daje efekty fotonowe i składa się z równych liczb neutronów dodatnich i ujemnych, pole zaś czysto neutrinowe z neutrinów jednego tylko rodzaju. Możemy za Kronigiem przypuścić, że pole neutrinowe β ma charakter czysto neutrinowy w powyższym sensie. Według Kronigę ani wyrażenie Fermiego na energję sprzężenia pola β z ciężką cząstką, ani wyrażenie Konopińskiego-Uhlenbecka nie prowadzą do czysto neutrinowego pola β . Z tego punktu widzenia należałoby dążyć do ustalenia właściwej postaci wyrażenia na ową energję sprzężenia opierając się na założeniach, że wyrażenie to spełniać ma wymagania teorii względności i prowadzić do czysto neutrinowego pola neutrinów β . Wyrażenie to powinno spełniać inny jeszcze warunek; jeśli mianowicie mamy układ złożony z protonów, elektronów, neutronów, pozytronów i neutrinów, znajdujący się w równowadze termicznej, procesy β nie powinny równowagi tej zakłócić; warunek ten nakłada również pewne ograniczenie na postać wyrażenia na energję sprzężenia ciężkich cząstek z polem β . Poglądy Kronigę nasuują pewną dalszą jeszcze możliwość. Ponieważ czysto neutrinowe pole nie wywiera na materję żadnych działań typu fotonowego i nie jest sprzężone z polem elektromagnetycznym, gdyby więc Kronigę miał rację, mogłoby ono działać tylko w związku z procesami emisji β i pro-

cesami odwrotnymi. Jesli by tak bylo, duzo racji mialby poglad, wypowiedziany niedawno przez B o h r a, ktory uwalal wprowadzenie neutrina jedynie za dogodny sposob opisu niestosowalnosci zasady zachowania energii w procesach β ; pole czysto neutrinowe odgrywaloby w owczas role analogiczna do dawniejszego eteru kosmicznego.

Neutrinowa teoria swiatla ma charakter czysto spekulatywny i nastrecza powazne watpliwosci teoretyczne; ¹⁾ tem nie mniej odslania ona pewne interesujace perspektywy. Teoria ta uzyskalaby znacznie lepsze podstawy, gdyby K r o n i g o w i udalo sie przeprowadzenie wspomnianej wyzej idei. Istnieje tez pewna mozliwosc doswiadczalna potwierdzenia idei J o r d a n a i K r o n i g a. Z punktu widzenia neutrinowej teorii swiatla pole promieniowania γ sprowadza sie wlasciwie do pewnego pola neutrinowego, lecz teoria F e r m i e g o przewiduje mozliwosc wchlonięcia przez jadro neutrina i jednoczesnego wyrzucenia elektronu bsdz pozytronu. Wobec tego nalezaloby sie spodziewac, ze promienie γ moga rowniez wywolac emisje elektronow bsdz pozytronow z jader. Procesy takie nie zostaly jednak dotychczas zauwazone. ²⁾

V. Najbardziej jednak interesujace perspektywy, wiazace sie z hipoteza istnienia neutrinow i F e r m i o w s k a teoria pola β , odslania przed nami praca H e i s e n b e r g a, poswiecona probie wytumaczenia powstawania pekow szybkich czastek, wytwarzanych dzialaniem promieni kosmicznych na materje i obserwowanych w komorach jonizacyjnych oraz na fotografiach W i l s o n o w s k i c h.

Peki takie skladaja sie nieraz z bardzo wielu nawet czastek, wytryskajacych napozor z jednego punktu; gdy taki szczegolnie obfity pek pojawia sie w komorze jonizacyjnej, obserwujemy raptowny wzrost chwilo wy jonizacji — t. zw. wybuch jonizacji. Elektrodynamika kwantowa — przynajmniej jej dotychczasowa postac, oparta na rownaniach M a x w e l l a — nie pozwala zrozumiec mechanizmu powstawania takich pekow. Przewiduje ona coprawda powstawanie pod dzialaniem szybkich czastek (z jakich, wedlug dzisiejszych pogladow, skladaja sie pierwotne promienie kosmiczne) pozytronow i elektronow parami, lecz prawdopodobienstwo

¹⁾ Na trudnosc te zwrócił uwagę w szeregu notatek F o c k; w szczególności podkreśla on, że nie jest usprawiedliwione z punktu widzenia zasad mechaniki kwantowej wprowadzenie neutrinow dwu rodzajow, nie różniących się pomiędzy sobą w żaden dostrzeżalny sposób.

²⁾ P r y c e (kwiecień 1938) pokazał ostatnio, że neutrinowa teoria swiatla nie da się utrzymać ze wzgledow zasadniczych. Postac wzorow teorii tej nie moze mianowicie zalezec od wyboru układu współrzędnych, wymaganie to nie daje się jednak, jak pokazal P r y c e, pogodzić z postulatem stosowalnosci statystyki B o s e g o do fotonow. (Uwaga dodana w czasie korekty).

jednoczesnego powstania n takich par, a wiec pek, zlozonego z $2n$ takich czastek, byloby wedlug niej proporcjonalne do $\left(\frac{2\pi e^2}{hc}\right)^n = \left(\frac{1}{137}\right)^n$, a zatem nieslychanie male, w sprzeczności z nader czestym wystepowaniem obfitych pekow czastek.

Sprawa wyglada jednak inaczej z punktu widzenia F e r m i o w s k i e j teorii promieniowania β . Wedlug H e i s e n b e r g a, zamiast F e r m i o w s k i e j stalej g (ktorej wartosc z punktu widzenia J o r d a n a wiazze sie z wartoscia „ladunku“ neutrinowego neutrina i rozpatrywanego jadra; przyczem „ladunek“ neutrinowy protonu oraz neutronu mozna uwazac za rowny „ladunkowi“ elementarnemu, t. j. „ladunkowi“ pojedynczego neutrina) dogodnie jest wprowadzic wyrazenie $\frac{2\pi g}{hc}$, grajace role analogicz-

na do $\frac{2\pi e^2}{hc}$. Jezeli za punkt wyjścia weźmiemy podana przez K o n o p i n s k i e g o i U h l e n b e c k a forme wyrazenia na energie sprzedzenia pola β z ciezkiemi czastkami, to $\frac{2\pi g}{hc}$ ma wymiar cm^3 ; wyrazenie

F e r m i e g o daloby wymiar cm^2 . Najwazniejsza role gra tu fakt, ze w ten sposob definiujemy pewna dlugosc absolutna l — dokladna jej wartosc zalezy od obioru postaci wyrazenia na energie sprzedzenia pola β z ciezkiemi czastkami. Dlugosc taka musi w charakterystyczny sposob interwenjowac w opisie zjawisk przyrody. W szczegolności, jesli chodzi o wzajemne dzialanie na siebie dwu ciezkich czastek, zalezec ono musi od wartosci stosunku l/λ , gdzie λ oznacza dlugosc de B r o g l i e o w s k i e j fali tych czastek, zwiazanej z ich ruchem wzglednym; ¹⁾ wynika to z odpowiedniego rownania falowego, gdy wprowadzimy doń F e r m i o w s k a energie sprzedzenia czastek tych z polem β . Gdy λ staje sie porownywalne z l , a wiec gdy mamy do czynienia z czastkami o bardzo duzej predkosci wzglednej, zjawiska przebiegaja odmiennie, niz w owczas, gdy $\lambda < l$, czyli gdy wzgledna predkosci jest stosunkowo niewielka. Wezmy pod uwage np. proton, trafiony przez bardzo szybka czastke kosmiczna. Proton moze sie pod jej dzialaniem przekształcic za posrednictwem pola β w neutron + pozytron + neutrin, lecz ze wzgledu na skonzone prawdopodobienstwo przemiany neutronu w proton + elektron + neutrin mozliwe jest rowniez i przekształcenie protonu w proton + elektron + pozytron + 2 neu-

¹⁾ Dlugosc tej fali nalezy mierzyc w ukladzie współrzędnych, zwiazanym ze sredkiem mas dwu czastek, branych pod uwage. Dlugosc ta zalezy od zredukowanej masy czastek $\left(M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}\right)$ i od wartosci ich pedow.

trina i t. d. Każdy następny proces przemiany jest mniej prawdopodobny od poprzedniego w stosunku $(l/\lambda)^6$, gdzie λ oznacza średnią de Broglie'owską długość fali powstających cząstek lekkich. Gdy $l \cong \lambda$, powstawanie całych grup cząstek staje się równie prawdopodobne, jak i wyrzucanie pojedynczych pozytronów i neutronów z protonu, gdy zaś $l < \lambda$, powstanie licznych grup cząstek staje się procesem najbardziej prawdopodobnym. Dane doświadczalne prowadzą do wniosku, że cząstki lekkie, należące do pęków, wyrzucanych przez promienie kosmiczne z materji, posiadają $\lambda \infty 10^{-13}$ cm, tego samego więc rzędu musi być i l . Tego rzędu l otrzymujemy wówczas, gdy wyrażeniu na energię sprzężenia ciężkich cząstek z polem β nadamy nie postać Konopińskiego - Uhlenbecka, lecz wprowadzimy doń drugie lub nawet i trzecie pochodne funkcji falowej neutrina; sprawy tej nie można jednak jeszcze dzisiaj rozstrzygnąć ostatecznie. W każdym razie z punktu widzenia teorii rozpadu β jasne się staje, dlaczego właśnie dopiero bardzo szybkie cząstki kosmiczne wywołać mogą wyrzucanie pęków lekkich cząstek z materji. Jeśli poglądy Heisenberga są słuszne, to owe pęki zawierać powinny dużą liczbę neutronów. Takie bardzo energiczne neutrina są, być może, ową zaobserwowaną przez różnych badaczy niejonizującą, lecz wywołującą powstawanie pęków cząstek, składową promieniowania kosmicznego.¹⁾

Wyniki rozważań Heisenberga wpływają w sposób bardzo interesujący na teorię sił działających pomiędzy ciężkimi cząstkami. Mówiąc o wyliczaniu tych sił na podstawie energii sprzężenia ciężkich cząstek z polem β braliśmy dotychczas pod uwagę jedynie pojedyncze procesy β ; jeśli jednak prawdopodobieństwo wielokrotnych procesów β jest w pewnych warunkach porównywalne z prawdopodobieństwem procesów pojedynczych, należy w rachunkach wziąć pod uwagę również i te procesy wielokrotne. Uczynili to Iwanienko i Sokółow, uzyskując w wyniku na energję sprzężenia ciężkich cząstek wyrażenie, które dla większych odległości zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do siódmej potęgi odległości, lecz dla $r < l$ zmierza do skończonej granicy; l odgrywa przytem rolę średnicy ciężkiej cząstki. W związku z tem uzyskujemy

¹⁾ Jak wykazały badania doświadczalne i teoretyczne z lat 1937 i 1938 należy odróżnić dwa rodzaje pęków cząstek lekkich, wytwarzanych w materji przez promienie kosmiczne. Przeważająca większość pęków powstaje w materji stopniowo przez kaskadowe wytwarzanie cząstek parami, złożonemi każda z elektronu i pozytronu. Jak pokazali Heitler i Bahba, powstawanie takich pęków kaskadowych daje się wytłumaczyć zupełnie zadawalająco z punktu widzenia dzisiejszej elektrodynamiki kwantowej. Istnieją jednak i obfite pęki promieni istotnie wybiegających z jednego punktu; tych pęków nie potrafi wytłumaczyć elektrodynamika kwantowa i do nich stosują się przytoczone wyżej rozważania Heisenberga. (Uwaga dodana w czasie korekty).

również skończoną wartość własnej energii — a więc i masy — ciężkich cząstek. Należy przytem zauważyć, że gdy wprowadzamy w grę jedynie pojedyncze procesy β , energja sprzężenia pola β z ciężkimi cząstkami jest liniową funkcją pola elektronowego i pola neutrinowego; wprowadzenie procesów wielokrotnych równoważne jest założeniu, że energja sprzężenia jest nieliniową funkcją tych pól. Mamy tu daleko idącą analogję do teorii Borna, zastępującej liniowe równania Maxwella równaniami nieliniowymi, co też prowadzi do zdefiniowania pewnej podstawowej długości — promienia elektronu.

Widzimy zatem, że zarysowują się pewne związki pomiędzy teorią pola β Fermiego, a nową elektrodynamiką kwantową Borna. Podstawowa długość Bornowska jest również rzędu 10^{-13} cm; istnienie takiej podstawowej długości musi i z punktu widzenia samej teorii Borna prowadzić do wniosku, że bardzo szybkie cząstki muszą wywoływać wyrzucanie pęków lekkich cząstek z materji. Nasuwa się więc przypuszczenie, że podstawowa długość, zdefiniowana przez Heisenberga na podstawie teorii Fermiego, jest identyczna z długością, wprowadzona przez teorię Borna. Tego rodzaju utożsamienie odsłania bardzo daleko sięgające perspektywy.

Na zakończenie pragnę raz jeszcze — za Heisenbergiem — podkreślić analogję pomiędzy dzisiejszym stanem teorii budowy jądra a dawną teorią kwantów. Mechanika i elektrodynamika klasyczna zawiody jaskrawo, gdy zastosowano je do promieniowania elektromagnetycznego w równowadze termicznej, a więc do układu o continuum stopni swobody. Dopiero wprowadzenie przez Plancka podstawowej nieciągłości działania — elementarnego kwantu działania h — pozwoliło usunąć trudności i uzyskać zgodność z doświadczeniem. Dzisiejsza postać teorii kwantów zawodzi, gdy stosujemy ją do ogólnego pola elektromagnetycznego, a więc również układu o continuum stopniu swobody. Wprowadzenie zasadniczej nieciągłości długości — scharakteryzowanej przez istnienie elementarnej długości l — pozwoli nam, być może, usunąć i te trudności. Fermi wprowadza tę długość w sposób na pozór całkowicie odmienny, niż to czyni Born, a jednak, jak widzimy, zaczyna się zarysowywać pewien zupełnie nieprzewidywany do niedawna związek pomiędzy założeniami tych autorów. Założenia te nie są jeszcze całkowicie uzgodnione z teorią kwantową — nie jest jeszcze ustalony sposób kwantowania nieliniowego Bornowskiego pola elektromagnetycznego, widzieliśmy zaś powyżej, że w zastosowaniach teorii neutronów spotykamy szereg niekonsekwencji, a również i jej założenia nasuwają obiekcje, ze względu na sam sposób ich wprowadzenia. Przypomnijmy sobie jednak, że zarzut braku konsekwencji stawiany był często i dawnej teorii kwantów, która do fizyki klasycznej

wprowadziła całkiem jej obcą nieciągłość. Wolno więc żywić nadzieję, że dalsze postępy doprowadzą do budowy nowej, konsekwentnej już teorii, która usunie trudności teorii dzisiejszej, podobnie jak mechanika kwantowa usunęła niekonsekwencje dawnej teorii kwantów.

Konsekwentne wprowadzenie nieciągłości długości musiałyby się prawdopodobnie wiązać z jakimiś głębokimi zmianami w formalizmie teorii, podobnie jak zmian takich wymagało wprowadzenie nieciągłości działania w teorii kwantów i granicznej prędkości c w teorii względności. Posuwanie się naprzód w tym kierunku utrudnione jest bardzo przez następujące się komplikacje natury matematycznej, a mianowicie nieliniowość odpowiednich równań różniczkowych. Opierając się na doświadczeniach dotychczasowych możemy być jednak przekonani, że choć przyszła teoria może mieć formę całkowicie odmienną od dzisiejszej, nie naruszy ona ważności mechaniki kwantowej w jej właściwym zakresie — a więc wewnątrz atomu — podobnie jak mechanika kwantowa i mechanika relatywistyczna nie ograniczyły ważności mechaniki klasycznej w jej właściwej dziedzinie — a więc tam, gdzie chodzi o opis ruchów ciał makroskopowych, obdarzonych prędkościami małymi w porównaniu z prędkością światła.

Zusammenfassung

Im vorliegenden zusammenfassenden Bericht wird der gegenwärtige (April 1937) Stand der Neutrinhypothese dargestellt. Die Annahme, dass die Atomkerne aus Protonen und Elektronen gebaut seien, führt zu Widersprüchen mit der Erfahrung, Um diese Widersprüche zu vermeiden nimmt man heute an, dass die Atomkerne aus Protonen und Neutronen gebaut seien. Es bleiben dann aber Schwierigkeiten, die mit experimentell festgestellten Eigenschaften der β -Strahlung verbunden sind. Diese Schwierigkeiten werden durch die Annahme beseitigt, dass bei den β -Strahlungsprozessen gleichzeitig mit Elektronen neue Teilchen, Neutrinos, entstehen, wobei diesen neuen Teilchen gerade die nötigen Eigenschaften zugeschrieben werden.

Es wird die Fermische Theorie der β -Strahlung (sowie der von Konopiński und Uhlenbeck angegebene modifizierte Fermische Ansatz) in Kürze besprochen. Die wichtigsten Ergebnisse der Theorie (die Gestalt der Energieverteilungskurven der β -Strahlung, die Kräfte zwischen den schweren Elementarteilchen, die magnetischen Momente von Proton und Neutron) sowie ihre Mängel werden diskutiert. Es wird auch die Jordan-Kronigsche Neutrinotheorie des Lichtes besprochen. Es wird endlich noch der Heisenbergsche Versuch einer Erklärung der Schauerbildung auf Grund der Fermischen Theorie der β -Strahlung kurz diskutiert und die Verwandtschaften zwischen der Fermischen Theorie und der Bornschen nichtlinearen Elektrodynamik berührt.