

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VI ❖ ZESZYT 3

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 5

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VI • ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1 9 5 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — DZIAŁ CZASOPISM
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 2482+103 egz.	Do składania 18. III. 1955
Ark. wyd. 6,2, druk. 6	Podpisano do druku 3. VI. 55
Papier dr. sat. 70 g V kl. 70×100 cm	Druk ukończono w czerwcu 55
Cena zł 9,—	Zamówienie nr 146/105 K-6-657

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 10

Pol Swings

Instytut Astrofizyczny Uniwersytetu w Liège

In memoriam*

Stefan Pieńkowski (28. VII. 1883 — 20. XI. 1953)

Dwudziestego listopada 1953 roku nauka utraciła gorliwego i wiernego sługę, a Polska jednego z najwybitniejszych i najbardziej oddanych jej synów. Na naszym Uniwersytecie, na którym Stefan Pieńkowski ukończył wyższe studia i uzyskał pierwsze sukcesy naukowe, zgon tego wieloletniego, szczerego przyjaciela pogrążył wielu z nas w smutku i bólu. Królewskie Towarzystwo Nauk w Liège z głębokim wzruszeniem przyjęło wiadomość o zgonie najdawniejszego członka-korespondenta Sekcji Fizyki, wybranego w 1919 roku. Już w 1913 w *Mémoire'ach* Towarzystwa Pieńkowski ogłosił swą pierwszą wyczerpującą pracę.

Stefan Pieńkowski, kierując pierwszymi moimi krokami w dziedzinie fizyki, zaszczycił mnie swoją przyjaźnią, toteż ze ściśniętym sercem piszę te słowa o człowieku, który przez 25 lat był moim serdecznym przewodnikiem i niedościgłym wzorem.

Piszę je również w przeświadczeniu, że nie potrafię oddać w całej pełni zasług wielkiego uczonego, który był najwybitniejszym przełożonym, pełnym bezinteresowności i poświęcenia patriotą, umiejącym jednocześnie zachować w sercu nierozdzielalną więź ze swą Alma Mater i z tak licznymi przyjaciółmi Belgami**.

Stefan Pieńkowski urodził się w 1883 r. w Młynowie pod Łodzią, podówczas pod zaborem rosyjskim. Młynowa nie można nazwać nawet wsią. Było to kilka oddalonych o 2 km od wioski i rozrzuconych na równi-

* Przekład z *Bulletin de la Société Royale des Sciences de Liège* nr 5, 1954.

** Autor niniejszej notatki pragnął naszkicować jedynie „okres belgijski“ życia Pieńkowskiego, podkreślając ogromne znaczenie i rolę, jaką odegrał on na Uniwersytecie w Liège, oraz wpływ naszej uczelni na jego karierę. Nie posiadając wszystkich potrzebnych dokumentów do przeprowadzenia analizy i przedyskutowania prac naukowych nieodżałowanego uczonego, autor ograniczył się wyłącznie do podkreślenia czysto ludzkiego aspektu jego wspaniałej kariery.

Serdeczne podziękowania składam belgijskim przyjaciołom Pieńkowskiego, panom: M. Dehalu, L. Godeaux, A. Gillet, R. Ledrus, Ch. Hanocq, V. Mathien, A. M. Grégoire, A. de Rassenfosse i nieodżałowanemu R. H. J. Germa oraz dawnym jego uczniom Polakom: A. Jabłońskiemu, A. Sołtanowi, W. Kapuścińskiemu, a zwłaszcza W. Bernhardtowi za udzielone mi dane, dotyczące specjalnie okresów sprzed 1928 i po 1948 roku.

nie domków, otaczających cukrownię. Domy te zamieszkiwał personel administracyjny, zespół techniczny oraz robotnicy cukrowni, w której ojciec Stefana Pieńkowskiego był mechanikiem. Rodzice zmarłego cieszyli się powszechnym szacunkiem wszystkich mieszkańców Młynowa. Ale ani rodzina, z której pochodził, ani jego znajomi z dzieciennych lat nie mogli wzbudzić w nim aspiracji i dążeń wybiegających tak znacznie poza pojęcia środowiska, w którym się wychował. Nikt z jego otoczenia nie był w stanie wskazać mu jakichkolwiek innych możliwości życia lub pracy. Możliwości te odkrył on sam i własnymi siłami zbudował drogę, po której kroczył w życiu.

Rodzice Stefana Pieńkowskiego, najmłodszego z czworga rodzeństwa, dbali o to, by podobnie jak jego brat* i siostry, otrzymał jak najstaranniejsze wykształcenie. Całą czwórkę od najmłodszych lat wysyłali rodzice do Warszawy, gdzie mieszkała u jednej z bliskich kuzynek matki i uczęszczała do szkół, przyjeżdżając wraz z kuzynami na okres ferii świątecznych i letnich wakacji do Młynowa. Dzieci chodziły do szkół prywatnych, gdzie językiem wykładowym był polski. Ale przed ukończeniem szkoły średniej Stefan Pieńkowski zmuszony był złożyć specjalny egzamin komisyjny z języka rosyjskiego.

Uczęszczał on następnie na nasz Uniwersytet, gdzie — posłuszny życzeniom ojca — rozpoczął studia inżynierskie. Pierwsze egzaminy kandydackie do stopnia inżyniera zdał z wynikiem wybitnym w lipcu 1907 r. W roku następnym stanął do drugich egzaminów kandydackich, które zdał z najwyższym odznaczeniem. W tym to okresie skryształizowały się jego zamiłowania do fizyki, przygotował się więc dodatkowo do egzaminów kandydackich z nauk fizycznych i matematycznych, które złożył z najwyższym odznaczeniem w roku 1909 w lipcu. Kiedy Stefan Pieńkowski powiedział matce o zamiarze poświęcenia się studium fizyki, matka odpowiedziała mu na to: „Dobrze, mój synu, staraj się sięgnąć wzrokiem dalej niż gwiazdy“. Pieńkowski zdał z najwyższym odznaczeniem egzamin doktorski 23 lipca 1910 r., a w rok później, również z najwyższym odznaczeniem, uzyskał tytuł doktora nauk fizycznych i matematycznych jednocześnie z naszym kolegą, późniejszym profesorem L. G o d e a u x. Teza doktorska Pieńkowskiego nosiła tytuł „O napięciu elektrostatycznym“.

Przez całe życie zachował Pieńkowski gorącą wdzięczność dla swoich profesorów z Liège, a zwłaszcza dla prof. S p r i n g a i prof. Jacques D e r u y t s a. Ileż razy słyszałem go mówiącego, że swą formację naukową zawdzięcza w znacznej mierze D e r u y t s o w i**. Natychmiast po uzyska-

* Brat ten, student historii, zmarł w młodym wieku.

** Miał on bardzo dokładnie prowadzone notatki z wykładów D e r u y t s a, które w czasie wojny okazały się niesłychanie cenne dla studentów, m. in. dla naszego nieodżałowanego kolegi R. H. J. G e r m a y a.

niu doktoratu Pieńkowski został asystentem profesora de Heena w Instytucie Fizyki w Liège. Wkrótce potem, w dniu 17. XII. 1912, jego praca pt. „Działania ponderomotoryczne ciał naelektryzowanych“ została nagrodzona przez Królewską Akademię Belgijską i wydana w *Mémoire'ach* naszego Towarzystwa.

Asystentem został Pieńkowski w roku 1911, mając lat 28. Do chwili ślubu mieszkał on jednak tak jak za czasów studenckich w skromnym pokoiku przy ulicy Vertbois. Cały swój czas poświęcał nauce. Jedynymi rozrywkami, na które sobie czasem pozwalał, były przedstawienia w Théâtre Royal lub koncerty w Konserwatorium. Gorący entuzjasta pięknej muzyki spotykał na „jaskółce“ Konserwatorium wiernych przyjaciół: André de Rassenfossa, Witolda Bernharta lub chemika holenderskiego J. J. B. Deussa, asystenta prof. Springa*. Sam Pieńkowski zresztą zupełnie dobrze grał na skrzypcach, ale wskutek wypadku w czasie ćwiczeń w laboratorium uszkodził palec lewej ręki i utracił swobodę władania nim musiał ze skrzypiec zrezygnować. Wtedy to również dotkliwie zranił się w oko. W ciągu roku czy dwóch zmuszony był nosić stale opaskę na oku, wskutek czego kilku z jego przyjaciół nazwało go żartobliwie „Korsarzem“. Jednak żaden z nich nie usłyszał nigdy z jego ust najdrobniejszej skargi.

Pieńkowski był głęboko ludzki, ale nic nie potrafiło go odciągnąć od pracy. Uważałby, że to „czas ukradziony fizyce“. Gdy rozpoczynał pracę jako asystent profesora de Heena, kolega nasz Andrzej de Rassenfoss był wtedy zastępcą asystenta. Kilku innych młodych naukowców pracowało w tymże Instytucie Fizyki w różnych dziedzinach. Wszyscy ulegli dodatniemu wpływowi Pieńkowskiego. Henryk Michiels, pracownik w Athénée (późniejszy profesor botaniki w tymże Athénée), zajmował się pionierskimi badaniami nad pewnymi zjawiskami zachodzącymi w czasie kiełkowania w cieczach zjonizowanych. Jego nauczycielem był Pieńkowski. Kolega nasz Roskam wespół z Pieńkowskim dokonywał pomiarów fizycznych lepkości, potrzebnych do jego pierwszych badań z dziedziny fizjologii. Wielu innych naukowców cieszyło się przywilejem wysłuchiwanie rad tak wybitnego i obdarzonego krytycznym umysłem eksperymentatora, jakim był Pieńkowski. Jego oddanie i serdeczny stosunek do uczniów** ilustruje dokładnie notatka, którą załączył do memoriału Leonarda Savaage, wydanego w XII tomie 3 serii *Mémoire'ów* Królewskiego Towarzystwa Nauk.

* Deuss jako asystent Springa był poprzednikiem Andrzeja de Rassenfossa, który zastąpił go w r. 1911. Deuss następnie zasłużył się wybitnie na Jawie.

** Pani Pieńkowska zechciała mi przesłać dwa listy jednego z byłych uczniów jej małżonka, pierwszy z dnia 14 sierpnia, drugi z 14 października 1918 r., w których ów młody człowiek wyrażał głęboką wdzięczność za oddanie okazane mu przez profesora. Pozwalam sobie przytoczyć następujące zdanie:

„Leonard S a u v a g e w roku akademickim 1913/14 przeprowadzał doświadczenia nad szybkością parowania w prądach gazowych. W sierpniu tegoż roku powołany do wojska, padł na polu chwały 2 listopada 1917 r.

Po opuszczeniu Liège przez wojska niemieckie odnalazłem pod gruzami laboratorium Instytutu Fizyki przy Uniwersytecie w Liège kilka notatek z dzienniczka laboratoryjnego p. S a u v a g e. Posługując się danymi w nim zawartymi i pomagając sobie własnymi spostrzeżeniami, dotyczącymi pracy p. S a u v a g e, doszedłem do rezultatów zawartych w niniejszym memoriale“.

Jak widać, Pieńkowski uważał za swój obowiązek ocalić nie dokończoną pracę jednego ze swych dawnych uczniów, który zginął w obronie ojczyzny.

Pieńkowski samorzutnie prowadził wykłady z fizyki na marginesie wykładów ogólnych, prowadzonych przez Piotra de H e e n. Nasz wybitny kolega René L e d r u s, profesor Królewskiej Akademii Wojskowej, był również uczniem Pieńkowskiego w okresie 1912—14. Cytuję następujące uwagi z listu p. L e d r u s:

„On to zmusił mnie niejako do entuzjasmowania się »królową nauk«, jak nazwał fizykę. Radził nam, byśmy czytali M a x w e l l a (którego ważniejsze rozdziały odczytywał po 20 razy). Kazał mi nabyć D r u d e g o „Physik des Aethers“, P l a n c k a „Teorie der Wärmestrahlung“ i wiele innych dzieł, jak na przykład zbiór podstawowych prac L o r e n t z a, E i n s t e i n a i M i n k o w s k i e g o, dotyczących teorii względności.

Do najmilszych chwil mojej młodości zaliczam te, w których upajałem się entuzjazmem do nauki, jakim nikt nie potrafił lepiej od Pieńkowskiego napełnić i rozplomić nasze młode dusze.

Dwa cykle wykładów Pieńkowskiego z roku 1914 były dla mnie decydujące. Pierwszy z nich poświęcony był teorii elektromagnetycznej światła. Objaśnienia opierały się na oryginalnych tekstach, a w braku ich — na doświadczeniach, w których jego pomysłowość zastępowała z powodzeniem skromność środków, jakimi dysponował Instytut.

Drugi cykl poświęcony był promieniotwórczości. Do dziś pamiętam wrażenie, jakie wywarło na mnie historyczne odkrycie B e c q u e r e l a na skutek pewnej uwagi P o i n c a r é g o. Spoglądając dziś na to zjawisko z perspektywy czasu śmiem powątpiewać, czy istnieje możliwość trafniejszego rozwiązania“.

„Panie Profesorze, zapewniam pana, że zachowam na zawsze niezatarte wspomnienie o Panu jako o najwybitniejszym uczonym, pełnym entuzjazmu i fanatyzmu w najlepszym sensie tego słowa dla nauki, a także, co jest jeszcze rzadsze, obdarzonym wielkim sercem, niezwykłą szlachetnością i subtelnością, pragnącym, aby Jego wiedza wszystkim przyniosła korzyść. Podał Pan w potrzebie pomocną dłoń, młodemu człowiekowi, który będzie umiał to docenić i być wdzięcznym“. Wszyscy dawni uczniowie Pieńkowskiego dzielą wyrażone tu uczucia.

Nasz kolega L e d r u s miał nie tylko przywilej czerpania wiedzy z wykładów Pieńkowskiego, korzystał on również z żywej i nie gołosłownej sympatii, jaką Pieńkowski otaczał swoich uczniów. Gdy w roku 1919 przed swym powrotem do Warszawy Pieńkowski odmówił objęcia katedry fizyki w Wyższej Szkole Górniczej w Mons, polecił na to miejsce L e d r u s a i udał się osobiście do swego profesora D e r u y t s a, by uzyskać od niego list popierający tę kandydaturę.

Nasz nieodżałowany kolega G e r m a y wspominał zawsze ze wzruszeniem, że to właśnie Pieńkowski w głównej mierze skierował go na drogę matematyki. Krótko przed śmiercią G e r m a y napisał mi te słowa:

„Doceniając spekulacje matematyczne raczej z punktu widzenia ich przydatności dla fizyki i mechaniki niż dla nich samych, Pieńkowski doradził mi spróbować rozwiązywać za pomocą kolejnych przybliżeń równania całkowe, całkowo-różniczkowe, cząstkowo-różniczkowe lub inne, jeszcze bardziej skomplikowane.

Uważał on, że rozwiązanie przybliżone jest dla nas dostateczne, jeżeli się wie, że błąd popełniony jest niewykrywalny w obserwacji zjawisk fizycznych. Ale lepiej jest próbować rozwiązać równanie, które wyraża i tłumaczy zjawisko, niż usuwać składowe komplikujące to równanie, gdyż traktuje się wtedy zagadnienie inne niż to, o które chodziło. Tylko należałoby prawdopodobnie udoskonalić, a może nawet w pewnych przypadkach przynajmniej skonstruować odpowiedni formalizm, czyli postępowanie analityczne.

Te jego rady zdecydowały, że poświęciłem się studiowaniu metody kolejnych przybliżeń, która w tym okresie nie była jeszcze w ogóle włączona do naszego programu nauczania, a następnie usiłowałem ją rozwinąć.

Moim zdaniem, zastosowanie do teorii funkcji uwikłanych metody E. C o t t o n a całkowania równań różniczkowych zwyczajnych, całkowanie metodą kolejnych przybliżeń równań cząstkowych pierwszego rzędu i wiele innych rezultatów, które mogłem uzyskać później przez systematyczne studiowanie metody kolejnych przybliżeń, stosowanej do równań coraz bardziej skomplikowanych, mają swój początek w radach p. Pieńkowskiego łącznie z tymi, których udzielili mi panowie D e r u y t s, L e P a i g e i D e h a l u“.

Kolega nasz Alfred G i l l e t, który w listopadzie 1912 był studentem czwartego roku, wybrał jako kurs dodatkowy wykłady młodego asystenta Pieńkowskiego, którego wybitna osobowość pociągnęła go. Tym sposobem udało mu się uczyć przez dwa lata na wykłady o nowoczesnej fizyce. Również pod kierownictwem Pieńkowskiego G i l l e t zapoznał się ze sposobem przeprowadzania doświadczeń fizycznych, m. in. z mostkiem Kohlrauscha, mierzaniem przewodnictwa elektrolitów, wodą „podwójnie de-

stylowaną“ itp. Gillet był zresztą w tym okresie asystentem w laboratorium fizyki ogólnej. Piszze on:

„Studenci z nielicznej grupy uczęszczającej na wykłady Pieńkowskiego byli porwani i zachwyceni jego wyjątkowymi zaletami — entuzjazmem, doskonałą erudycją utrzymywaną przez intensywną pracę nad bibliografią, jego niezmordowaną aktywnością, a zwłaszcza jego prostotą i atmosferą prawdziwego koleżeństwa, którą z pełną godnością potrafił stworzyć we wzajemnych stosunkach z uczniami.

Byliśmy przekonani, że wszystko, co on przedsięwziął, wypływało z jakiegoś osobistego i spontanicznego nakazu wewnętrznego.

Piotr de Heen, całkowicie pochłonięty swoimi własnymi teoriami o elektronach jako o wirach umiejscowionych w eterze, zdawał się pozostawiać zupełnie wolną rękę swemu młodemu współpracownikowi. W przeciwieństwie do swego mistrza Pieńkowski pragnął zdobyć i przyswoić sobie możliwie szybko obiektywną znajomość wszystkich ostatnio wykrytych zjawisk, dotyczących fizyki oraz wszelkich nowych teorii.

To, co nas najbardziej w Pieńkowskim pociągało i urzekało, to jego całkowite poświęcenie się sprawie. Był on prawdziwie „świeckim wyznawcą“, miał głęboką wiarę w potęgę nauki, nieustanną i zdecydowaną aktywność, gorliwość i fanatyzm, a wszystko razem objawiało się w pełnej swobody i łagodności postawie i nieporównanej naturalności, wpływającej z przekonania, że wszyscy jego współpracownicy i uczniowie mają to samo co on nastawienie i stosunek do pracy“.

Po wielu, wielu latach liczni uczeni z Liège, których zapał i entuzjazm wzbudził młody polski asystent Instytutu Fizyki, do dziś zdają sobie sprawę z wpływu, jaki na nich wywarł Pieńkowski jeszcze przed rokiem 1919. Teza doktorska z Nauk Stosowanych, przedstawiona przez Wiktora Mathien w 1948, zawiera na pierwszej stronie te słowa:

„Pracę tę poświęcam panu Stefanowi Pieńkowskiemu, dziękując mu za to, że przed 30 laty zaszczepił mi zamiłowanie do spektroskopii. Cointe, rok 1946“.

Pieńkowski mimo szczerej sympatii i przywiązania, jakimi darzył profesora de Heen, którego nazywał „papa“, nie przyjmował bezkrytycznie i bez przeprowadzenia odpowiednich doświadczeń laboratoryjnych sugestii profesora, którego doświadczenia w dziedzinie eksperymentowania były dość ograniczone. Jako eksperymentator, spokojnie i na zimno dyskutował Pieńkowski nad koncepcjami teoretycznymi de Heena i nigdy nie pozwolił sobie popuścić wodzy fantazji. Jemu to Instytut Fizyczny w Liège w latach 1911 do 1914 zawdzięcza utrzymanie się na tak wysokim poziomie naukowym. On zapoczątkował bogate zbiory Instytutu i zorganizował seminarium dla doktorantów fizyki i matematyki.

Ci z nas, jak np. kolega Alfred Gillet czy René Ledrus, którzy mieli szczęście uczęszczać na pierwsze prowadzone przez Pieńkowskiego seminaria fizyki na Uniwersytecie w Liège, pamiętają, na jak wysokim poziomie naukowym były one utrzymane.

Dzięki swemu wybitnemu talentowi organizacyjnemu, pozornie bez wysiłków, potrafił Pieńkowski stworzyć swoją małą ekipę, rozdzielając pomiędzy poszczególnych członków jakieś zadanie lub pracę bibliograficzną w związku z omawianymi zagadnieniami.

Niektóre z nich z roku akademickiego 1913/14 zostały zebrane w tomiku liczącym 122 strony i wydanych u Lahaye'a w Liège pod tytułem „O właściwościach fizycznych promieni X“. Oto kilka słów ze wstępu do tego tomu, zredagowanych przez René Ledrusa:

„Seminarium Instytutu Fizyki w Liège, założone w 1911 roku, zostało zorganizowane i prowadzone przez p. asystenta Stefana Pieńkowskiego. Ma ono na celu przepracowanie za pomocą wykładów oraz dyskusji, odbywających się dwa razy w miesiącu, najważniejszych zagadnień z dziedziny fizyki, którymi zajmuje się w chwili obecnej współczesna myśl naukowa. Wykłady te, poparte częstokroć doświadczeniami, mają na celu udostępnienie studentom nowych osiągnięć i idei zdobywających sobie uznanie w różnych dziedzinach fizyki oraz wskazanie późniejszym badaczom nowych kierunków i perspektyw przyszłej ich działalności.

Notatki z przeważnej części wykładów z roku akademickiego 1913/14 odpowiednio streszczone, z wyeliminowaniem szczegółów interesujących jedynie szczupłe grono specjalistów, zostały wydane w Biuletynie A. E. E. S.* (Association d'Electriciens des Écoles Supérieures) cieszyły się dużą popularnością wśród naszych studentów.

W zbiorze tym znalazły się wszystkie wykłady z roku 1913/14 odnoszące się do podstawowych zagadnień z dziedziny fizyki promieni X, tak ważnej gałęzi nowoczesnej fizyki.

Czytelnik znajdzie w nim najnowsze rezultaty poszukiwań odnośnie do rozpatrywanych tematów. Liège, czerwiec 1914“.

W tym tomie autorem pierwszego i ostatniego wykładu był Pieńkowski. Oto ich tytuły: „Emisja promieni X“ i „Emisja elektronów pod działaniem promieni X“. Wśród innych autorów poszczególnych konferencji znajdujemy przedwcześnie zmarłego (w sierpniu 1914 roku) młodego matematyka V. L e c l e r c q a, tak szczerze przywiązanego do Pieńkowskiego, następnie asystenta profesora de Heen, E. B r a g a r d a, którego Pieńkowski potrafił zapalić i wciągnąć w krąg pracy naukowej

* Jerzy Devillez, obecnie wicegubernator Société Générale, był w latach 1913/14 prezesem komitetu redakcyjnego *Biuletynu* A. E. E. S. Zgodził się on na propozycję R. Ledrusa, by umieścić w biuletynie, a następnie wydać w osobnym tomie wykłady Seminarium Fizyki.

(B r a g a r d miał już wówczas około 40 lat), wreszcie F. H e n o n a i naszego kolegi Alfreda G i l l e t.

W tej grupie Alfred G i l l e t był „głównym chemikiem“. Pieńkowski zdecydował, że Gillet zgromadzi wszystkie istniejące wiadomości dotyczące stosunku zachodzącego między promieniami X a reakcjami chemicznymi. Pierwsze poszukiwania bibliograficzne wykazały, że wolumen publikacji na ten temat jest niezmiernie nikły. Postanowiono więc rozszerzyć zagadnienie i na działanie emisji elektronów (ściśle związanej z wytwarzaniem i absorpcją promieni X) na reakcje chemiczne.

Zawsze pierwszy w Instytucie, Pieńkowski pracował do późnej nocy. Mimo to znalazł czas na zorganizowanie na terenie Uniwersytetu w Liège Koła Naukowego pn. „Nauka i Praca“, w którym zgrupował studentów Polaków, mających aspiracje naukowe. Nazwa tego Koła, której autorem był Pieńkowski, mogłaby stanowić dewizę jego życia. Każdy członek musiał kolejno opracować referat na temat wybrany przez Pieńkowskiego. Tak np. Witold B e r n h a r d t przypomina sobie, że mówił na temat geometrii Descarta oraz teorii kwaternionów.

W r. 1912 Pieńkowski spędził pewien czas na studiach na Uniwersytecie w Heidelbergu. Już wówczas interesowały go specjalnie zagadnienia optyki, a w szczególności spektroskopia i zjawiska fotoluminescencji, jak również fizyka promieni X. Tym dwom dziedzinom, spektroskopii i promieniom X, pozostał on wierny do końca życia, tak że nasz Uniwersytet może z całą stanowczością przypisywać sobie zasługę początkowego wyboru późniejszej kariery naukowej nieodżałowanego uczonego.

Będąc na studiach w Liège poznał na Uniwersytecie Polkę, która stała się miała towarzyszką jego życia, oddaną współpracowniczką, natchnieniem i prawdziwą podporą. Pani P i e ń k o w s k a przyjechała na czas jakiś do Liège, by odwiedzić swego brata, studenta na Wydziale Technicznym w Instytucie Montefiore. Był on serdecznym przyjacielem Pieńkowskiego. Jakże często w późniejszych latach Stefan i Maria Pieńkowscy wspominali i rozpamiętywali lata uniwersyteckie i serdecznych przyjaciół Belgów. Ośmielę się zaryzykować twierdzenie, iż niekiedy dawało się wy czuć jakby cień nostalgii za minionymi latami młodości. W ich salonie w Warszawie, przynajmniej do 1939 roku, w którym to po raz ostatni byłem z wizytą w tym mieście, na poczesnym miejscu wisiał sztych przedstawiający kościół Saint Denis. Pieńkowski z pasją czytywał baśnie i podania ludowe z naszych stron. Zapamiętał on bardzo wiele słów i wyrażeń walońskich. Nie potrafię bez szczerego wzruszenia i żalu wspomnieć słów: „Mon cher enfant“, którymi od dwudziestu lat rozpoczynał swe listy do mnie.

Ilekczeń Pieńkowski wyjeżdżał na zachód Europy, zawsze zawadzał o Liège po to, by spotkać się z dawnymi przyjaciółmi i odwiedzić stare kąty, po których przechodził się przez kilkanaście lat swej młodości.

Wielka wojna w latach 1914/1918 postawiła młode małżeństwo Pieńkowskich przed całym szeregiem ważnych i trudnych problemów. Uniwersytet został zamknięty i Pieńkowski musiał utrzymywać się z lekcji matematyki, a nawet dzięki pomocy Karola Grégoire i de Heena został nauczycielem fizyki w średniej szkole miejskiej przy placu Maghin w Liège. Pieńkowscy dzielili zarówno smutne przeżycia, jak i nadzieje okresu okupacji niemieckiej. Pieńkowski umiał spokojnie i rzeczowo podtrzymywać innych przyjaciół na duchu, wskazując obiektywne powody, dla których można było spodziewać się zwycięstwa aliantów. Wspólnie z Karolem Hanocq, Marcelim Huybrechtsem, doktorem Mathienem i Andrzejem de Rassenfosse założył on „Klub“, którego członkowie schodzili się co drugi wtorek wieczorem, za każdym razem u innego członka. W dyskusji na temat toczącej się wojny jego pełne rozważa i dojrzałości rozumowanie potrafiło przekonać zarówno najśmielszych optymistów i marzycieli, jak i najskrajniejszych pesymistów. Wokół niego skupiali się ci, którzy brali udział w pracy podziemnej, po to, by korzystać z jego rad i nabrać sił i odwagi do dalszej walki. Jemu to właśnie, a niejednokrotnie tylko jemu jednemu, powierzali swe najgłębsze tajemnice i najbardziej zawile problemy.

Pieńkowscy zyskali sobie spośród mieszkańców Liège całe grono najwierniejszych i dozgonnych przyjaciół. Nasz kolega Antoni M. Grégoire, który na prośbę literata Feliksa Bodsona pomógł Pieńkowskiemu w nauce francuskiego, pisał do mnie ostatnio, jakim ciosem była dla niego wiadomość o śmierci polskiego uczonego. Wspominał w liście o wiejskich spacerach z żoną, dziećmi i Pieńkowskimi, o rozmowach zawsze ciekawych i pouczających, a zarazem serdecznych, pełnych swobody i uroczej uprzejmości, która cechowała Pieńkowskiego. Jakże kochał on dzieci i jak bardzo był przez nie kochany! Lubił się z nimi bawić. Synowie Antoniego Grégoire, zwłaszcza Karol, docent wydziału medycyny Uniwersytetu w Liège, synowie śp. doktora Mathien, w szczególności Wiktor, inżynier i doktor nauk stosowanych, wybitny spektroskopista, wreszcie syn Andrzeja de Rassenfosse, Jacques, mówią o Stefanie Pieńkowskim z tym samym serdecznym wzruszeniem, z jakim mówi o nim mój syn, gdy wspomina swego „wuja Stefa“.

Skoro tylko ojczyzna jego odzyskała niepodległość, powrócił on do Polski i od 1919 r. aż do śmierci zajmował katedrę fizyki doświadczalnej na Uniwersytecie Warszawskim. Powrót Pieńkowskiego do kraju był dla fizyki polskiej wydarzeniem ogromnej wagi. Dla nas wszystkich wychowanków Uniwersytetu w Liège był on niepowetowaną stratą. Z prawdziwym żalem myśli się o tym bodźcu dla fizyki zarówno w Liège, jak i w całej Belgii, którego motorem byłby Pieńkowski, zwłaszcza że w Warszawie musiał zaczynać od niczego. Posiadał on w najwyższym stopniu

owe cenne zalety, które charakteryzują wszystkich twórców szkół naukowych, a mianowicie: talent organizacyjny, poświęcenie posunięte do granic abnegacji, dar wzbudzenia zapału, niezmordowaną pracowitość i aktywność, a zwłaszcza dobroć, bezwzględne umiłowanie nauki i niewzruszoną wiarę w jej potęgę i rolę społeczną.

Rzucił się w wir walki z taką energią i wytrwałością, że już po kilku zaledwie latach jego Instytut stał się jednym z najbardziej ożywionych centrów w dziedzinie badań widmowych, a zwłaszcza fotoluminescencji. Gdy w 1929 roku przyjechałem na 2-letni pobyt do Warszawy, nie mogłem uwierzyć własnym oczom. W tym samym okresie Liège nie odgrywało najmniejszej roli, jeśli chodzi o jakieś poważniejsze badania w dziedzinie fizyki. A w młodym Instytucie przy ul. Hożej znalazłem wspaniałe laboratoria, gdzie wrzała praca tak dniem, jak i nocą.

Jakież kontrast z moim Uniwersytetem, na którym dział fizyki po prostu drzemał. Pan De h a l u, nasz inspektor i administrator, czynił w tym okresie pewne wysiłki, by ożywić nieco ten marazm, ale mimo to poziom działu fizyki równał się mniej więcej zeru. Innymi słowy — nie różnił się od sytuacji, jaką w 1919 r. zastał Pieńkowski w Warszawie.

Stwierdzenie tego wszystkiego, co potrafił stworzyć ten „wódz“ i organizator w ciągu dziesięciu zaledwie lat, podziało na mnie jak pobudka. Chociaż miałem już okazję w czasie moich pobytów za granicą poznać inne Instytuty Fizyki, o wiele aktywniejsze od naszego, żaden z nich nie nasuwał mi jednak porównania do huczącego ula, jakie się rzucało, gdy przyjeżdżałem do Pieńkowskiego. Nigdy dotąd nie spotkałem tak zgranego ducha zespołowości i takiej atmosfery gorączki twórczej.

Już w 1929 roku pod kierunkiem Pieńkowskiego pracowało 25 pracowników naukowych przydzielonych do Zakładu, nie licząc wielu zaawansowanych studentów. Główny wysiłek skierowany był na zagadnienia z dziedziny zjawisk fotoluminescencji i zjawiska Ramana. Ale doświadczenia z promieniami X nie były również zaniedbane. We wszystkich tych różnorodnych dziedzinach Pieńkowski był inicjatorem i twórcą.

Te dwa lata, które spędziłem u Pieńkowskiego w Warszawie, wywarły decydujący wpływ na mój pogląd naukowy, ponieważ tam właśnie zrozumiałem podstawową doniosłość pracy zespołowej i atmosfery twórczej. Niewielu ludzi umiało, tak jak Pieńkowski, rozbudzić entuzjazm oraz przywiązanie wśród swoich współpracowników i uczniów. Codziennie mistrz zachodził do wszystkich pracowni i dyskutował nad postępami każdego doświadczenia, czuwając nad celowością i wydajnością pracy, sprawdzając, czy wszystkie warunki higieny i bezpieczeństwa pracy były wypełniane i przestrzegane. (Jeśli zdarzyło się któremuś z nas pozostawić nieco kurzu na stole w laboratorium, znajdowaliśmy po pewnym czasie

wypisane palcem na tym kurzu inicjały S. P. i ta delikatna uwaga nam wystarczała).

Pieńkowski brał czynny udział w życiu zespołu Instytutu, przychodząc na herbatki organizowane przez „Koło Młodych“ (on sam miał wówczas 45 lat i niektórzy z jego współpracowników byli niewiele od niego młodszy). Po pewnym czasie traktować mnie zaczął jak swego przyjaciela i powiernika, zwierając mi swoje plany na przyszłość, być może dlatego, że przybywałem właśnie z Uniwersytetu w Liège, do którego był on tak serdecznie przywiązany. Z głębokim wzruszeniem wspominać będę zawsze spacer i wycieczki, które miałem szczęście odbywać bądź we dwójkę z mistrzem, bądź też we troje z panią Pieńkowską, czy to w Tatrach, czy wśród piasków Mądralina, czy nad Wisłą w Warszawie, czy wreszcie po starych uliczkach Krakowa i Lwowa. Towarzyszyłem mu w 1929 r. w jego tournée naukowej, w czasie której wygłosił on szereg odczytów we Lwowie, Krakowie, Wiedniu, Zurichu, Monachium, Lipsku i Berlinie. Rozmowy jego były zawsze przepełnione głęboką miłością do nauki, a zwłaszcza do ukochanej przez niego fizyki, oraz prawdziwą dobrocią i przywiązaniem do ludzkości i całej natury. Pieńkowski był bezprzykładnie dobry. Promieniował on optymizmem i zaufaniem. Kilku z jego przyjaciół i współpracowników z Warszawy pisało, że takim pozostał do końca życia. Nie zapomnę nigdy jego jasnego, szczerego i jakże młodzieńczego śmiechu.

Dziesięć lat wystarczyło Pieńkowskiemu do stworzenia wielkiego Instytutu naukowego i badawczego, znanego całemu światu i ściągającego do siebie naukowców i badaczy z najodleglejszych krajów. Uniwersytet Wisconsin nie wahał się przysłać do Pieńkowskiego młodego obiecującego fizyka dra Winstona Crama, wiedząc, że ten spektroskopista spotka w Warszawie jednego z nielicznych profesorów europejskich, który mógłby nauczyć go więcej niż najwybitniejsi uczeni amerykańscy. W początkach swojej pracy w Warszawie on sam wysyłał najbardziej obiecujących uczniów: A. Sołtana do Paryża, A. Jabłońskiego do Berlina, W. Kapuścińskiego do Utrechtu, S. Szczeniowskiego do Chicago itp.

Mimo że spektroskopia (fluorescencja i rezonans) była w laboratoriach u Pieńkowskiego od samego początku specjalnie wyróżniona, uderza jednak fakt różnorodności kierunków poszukiwań jego młodej ekipy. A więc: stała dialektyczna mieszanina niejednorodnych, emulsji gazowych i roztworów koloidalnych, rozpylanie katodowe stopów, badania emulsji fotograficznych za pomocą promieni X itd.

Do doskonała znajomość chemii, którą Pieńkowski zdobył na wykładach Walthère Springa, znakomicie mu dopomagała i wzbudzała zasłużony zachwyt jego współpracowników i uczniów.

Od samego początku swej działalności warszawskiej zwracał Pieńkowski szczególną uwagę na „techniczne“ przygotowanie eksperymentatorów. Na przykład, każdy z nich przed rozpoczęciem badań laboratoryjnych musiał się zapoznać praktycznie ze sposobami wydmuchiwania szkła. Świetna ta koncepcja wydała owoce.

Wszyscy jego współpracownicy (Bernhardt, Jabłoński, Kapuściński, Majewski, Sołtani i inni) potrafili sami zainstalować sobie swoje urządzenia szklane. Dzięki temu szklarz specjalista mógł cały swój czas poświęcić na konstruowanie najbardziej skomplikowanych aparatów (jak na przykład pomp dyfuzyjnych, specjalnych łuków rtęciowych itp.).

Przywiązywał on również dużą wagę do przygotowania doświadczeń pokazowych, bardzo licznych i obejmujących wszystkie niemal dziedziny fizyki. By poznać wszystkie „nici“ fizyki doświadczalnej, doskonałym bez wątpienia sposobem jest dobór i właściwe funkcjonowanie wszelkich aparatów demonstracyjnych.

Pieńkowski miał zawsze dwóch asystentów wykładowych. Pierwszy był odpowiedzialny za właściwe przeprowadzenia doświadczeń, drugi pełnił dwuletnią praktykę u boku pierwszego po to, by z kolei jako młody asystent „szkolić“ następców.

Pieńkowski dbał, by każdy z jego współpracowników miał dosyć czasu na prowadzenie badań. Liczba jego personelu naukowego była wysoka (około 20 asystentów), a obowiązki formalne w miarę możliwości zredukowane do minimum.

Każdy asystent mógł z łatwością utrzymać ciągłość swoich doświadczeń mając co najmniej połowę czasu na własną pracę. Zresztą Pieńkowski osobiście interesował się sytuacją materialną każdego pracownika, zwłaszcza swych asystentów. Miał nawet odwagę zwołać rektorów z całej Polski po to, by zainicjować wspólne wystąpienie wobec rządu w celu uzyskania podwyżki płacy dla pracowników warsztatu mechanicznego.

Instytut rozwijał się i rozkwitał stale aż do 1939 roku. Pierwszy międzynarodowy kongres fotoluminescencji odbył się w Warszawie i uwieńczony został wspaniałym sukcesem. Niestety jednak, zaszczyty i ciężary administracyjne spływały coraz większym brzemieniem na barki Pieńkowskiego. Powracając do Warszawy w 1935 r., następnie w 1939 miałem możliwość każdorazowo konstatować naocznie olbrzymi rozwój Instytutu na Hożej. W tym czasie Pieńkowski był już dwukrotnie rektorem i oddał nieocenione usługi Uniwersytetowi Warszawskiemu. Przez lat kilka piastował on również godność prezesa Polskiego Towarzystwa Fizycznego, którego był jednym z założycieli. Otrzymał później tytuł członka honorowego tego Towarzystwa. Był on również członkiem Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie. On to był inspiratorem i głównym organiza-

torem kongresów fizyków polskich, które odbywały się kolejno we wszystkich miastach uniwersyteckich Polski (Warszawie, Krakowie, Lwowie, Poznaniu, Wilnie). Na każdym z nich jego współpracownicy i uczniowie zgłaszali różne ciekawe wyniki oryginalnych badań. Ostatni raz byłem w Zakładzie w czerwcu 1939 r., a więc na krótko przed tragicznym ciosem, który miał uderzyć Pieńkowskiego i całą naukę polską. Mimo ciężkich obowiązków rektorskich, mimo wykładów i czynnego udziału we wszystkich niemal pracach organizacyjnych związanych z nauką w Polsce Rektor potrafił znaleźć czas na kierowanie pracami swoich uczniów i przeprowadzać własne doniosłe badania i prace. Sposób, w jaki umiał pogodzić ze sobą wszystkie te tak różnorodne czynności, budził we mnie nieklamany podziw i na zawsze pozostał zagadką. Zdrowie mu dopisywało, toteż szafował nim bez zastanowienia. Nie chcąc tracić czasu zabierał uczniów lub współpracowników do samochodu rektorskiego i w drodze z Instytutu na Uniwersytet lub na dworzec dawał im rady i pouczenia. Nie pozwalał sobie na żaden dłuższy urlop czy wypoczynek, najwyżej od czasu do czasu wyjeżdżał na kilka dni bądź w Tatry w okolicy Zakopanego, bądź też do jakiegoś cichego zakątka na południe Polski.

Inwazja hitlerowska była dla niego bolesnym ciosem. Jego Instytut został systematycznie i doszczętnie zrabowany przez najeźdźców, współpracownicy rozpiechli się po całym świecie, a budynek zajęty przez administrację kolei. Z narażeniem życia Pieńkowski zorganizował tajne nauczanie na szczeblu uniwersyteckim (łącznie z ćwiczeniami). Stworzył tajne komplety, zebrania naukowe i otaczał się młodymi badaczami i młodzieżą uniwersytecką. Rychło stał się symbolem oporu warszawskich sfer naukowych przeciw hitlerowskiemu najeźdźcy.

Natychmiast po wyzwoleniu w roku 1944 zabiera się z całą energią do pracy nad odbudową nauki i życia uniwersyteckiego swej ojczyzny. W ciągu trzech pierwszych lat po wojnie jest on rektorem Uniwersytetu Warszawskiego. Istnienie Uniwersytetu w Warszawie jest w olbrzymiej mierze zasługą Pieńkowskiego, gdyż zaraz po wyzwoleniu istniały dość silne tendencje, które sprzeciwiały się wskrzeszaniu wyższych uczelni w tak zrujnowanym mieście, jakim była stolica Polski. Jednocześnie zreorganizował on Instytut Fizyki Doświadczalnej. Przeprowadził remont budynków, laboratoria otrzymały nowe wyposażenie, daleko lepsze i nowocześniejsze niż w roku 1939, dobudowano dwa skrzydła i odrestaurowano wielką salę wykładową, przybyło kilka nowych katedr, które zajęli dawni jego uczniowie.

Parę dziesiątków młodych badaczy rozpoczęło prace pod doświadczo-
nym okiem mistrza, korzystając z jego rad i pouczeń. Aż do ostatniej chwili Pieńkowski zachował bystrość umysłu, niestrudzoną energię i roz-

mach. Mimo przytłaczającego brzemienia obowiązków jeszcze na parę miesięcy przed śmiercią rozpoczął poszukiwania w zupełnie nowych dziedzinach fizyki, na przykład nad pewnymi zagadnieniami fizyki jądrowej. Gdy utworzono w Polsce nową Akademię Nauk (PAN), został on wybrany na członka prezydium.

W czasie ostatniej choroby, gdy przebywał w klinice, skąd już nie miał powrócić, dostał nominację na pierwszego dyrektora nowego Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk.

Zainteresowania Pieńkowskiego nie ograniczały się zresztą do samej fizyki. Od chwili objęcia pierwszej kadencji nowego rektoratu przed wojną, a zwłaszcza po przeprowadzeniu całkowitej reorganizacji szkolnictwa wyższego w Polsce po wojnie, Pieńkowski brał czynny udział w opracowaniu i ustalaniu nowych programów nauczania oraz prac badawczych we wszystkich gałęziach wiedzy. Zajmował się w szczególności zagadnieniami astrofizyki i z wielką radością doniósł mi ostatnio o powziętej przez rząd polski decyzji stworzenia w Polsce Instytutu Astrofizyki.

Pieńkowski „porozsiewał“ swych uczniów po całej Polsce i za granicą. W chwili obecnej ponad 20 profesorów na uniwersytetach w Polsce są to dawni uczniowie z Instytutu na Hożej. Uczeń jego B e r n h a r d t, prowadzi prace w naszym Instytucie Fizyki. Jedna z tez doktorskich (mianowicie teza piszącego te słowa) jak również praca habilitacyjna J. G e n a r d a, które były bronione na naszym Uniwersytecie, były przygotowane u Pieńkowskiego. Tematy licznych prac licencyjnych i doktorskich, przedstawionych w Liège w okresie od 1930—1940, zrodziły się dzięki doświadczeniom przeprowadzanym w warszawskim Instytucie. Pieńkowski jako „Chef d'École“ mógłby opublikować dziesięciokrotnie więcej prac. Podsuwał on swoim uczniom najrozmaitsze idee, prowadził ich doświadczenia, pomagał w konstruowaniu właściwych wniosków — i dopomagał w ich interpretacji, lecz kiedy przychodziła chwila publikacji, nie dorzucał on swego nazwiska do nazwiska autora dzieła, pragnąc tym sposobem dać maksimum zachęty i bodźca do pracy młodym badaczom. Instytut wydawał wielką ilość prac, lecz bardzo niewiele z nich nosiło podpis właściwego autora lub co najmniej głównego inspiratora i przewodnika.

Wiele uniwersytetów, między innymi Sorbona, nadało Pieńkowskiemu tytuł doktora *honoris causa*. Liczne instytucje naukowe polskie i zagraniczne wybrały go na członka. Belgijskie Królewskie Towarzystwo Nauk jako pierwsze uczyniło go swoim członkiem-korespondentem. W protokołach Towarzystwa z roku 1919 znajdujemy następującą notatkę: „Na zebraniu w dniu 22 maja 1919 r. P i e ń k o w s k i, asystent Instytutu Fizyki Uniwersytetu w Liège, laureat Królewskiej Akademii Belgijskiej,

podany został jako kandydat na członka zwyczajnego. Na następnym zebraniu w dniu 20 czerwca dokonano jednogłośnie wyboru. Pan Pieńkowski, uczeń profesora de Heen, wkrótce po tej uroczystości opuścił nas po to, by w swej wskrzeszonej Ojczyźnie, bohaterkiej Polsce, objąć katedrę fizyki na Uniwersytecie Warszawskim“. Zdobył on bardzo wysokie odznaczenia i tytuły honorowe, ale do tych zaszczytów nie przywiązywał wagi. Jego największą radością i pasją było rozbudzanie powołań naukowych, rozpalanie zamiłowania do wiedzy i walka o prawdę. Pieńkowski zmarł 20 listopada 1953 r. na skutek leukemii, czyli białaczki, która trwała osiem tygodni. Uczyniono wszystko, by go ocalić. Znakomity specjalista szwajcarski, profesor Moeschlin z Zurichu, zawezwany przez rząd polski do chorego udał się w tym celu do Warszawy. On to właśnie wraz z panią Pieńkowską informował mnie o przebiegu tej strasznej choroby. Niestety, najtroskliwsza nawet opieka nie zdołała ocalić chorego. Donosząc mi tragiczną wiadomość o śmierci mego mistrza profesor Moeschlin napisał te słowa: „Na nieszczęście lekarze dotychczas nie umieją leczyć wszystkich chorób“.

Po mszy żałobnej w kościele św. Karola Boromeusza Pieńkowski został pochowany w Alei Zasłużonych na Powązkach. Przemówienia żałobne nad trumną wygłosili: prezes Polskiej Akademii Nauk, minister szkolnictwa wyższego, rektor Uniwersytetu Warszawskiego, prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego (jego dawny współpracownik, prof. Sołtan), występujący w imieniu uczniów zmarłego prof. L. Sosnowski oraz przedstawiciel studentów.

Po 1939 roku miałem zaledwie dwukrotnie okazję spotkać Pieńkowskiego. W 1946 po jego powrocie z Bikini, gdzie był obecny przy pierwszych publicznych próbach wybuchu bomby atomowej. Spędziłem wówczas w Pasadenie kilka dni w jego towarzystwie. Po raz ostatni widziałem go w roku 1948, kiedy to przyjechał do nas do Essneux na parę dni i odwiedził kilku starych przyjaciół z Liège, m. in. Ch. Hanocq'a, V. Mathiena, A. Grégoire'a i A. de Rossenfosse'a. 2 września br. napisałem do niego ostatni list z życzeniami z okazji imienin. Do końca życia będę się czuł jego dłużnikiem. I bardzo wielu innych dzielić będzie ze mną to uczucie, ponieważ liczni są ci, których karierę naukową, pogląd na życie i naukę, a nawet charakter urobiła szlachetna postać zmarłego. Członkowie Królewskiego Towarzystwa Nauk w Liège, którzy znali Pieńkowskiego, chylą głowy wobec bólu jego małżonki. Ale w tej żałobie pociechą Jej będzie świadomość, że była ona towarzyszką życia jednej z najszlachetniejszych osobistości Polski współczesnej; że brała udział we wszystkich wysiłkach, osiągnięciach, nadziejach i rozczarowaniach jednego z najwybitniejszych luminarzy fizyki światowej. Wszyscy przyjaciele Pieńkowskiego znają doskonale rolę, czasami nawet nieświadomą,

jaką odegrała w życiu zmarłego pani Pieńkowska. W pracach, które należy doprowadzić do końca, a więc porządkowaniu zapisków, wydaniu nie opublikowanych dzieł i w kontynuowaniu pracy społecznej znajdzie ona z pewnością ukojenie bólu i żałoby. My wszyscy członkowie tutejszego Towarzystwa zachowamy na zawsze gorąco w pamięci jednego z naszych najbardziej cenionych i ukochanych kolegów, polskiego profesora Stefana Pieńkowskiego, wielkiego przyjaciela Liège oraz Belgii.

Leopold Jurkiewicz

Zakład Fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej

Wielkie pęki powietrzne promieni kosmicznych*

Wstęp

Pierwsze informacje dotyczące wielkich pęków powietrznych promieni kosmicznych (zwane dalej po prostu wielkimi pękami) uzyskał A u g e r i i współpracownicy [1] w r. 1938. Mierzili oni na wysokości 3500 m liczbę koincydencyj między impulsami z dwóch liczników G.-M. w zależności od odległości między nimi przy rozsuwaniu ich w płaszczyźnie poziomej. Z pomiarów tych wynikało, że istnieje genetyczny związek między niektórymi cząstkami kosmicznymi, mogącymi trafiać na ziemię w odległościach dochodzących do 300 m. Pomiarы grupy S k o b i e l c y n a [2] stwierdziły (r. 1947), że odległość ta może dochodzić do 1 km.

Ustalono w ten sposób, że cząstki wielkich pęków mogą pokrywać olbrzymie powierzchnie. Z pomiarów rozkładu gęstości cząstek jonizujących na tej powierzchni można było przeprowadzić przybliżoną ocenę maksymalnej liczby cząstek należących do jednego pędu, na podstawie której wynika, że liczba ta jest rzędu 10^8 — 10^9 . Przyjmując, że na poziomie morza średnia energia tych cząstek jest równa 10^8 eV, biorąc następnie pod uwagę, że część energii cząstek kosmicznych tracona jest w wyższych warstwach atmosfery oraz uwzględniając energię składowej fotonowej, wnioskujemy, że w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym istnieją cząstki, których maksymalna energia kinetyczna dochodzić może do 10^{16} — 10^{17} eV (niektórzy autorowie oceniają tę maksymalną energię nawet na 10^{18} eV).

Już w pierwszych latach po odkryciu A u g e r a w całym szeregu doświadczeń ustalono, że w odróżnieniu od ogólnego promieniowania kosmicznego wielkie pęki złożone są głównie z elektronów i fotonów wysokiej energii. Dzięki temu utrzymywał się przez jakiś czas pogląd przyjmujący wielkie pęki jako kaskady czysto elektronowo-fotonowe, zapoczątkowane przez elektrony pierwotne. Dzisiaj dobrze wiemy, że

* Artykuł ten zdaje sprawę z postępu ostatnich lat, przedstawiając dane doświadczalne i ujęcia teoretyczne uzupełniające obszerną pracę M. Mięsowicza „O zderzeniach nukleonów bardzo wysokich energii“, *Postępy Fizyki*, 3, 313 (1952), (przyp. Red.).

wielkie pęki powietrzne traktować musimy jako bardzo złożony proces jądrowy, zapoczątkowany przez zderzenie nukleonów bardzo wysokiej energii z jądrami materii w atmosferze ziemskiej, w którym kaskady elektronowo-fotonowe są zjawiskiem wtórnym. Ze względu na to, że wiele pomiarów odnoszących się do wielkich pęków daje się opisać za pomocą teorii kaskad elektronowo-fotonowych, zajmiemy się nimi przede wszystkim.

Ogólne uwagi dotyczące kaskad elektronowo-fotonowych

Zasadniczą rolę w tworzeniu się kaskad elektronowo-fotonowych, zapoczątkowanych przez elektron bądź foton wysokiej energii w materii, odgrywają dwa procesy:

- a) promieniowanie hamowania elektronów w polu mijanych jąder i
- b) tworzenie par przez fotony.

Dwa te procesy powodują mnożenie się cząstek kosmicznych w materii i rozwijanie się lawin elektronowo-fotonowych, zwanych dalej kaskadami lub pękami elektronowo-fotonowymi. Pęki te rozwijają się, jeżeli energia elektronów i fotonów jest wyższa od tak zwanej energii krytycznej ϵ , przez którą rozumie się tę wartość energii ϵ , przy której straty energii elektronu na jednostkę kaskadową * drogi w materii przez wypromieniowanie są równe stratom jego energii przez jonizację i wynoszą ϵ :

$$\left[-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{jon} = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{prom} \right]_{E=\epsilon} = \epsilon \quad (1)$$

Elektrony posiadające energię niższą od ϵ będą ją traciły głównie przez jonizację, zaś w przypadku gdy ich energia będzie wyższa od ϵ — przez wypromieniowanie fotonów. W uproszczonej teorii przyjmuje się umownie, że pęk wygasa, gdy energia jego cząstek spadnie do wartości ϵ . Dla powietrza $\epsilon \approx 10^8$ eV.

Inne procesy, jak zjawisko Comptona, zjawisko fotoelektryczne i jonizacja odgrywają rolę w procesach tworzenia się kaskad elektronowo-fotonowych przy energiach o wartości zbliżonej do ϵ i niższej od niej. Wpływają one na jeszcze silniejsze rozdrabnianie pierwotnej energii cząstek pękowych. Procesy te przyczyniają się do szybszego wygasania rozwijających się w materii kaskad elektronowo-fotonowych.

Opierając się na wyrażeniach mechaniki kwantowej, podających prawdopodobieństwo procesu tworzenia się par z fotonów na jednostce drogi i procesu wypromieniowania przez elektron dużej energii przy przejściu ich przez materię, zapisujemy tak zwane równania dyfuzyjne jednowy-

* Bliższe wyjaśnienie tego pojęcia znajdzie czytelnik w cytowanym wyżej artykule M. Mięsowicza, s. 331 i dalsze (przyj. Red.).

miarowej elektromagnetycznej teorii kaskad. Są to równania różniczkowo-całkowe, opisujące zależność liczby elektronów i fotonów pędu w danym przedziale energetycznym w zależności od głębokości. Za jednostkę drogi przyjmujemy wymienioną wyżej jednostkę kaskadową drogi, po przebiegnięciu której energia elektronu na skutek strat na wypromieniowanie fotonów spada, średnio biorąc do $1/e$ początkowej wartości.

Rozwiązując te równania przy założeniu kompletnego ekranowania jądra przez otaczające go elektrony, otrzymujemy dla całkowitego widma energii elektronów w pęku w zależności od odległości l (mierzonej w jednostkach kaskadowych) od miejsca, gdzie wszedł do materii pierwotny elektron, wyrażenie:

$$N(E, E_0, l) = \left(\frac{E_0}{E + \varepsilon} \right)^{s_0} \cdot \Phi(t, s_0) \cdot e^{-\lambda_1(s_0) \cdot l} \quad (2)$$

$N(E, E_0, l)$ oznacza liczbę elektronów o energii większej od E na głębokości l , w pęku zapoczątkowanym przez elektron pierwotny o energii E_0 . We wzorze tym właściwy rozwój kaskady, prawie niezależnie od energii pierwotnej elektronu (pomijamy tu logarytmiczną zależność od energii czynnika $\Phi(l, s_0)$, opisuje ostatni czynnik wykładniczy, w którym $\lambda_1(s_0)$ przyjmuje dla różnych głębokości (różnych wartości s_0) rozmaite wartości. Dla głębokości l przed maksimum rozwoju kaskady ($s_0 < 1$) mamy $\lambda_1(s_0) < 0$ i dzięki temu obserwujemy ze wzrostem l wzrost liczby elektronów. W maksimum rozwoju kaskady ($s_0 = 1$) mamy $\lambda_1(s_0) = 0$. Wreszcie dla głębokości po przekroczeniu maksimum rozwoju kaskady ($s_0 > 1$) mamy $\lambda_1(s_0) > 0$ i wobec tego liczba elektronów ze wzrostem głębokości maleje. Podobny wzór można zapisać również na liczbę fotonów w pęku. Parametr s zwykło się w teorii kaskad nazywać parametrem wieku kaskady (wartość s_0 znajdujemy z równań dyfuzyjnych teorii kaskad).

Teorie wielkich pęków

Najwięcej materiału do porównania z doświadczeniem dostarczyła teoria wielkich pęków opracowana przez Molière'a (1943) [3]. Wywnoził on z założenia, że wielkie pęki powstają w procesach elektromagnetycznych z pierwotnych elektronów wielkiej energii, które miały przychodzić z przestworzy do atmosfery.

Przyjmując, że cała struktura przestrzenna wielkich pęków pochodzi z coulombowskiego rozpraszania elektronów w atmosferze ziemskiej, Molière przeprowadził obliczenie krzywej rozkładu przestrzennego elektronów w stosunku do osi pędu, robiąc następujące założenia:

1. Widmo energetyczne, całkowite elektronów pierwotnych ma charakter wykładniczy, dający się opisać funkcją: $F(>E_0) = \text{const.} \cdot E_0^{-\gamma}$, gdzie $\gamma = 1,8$.

2. Wszystkie pęki rodzą się na granicy atmosfery, ich osie mają kierunek pionowy.

3. Wszystkie pęki wykazują jednakowy rozkład przestrzenny gęstości cząstek, taki jak w maksimum rozwoju, niezależnie od całkowitej liczby cząstek i niezależnie od głębokości. Rozkład ten ma postać:

$$\rho(r, E, E_0, l) = N(E, E_0, l) \cdot U(r) \quad (3)$$

W wyrażeniu tym $\rho(r, E, E_0, l)$ oznacza gęstość elektronów na głębokości l w atmosferze, o energii większej od E , w odległości r od osi wielkiego pędu, zapoczątkowanego przez elektron pierwotny o energii E_0 , $N(E, E_0, l)$ jest liczbą cząstek o energii większej od E na głębokości l w pęku zapoczątkowanym przez elektron o energii E_0 , jaką daje jednowymiarowa teoria kaskad, $U(r)$ jest funkcją przedstawiającą zależność gęstości elektronów od odległości od osi pędu.

Inne przyczyny rozproszeń kątowych, jak kąt między rozlatującymi się elektronami par, kąt między fotonami hamowania i rodzącymi je elektronami oraz odchylenia fotonu w zjawisku Comptona, przyjmuje autor jako dające przyczynki bardzo małe i pomija je w swych obliczeniach*.

Teoria Molière'a dawała tylko bardzo przybliżony obraz rozwoju wielkich pęków w atmosferze ziemskiej, nie uwzględniała bowiem faktu, że zapoczątkowujące je pierwotne promieniowanie, składa się nie z elektronów, lecz z protonów i cięższych jąder bardzo wysokiej energii (co zresztą zostało odkryte dopiero po jej opracowaniu). Nie uwzględniała więc tego, że u podstaw rozwoju wielkiego pędu muszą być wzięte pod uwagę procesy jądrowe skrajnie wysokich energii.

Procesy te uwzględnione zostały w teorii zapoczątkowanej przez Heitlera i Jánossy'ego, a następnie opracowanej szczegółowo w szeregu prac przez Messela i współpracowników [4] (1953). Teoria ta przyjmuje za podstawę rozwoju wielkich pęków następujący proces elementarny (tak zwany proces wielokrotnej produkcji mezonów π)**. Nukleon dużej energii E_0 zderza się nieelastycznie z jądrem. Oddziałuje on z jednym tylko nukleonem tego jądra. W wyniku zderzenia pozostają trzy poruszające się cząstki: nukleon pierwotny ze zmniejszoną energią E_1 , wybity nukleon o energii E_2 i jeden mezon o energii E_m , przy czym zachodzi oczywiście: $E_1 + E_2 + E_m = E_0$. Dalsze zderzenia pierwotnego nukleonu z innymi nukleonami w jądrze są możliwe i prowadzą do tworzenia się kaskad

* Inne szczegóły dotyczące teorii Molière'a znajdzie czytelnik w cytowanej pracy M. Mięsowicza, s. 335—339 (przyp. Red.).

** M. Mięsowicz, *Postępy Fizyki*, 3, 313 (1952).

nukleonowo-mezonowych. Zderzeń tych musi być tyle, ile mezonów π pojawia się w pęku. Aby uzyskać zgodność wyników obliczeń z doświadczeniem teoria ta przyjmuje dla protonów pierwotnych widmo energetyczne całkowite o wykładniku 1,1.

W teorii tej zostało przerachowane rozprzestrzenianie się kaskad w trzech wymiarach, spowodowane tylko oddziaływaniem natury jądrowej. Pozwala ona wyliczyć średnie kwadratowe odchylenie kątowe emitowanych nukleonów w zderzeniach z jądrami ciężkimi i jądrami lekkimi. Według Messela otrzymane wyniki rachunków są jakościowo zgodne z danymi uzyskanymi z istniejącego materiału kliszowego. Przeprowadzono również obliczenia dla kaskad w atmosferze. Wyniki uzyskane dla składowej nukleonowej wielkich pęków są, zdaniem Messela, zgodne z doświadczeniem.

Inny mechanizm zderzenia nukleon-nukleon przyjmują teorie zapoczątkowane przez Heisenberga i rozwijane następnie przez szereg autorów (Heisenberg, Fermi, Landau i in.). Są to teorie oparte na modelu tak zwanych zderzeń wielorodnych*, w którym przyjmuje się, że w jednym akcie zderzenia nukleon-nukleon bardzo wysokiej energii powstaje nieraz wiele mezonów π . Ich liczba rośnie ze wzrostem energii uderzającego nukleonu.

Wszystkie teorie przyjmujące procesy jądrowe za podstawę rozwoju wielkich pęków zakładają następujący obraz dla tego zjawiska:

1. nukleon pierwotny zapoczątkowuje w zderzeniu z jądrem pęk nukleonów i mezonów π , rozmnażający się kaskadowo.
2. mezony π^\pm dają w dalszym swym locie przez atmosferę początek składowej mezonowej μ wielkich pęków.
3. mezony π^0 dają początek rozwoju składowej miękkiej wielkich pęków.

Wykładnik widma gęstości cząstek wielkich pęków

W praktyce stosujemy do pomiarów wielkich pęków aparatury, w których n tac licznikowych o tej samej powierzchni S może mieć dowolne rozmieszczenie, na przykład na linii prostej, w płaszczyźnie poziomej, w wierzchołkach trójkąta równobocznego, kwadratu itp.

Z pomiarów przeprowadzonych przez Cocco i Nego i współpracowników [5] (1943—44) i Daudina [6] (1945) wiadomo, że liczba koincydencji n -krotnych przy zmianie powierzchni n tac licznikowych aparatury wielopękowej S na mS zmienia się wg formuły:

$$C_n(m \cdot S) = m^n \cdot C_n(S), \quad (4)$$

gdzie $C_n(mS)$ jest liczbą koincydencji na godzinę między impulsami

* Patrz M. Mięśowicz. Postępy Fizyki, 3, 313 (1952)

z n tac o powierzchni $m \cdot S$, zaś $C_n(S)$ jest liczbą koincydencji na godzinę między impulsami z n tac licznikowych o powierzchni S ; κ na poziomie morza ma wartość bliską 1,4.

Przy bardzo małej powierzchni zajętej przez aparaturę (małej w porównaniu z powierzchnią, na którą trafiają wszystkie cząstki pęku) i symetrycznym ułożeniu tac licznikowych można przyjąć średnią gęstość ϱ cząstek na ich powierzchniach za stałą. Przyjmując rozkład Poissona dla gęstości cząstek w miejscu pomiaru, napiszemy na liczbę n -krotnych koincydencji wyrażenie:

$$C_n(S) = \int_0^{\infty} (1 - e^{-e^S})^n \cdot \nu(\varrho) d\varrho, \quad (5)$$

gdzie $\nu(\varrho)d\varrho$ jest widmem różniczkowym gęstości cząstek wielkich pęków w miejscu pomiaru. Przez porównanie dwóch ostatnich wyrażenń otrzymujemy widmo różniczkowe gęstości cząstek w formie:

$$\nu(\varrho) d\varrho = K \cdot \varrho^{-(\kappa+1)} d\varrho. \quad (6)$$

Wstawiając do wyrażenia (5) uzyskaną formę (6) widma gęstości cząstek pękowych, otrzymujemy zależność:

$$C_n(S) = K \cdot \Gamma(-\kappa) S^{\kappa} \cdot W_n, \quad (7)$$

gdzie

$$W_n = -\binom{n}{1} + \binom{n}{2} 2^{\kappa} - \binom{n}{3} \cdot 3^{\kappa} + \dots \quad (8)$$

Związek (4) służy za punkt wyjścia przy pomiarze wartości wykładnika κ . W przypadku pomiarów rozległą aparaturą przy dowolnym ułożeniu tac licznikowych trzeba uwzględnić, że na każdej tacy pomiarowej mamy inną gęstość cząstek, przez co obliczenia komplikują się dość znacznie. Uzyskujemy jednak na liczbę n -krotnych koincydencji podobną formę zależności od powierzchni użytych tac, jaką daje wzór (7).

Według teorii elektromagnetycznej kaskad musi istnieć związek wartości wykładnika κ z wartością wykładnika γ widma energetycznego elektronów pierwotnych zapoczątkowujących kaskadę. Związek ten ma formę:

$$\kappa = \frac{\gamma}{s}, \quad (9)$$

gdzie s jest wspomnianym wyżej parametrem wieku kaskady. Ze związku (9) wynika, że w pomiarach na danej głębokości wyznaczamy daną aparaturą pewną średnią wartość κ dla rejestrowanych pęków. Związek (9) pozwala przejść od widma gęstości cząstek rejestrowanych do widma energetycznego cząstek pierwotnych.

Systematyczne pomiary wartości κ dla różnych odstępów tac licznikowych, a więc dla pęków o różnych całkowitych liczbach cząstek, zostały przeprowadzone przez grupę Skobieltyna na Pamirze. Autorzy ci stwierdzili, że dla odległości między tacami od 100 m do 1000 m wartość wykładnika κ zmienia się od 1,8 do 2,1, jest więc wyraźnie wyższa niż w pomiarach w pobliżu osi pęków, dających wartość κ około 1,4.

Selektywność aparatury pomiarowej

Łatwo dostrzec, że każda aparatura do pomiaru wielkich pęków reaguje selektywnie na rejestrowane przez nią pęki. Rejestruje ona pęki, których średnią gęstość wyliczymy z wzoru:

$$\varrho = \frac{K \int_0^{\infty} (1 - e^{-eS}) \cdot \varrho^{-(\kappa+1)} \cdot \varrho \cdot d\varrho}{K \int_0^{\infty} (1 - e^{-eS}) n \cdot \varrho^{(\kappa+1)} d\varrho} = \frac{\kappa}{S} \cdot \frac{W_n(\kappa-1)}{W_n(\kappa)},$$

gdzie $W_n(\kappa-1)$ i $W_n(\kappa)$ są wielomianami zależnymi odpowiednio od $(\kappa-1)$ i κ wg formuły (8).

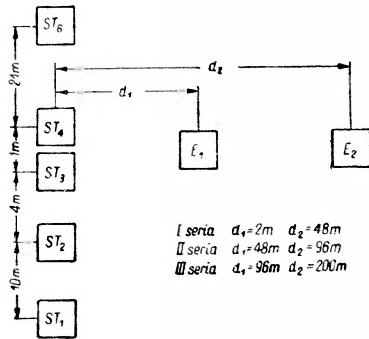
Z wyrażenia tego wynika, że średnia gęstość cząstek wielkich pęków rejestrowanych przez aparaturę jest odwrotnie proporcjonalna do powierzchni tac licznikowych. Daje nam to możliwość swobodnego wybierania średniej gęstości cząstek pędu przez samą tylko zmianę powierzchni tac licznikowych. Rozsuwanie tych tac od siebie w płaszczyźnie poziomej pozwala nam, z drugiej strony, na swobodne wybieranie zakresu całkowitej liczby cząstek w rejestrowanych pękach, a tym samym — całkowitej energii rejestrowanych pęków.

I se i Fretter [7] (1949) oraz szereg innych autorów wykazali, że każda aparatura rejestrująca wielkie pęki działa również selektywnie w stosunku do położenia osi rejestrowanych pęków. Zwykle używana aparatura do pomiaru wielkich pęków o powierzchni tac $\sim 0,1 \text{ m}^2$, rozsuniętych na odległość nie przewyższającą kilku metrów, rejestruje w większości przypadków pęki, których osie trafiają w odległościach nie większych od 10 m. Wynika z tego, że pomiary przeprowadzane aparaturą niezbyt rozległą wykonywane są w większości przypadków w odległościach rzędu kilku metrów od osi rejestrowanych wielkich pęków.

Rozkład przestrzenny cząstek w wielkich pękach

Najprostszym, często dziś jeszcze stosowanym doświadczeniem pomiarowym, odnoszącym się do rozkładu gęstości cząstek wielkich pęków na powierzchni ziemi, jest pomiar tak zwanej krzywej dekoherencji, wyko-

nany po raz pierwszy przez Augera i współpracowników [1] (1938). Pomiar ten daje zależność liczby koincydencji w funkcji odległości dwóch tac licznikowych, rozsuwanych w płaszczyźnie poziomej. Z pomiaru tego możemy pośrednio wnosić o rozkładzie przestrzennym cząstek jonizujących wielkich pęków.



Rys. 1

Cocconi i współpracownicy [8] (1949) zastosowali w swych pomiarach aparaturę pozwalającą bezpośrednio ustalać odległość od osi pędu, w jakiej dokonuje się pomiaru gęstości cząstek jonizujących, należących do rejestrowanych pęków. Aparatura ich (rys. 1) składała się z 5 selektorów ($ST_1—ST_5$) ustawionych na linii prostej w stałych odległościach i dwóch detektorów gęstości elektronów E_1 i E_2 ,

które mogły być ustawione w dowolnych odległościach (dochodzących do 200 m) od linii selektorów ST^* .

Selektory trzonów, stosowane przez Cocconiego i współpracowników były uruchamiane przez elektrony wielkiej energii, jakie winny znajdować się w trzonie.

Obecnie stosowane są w pomiarach tego typu selektory trzonów oparte na zasadzie wybierania lokalnych pęków przenikliwych, zainicjowanych przez cząstki jądrowo-aktywne wielkiej energii, skoncentrowane w stosunkowo dużej ilości w pobliżu osi wielkich pęków.

Cocconi i współpracownicy we wspomnianej pracy znaleźli na wysokości 3260 m przebieg krzywej rozkładu gęstości cząstek z odległością od osi pęków zgodny z przewidywaniami teorii Molière'a. Nie stwierdzili też żadnego spłaszczenia krzywej w pobliżu osi, które mogłoby świadczyć o ewentualnym istnieniu struktury wielotrzonowej wielkich pęków. Podają oni, że szerokość trzonów na tych wysokościach musi wynosić mniej niż 2 m.

Przeprowadzone na Pamirze pomiary krzywej rozkładu przestrzennego gęstości cząstek jonizujących wielkich pęków w zasadzie potwierdziły rezultaty uzyskane przez Cocconiego i współpracowników, wykazały jednak, że dla odległości od osi pęków znacznie większych od 100 m obserwuje się duże odstępstwa rozkładu od tego, co przewiduje teoria Molière'a. Pomiary Ej dusa i współpracowników [9] (1950) wykazały, że na poziomie morza występują wyraźne rozbieżności ze wspomnianą teorią już przy odległościach od osi pęków rzędu kilkunastu metrów.

* Szczegółowy opis działania aparatury Cocconiego i wyników jego pracy patrz M. Mięsowicz, l. c., s. 339—41.

Należy zaznaczyć, że większość cząstek jonizujących wielkich pęków biegnie w kierunku zbliżonym do pionu. Zależność natężenia wielkich pęków od kąta zenitalnego θ ma postać $I = a \cos^n \theta$, gdzie n na poziomie morza ma wartość ~ 8 .

Zagadnienie rozkładu przestrzennego fotonów w wielkich pękach nie jest jeszcze opracowane doświadczalnie. Istnieje zaledwie parę prac, które poruszają sprawę stosunku liczby fotonów do liczby elektronów w pobliżu trzonów. Milone [10] (1953) i niezależnie od niego Massalski [11] (1954) podają na ten stosunek wartość 1 (w paru pracach przedtem wykonanych podawano na ten stosunek wartości bardzo małe, $\sim 0,25$). Brak jest jednak danych odnoszących się do wartości tego stosunku dla znacznych odległości od trzonów.

Zależność natężenia wielkich pęków od wysokości nad poziomem morza

W latach 1941—1954 zbadano zależność liczby rejestrowanych przez daną aparaturę wielkich pęków od wysokości. Zależność ta jest znana dziś dla pęków o energiach 10^{13} — 10^{14} eV do wysokości 12 km, do której docierają samoloty. Stwierdzono, że krzywa tej zależności wykazuje wyraźne maksimum na wysokości około 8000 m (350 — 400 g/cm²). Dla większych głębokości opada ona wykładniczo. Nachyleniu tej krzywej poza maksimum odpowiada współczynnik absorpcji taki sam, jak dla składowej nukleonowej promieniowania kosmicznego, co wskazuje na genetyczne powiązanie wielkich pęków z procesami jądrowymi. Należy zwrócić uwagę na to, że maksimum tej krzywej wypada na wysokościach znacznie wyższych, niż można by oczekiwać na podstawie rachunków opartych na teorii elektromagnetycznej kaskad. Położenie tego maksimum, jak zobaczymy dalej, tłumaczy teoria wielkich pęków oparta na modelu zderzeń wielorodnych nukleon-nukleon.

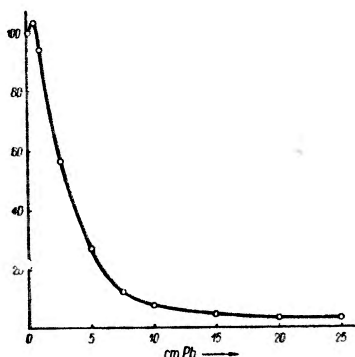
Na podstawie danych Hodsona [12] (1953) i Kraybilla [13] (1954) można powiedzieć, że aż niemal do wysokości 10 km widmo gęstości cząstek wielkich pęków jest, praktycznie biorąc, identyczne z widmem gęstości znajdującym się na poziomie morza. Fakt ten jest całkowicie sprzeczny z przewidywaniami opartymi na modelu elektronowo-fotonowym wielkich pęków.

Ze zmianą liczby wielkich pęków zależnie od głębokości w atmosferze wiąże się tak zwany efekt barometryczny wielkich pęków, który wynosi około -10% na 1 cm Hg.

Krzywa przejścia (absorpcji) cząstek wielkich pęków

Krzywa przejścia (absorpcji) cząstek wielkiego pęku w ołowiu (rys. 2) wykazuje słabe maksimum przy grubości około 5 mm. Między 5 mm

i 15 cm nachylenie tej krzywej ma w przybliżeniu charakter wykładniczy. Można dostrzec, że krzywa absorpcji ma jeszcze wyraźne nachylenie nawet dla grubości nieco większych od 15 cm Pb. Przy analogicznych pomiarach absorpcji, wykonywanych dla ogólnego promieniowania kosmicznego,



Rys. 2

miękką składowa pochłaniana jest już niemal całkowicie przy 10 cm Pb. Powyżej 20 cm Pb krzywa absorpcji cząstek wielkich pęków nie wykazuje tak wyraźnego spadku, co jest związane z tym, że odpowiada ona rejestracji składowej przenikliwej wielkich pęków.

Przy pomiarach absorpcji cząstek wielkich pęków w ołowiu musi być uwzględniona obecność przenikliwych fotonów małej energii 2—7 MeV, które mogą dość znacznie zwiększyć zasięg kaskady elektronowo-fotonowej w ołowiu. Fotony te

może wykrywać pojedyncza taca liczników w aparaturze pomiarowej, przykrywana absorbentem ołowowym, na skutek wyzwalań w ściankach jej liczników elektronów Comptonowskich. Na zjawisko to zwrócili uwagę Z a c e p i n [14] (1948) i niezależnie od niego G r e i s e n [15] (1949).

Cząstki przenikliwe wielkich pęków

Cząstki jonizujące przenikliwe, za które możemy uważać cząstki, które mogą przejść co najmniej 20 cm Pb, stanowią w części centralnej pęków na poziomie morza około 3%, zaś na wysokościach 3—4 m — około 1,5% liczby rejestrowanych cząstek jonizujących.

Z pomiaru rozkładu przestrzennego cząstek przenikliwych, przeprowadzonych na wysokościach 3—4 km oraz na poziomie morza, wynika, że w miarę oddalania się od osi pęków rośnie procentowa zawartość cząstek przenikliwych w stosunku do liczby cząstek jonizujących rejestrowanych przez aparaturę. Na poziomie morza w odległości około 500 m od osi pęków cząstki przenikliwe stanowią około 60% rejestrowanych cząstek jonizujących. Z oceny przeprowadzonej na podstawie tych pomiarów wynika, że na wysokości ~ 3 km cząstki przenikliwe stanowią 4—5% wszystkich cząstek naładowanych w wielkich pękach, na poziomie morza zaś — na poziomie morza około 3%, zaś na wysokościach 3—4 m — około 1,5% bliskich poziomemu morza sumaryczna energia cząstek przenikliwych w wielkich pękach stanowi więcej niż 50% całkowitej energii wielkiego pęku.

G r e i s e n i współpracownicy [16] wykazali, że składowa przenikliwa wielkich pęków zawiera mezony μ bardzo dużej energii (rzędu 10^{11} eV).

Stwierdzili oni mianowicie, że 14% mezonów μ zarejestrowanych na głębokości 600 m pod ziemią, było w koincydencji z wielkimi pękami, rejestrowanymi równocześnie na powierzchni.

Słaba absorpcja mezonów μ tłumaczy stopniowy wzrost stosunku liczby cząstek przenikliwych do liczby elektronów w miarę oddalania się od trzonu wielkiego pędu, o czym była mowa wyżej.

Składowa jądro-aktywna w wielkich pękach

Badania składowej przenikliwej wielkich pęków wykazały, że poza mezonami μ które w niej przeważają, mamy w niej również i cząstki jądro-aktywne. Ogólnie przyjmuje się, że na wysokości 3—4 km składowa jądro-aktywna w wielkich pękach stanowi od $\frac{1}{4}$ do $\frac{1}{2}$ liczby cząstek przenikliwych. Taką samą wartość tego stosunku trzeba również przyjąć dla pęków obserwowanych na poziomie morza.

Co się tyczy rozkładu przestrzennego składowej jądro-aktywnej, to jak wynika z pomiarów, jest ona bardziej skupiona w pobliżu trzonów niż mezony μ i ma rozkład gęstości, przynajmniej w części centralnej pędu, zbliżony do rozkładu gęstości elektronów.

Według oceny Dobrotina i współpracowników [17] (1953) sumaryczna energia cząstek jądro-aktywnych wielkich pęków jest tego samego rzędu wielkości, co i energia sumaryczna składowej miękkiej.

Wielkie pęki jako pęki nukleonowo-elektronowe

Wykrycie mieszanych pęków nukleonowo-elektronowych w pomiarach na dużych wysokościach, a następnie odkrycie mezonu π^0 , i jego rozpadu na dwa fotony pozwoliło powiązać procesy jądrowe w promieniowaniu kosmicznym z rozwojem wielkich pęków w atmosferze.

Zarysował się nowy obraz powstawania wielkich pęków, o którym była mowa wyżej.

1. Początek rozwoju wielkiego pędu wywołany jest zderzeniem pierwotnego protonu, lub ciężkiego jądra skrajnie wysokiej energii, z jądrem atomowym któregoś ze składników atmosfery.

2. W akcie takiego zderzenia rodzą się nowe cząstki jądro-aktywne, które w następnych zderzeniach z jądrami mogą prowadzić do kaskadowego mnożenia się cząstek jądro-aktywnych.

3. Rodzące się w procesach zderzeń neutralne mezony π dają przez rozpad na dwa fotony początek miękkiej składowej wielkich pęków, której rozwój opisuje elektromagnetyczna teoria kaskad.

4. Mezony π naładowane, obu znaków, dają początek składowej mezonowej μ wielkich pęków. Rozpadowi będą ulegały w głównej mierze mezony π stosunkowo mało energetyczne, wybiegające zatem w procesach

elementarnych u krańców atmosfery pod stosunkowo dużymi kątami do osi pęków. Daje to w rezultacie dużą nadwyżkę mezonów μ w porównaniu do elektronów na peryferiach wielkich pęków.

Świetną ilustrację tego nowego modelu dają nam gwiazdy wielkich energii, zarejestrowane w nowoczesnych emulsjach fotograficznych na wysokościach rzędu 30 km. Najlepszą z nich przedstawia gwiazda zaobserwowana przez *Mulveya* [18] (1954) w paczce klisz G5, wywołana przez proton o energii $2 \cdot 10^{13}$ eV na wysokości 27 km. Pozwala ona szczegółowo przeanalizować kolejne stadia pierwszej fazy tworzenia się wielkiego pęku. Gwiazda ta zawiera 22 cząstki nierelatywistyczne i 76 cząstek relatywistycznych, z których 26 jest skoncentrowanych w stożku o kącie rozwarcia około 2° , tworząc niejako trzon cząstek relatywistycznych. W trzonie tym *Mulvey* analizuje na drodze 1,8 jednostki kaskadowej (~ 10 cm) rozwój kaskady elektronów.

Interesujące dane podaje *Mulvey* odnośnie do 5 mezonów π^0 zaobserwowanych na pierwszym odcinku drogi, 0,58 jedn. kask. Zwraca uwagę bardzo nierówny podział energii między rodzące się mezony π^0 — jeden z nich ma energię $4 \cdot 10^{11}$ eV, jeden $1,5^{11}$ eV, reszta $\sim 10^{10}$ eV. Być może, że taki nierówny podział energii między rodzące się w pierwszym akcie mezony π^0 jest typowy dla omawianych procesów i że mezon π^0 , najbardziej energiczny, narzuca charakter rozwoju kaskady elektronowo-fotonowej w wielkim pęku. Tym może tłumaczyłoby się to, że teoria *Molière'a* tak dobrze opisuje rozkład przestrzenny składowej elektromagnetycznej wielkich pęków w częściach centralnych pęku na wysokościach 3—4 km.

Mechanizm zderzeń skrajnie wysokich energii

Najczęściej stosowaną dziś teorią przy interpretacji danych doświadczalnych skrajnie wysokich energii, opartą na modelu procesów wielorodnego tworzenia się mezonów π w zderzeniu nukleon-nukleon, jest teoria termodynamiczna *Fermiego* [19] (1950, 1951). Przyjmuje ona, że w zderzeniu bardzo wysokiej energii nukleon-nukleon na skutek silnego sprzężenia mezon-nukleon ustala się równowaga statystyczna między rodzącymi się przy tym mezonami π , zanim rozbiegną się zderzające się nukleony. Porównując emisję mezonów π w tym przypadku do emisji fotonów przez ciało doskonale czarne, dochodzi *Fermi* do zależności liczby rodzących się w zderzeniu mezonów π od energii trafiającego nukleonu:

$$n_\pi \sim E^{1/4} \quad (11)$$

gdzie E jest energią pierwotnego nukleonu w układzie laboratoryjnym, wyrażoną w jednostkach równych masie spoczynkowej nukleonu. Wysyłane mezony wybiegają w układzie środka mas anizotropowo, co wynika

z przyjęcia przez F e r m i e g o dla rozpatrywanego procesu zderzenia, prawa zachowania krętu. Biegają one w układzie środka mas w dwóch stożkach współosiowych, symetrycznych względem płaszczyzny prostopadłej do osi lotu. Kąt rozwarcia tych stożków zależy od energii kinetycznej uderzającego nukleonu i od wartości parametru zderzenia. Po przejściu do układu laboratoryjnego otrzymujemy charakterystyczną emisję cząstek powstającego w ten sposób pędu w dwóch stożkach współosiowych, z których jeden jest bardzo wąski i tworzy niejako trzon drugiego, znacznie szerszego. Cząstki tego pędu zawierają w głównej mierze mezony π (naładowane i neutralne), nukleony i prawdopodobnie pewną ilość cięższych mezonów oraz być może antynukleonów. Większą część energii niosą cząstki pędu w wąskim stożku. Cząstki te, biegnąc przez materię z olbrzymimi prędkościami, zderzają się ze spotykanymi jądrami materii z dużym przekrojem czynnym (równym geometrycznemu) i powodują dalsze procesy jądrowe. Rozwijają się w ten sposób kaskada nukleonowa, w której mezony π^0 zapoczątkowują kaskady fotonowo-elektronowe.

Przy przejściu od teorii zderzeń nukleon-nukleon do teorii wielkich pęków musimy wziąć pod uwagę, że cząstki pierwotne zderzają się w powietrzu nie z nukleonami swobodnymi, lecz związanymi w jądrach azotu lub tlenu. Opis takiego zderzenia wymaga dodatkowych założeń. Przyjmuje się (L a n d a u, C o c c o n i, R o e s l e r, M c C u s k e r i i n n i), że cząstki zrodzone w zderzeniu z pierwszym nukleonem trafionego jądra, rozpatrywane z układu laboratoryjnego, są silnie skolimowane w kierunku narzuconym przez cząstkę pierwotną i wybijają wobec tego w jądrze tunel, zostawiając je w stanie niezbyt silnie wzbudzonym. Ocenia się, że w jądrach N lub O trafiane są w ten sposób najwyżej 2 nukleony. Przy zderzeniach peryferyjnych nukleonu z jądrem zderzenie może być rozpatrywane jako zderzenie nukleon-nukleon.

Wielkie pęki powietrzne w ujęciu teorii opartej na modelu zderzeń wielorodnych

Rozkład przestrzenny cząstek w wielkim pęku wynika w nowym modelu nie z samego tylko oddziaływania coulombowskiego cząstek pękowych z materią w czasie ich lotu przez atmosferę, lecz w głównej mierze narzucony jest przez procesy elementarne, zachodzące w pierwszych aktach zderzeń rozwijającej się kaskady nukleonowo-elektronowej. Trzeba też wziąć tu pod uwagę i procesy wtórne. Należy mianowicie uwzględnić kąty, pod jakimi wylatują w stosunku do kierunku mezonu π^0 rodzące się z niego fotony, oraz kąty, pod jakimi wylatują w stosunku do kierunków mezonów π^\pm rodzące się z nich mezony μ^\pm .

Wychodząc z założeń teorii procesów wielorodnych i robiąc pewne dodatkowe, upraszczające założenia, R o z e n t a l [20] (1952) obliczył rozkład przestrzenny cząstek wielkiego pęku dla energii pierwotnej uderzającego nukleonu $E=10^{16}$ eV. Na podstawie swych rachunków otrzymuje on średnie wartości promieni dla różnych składowych wielkich pęków dla dwóch różnych wysokości. Wyliczone przez niego wielkości zgadzają się jakościowo z danymi doświadczalnymi. Są one zestawione w tablicy 1.

Tablica 1

Wysokość nad poz. morza [m]	Średni promień w metrach				
	składowej nukleonowej	składowej mezonowej π	składowej mezonowej μ	składowej elektronowej	składowej elektronowej wg teorii kaskad elektronowo-fotonowych
3000	190	80	400	180	100
0	190	90	600	200	70

R o z e n t a l [21] (1954) przeprowadził również na gruncie tej samej teorii rachunki dla porównania wyliczonej krzywej zależności liczby rejestracji wielkich pęków o energii 10^{13} — 10^{14} eV od głębokości w atmosferze z krzywą doświadczalną. Krzywa doświadczalna, jak była o tym mowa wyżej, wykazuje maksimum na znacznie większych wysokościach w atmosferze, niż można by dla tej energii oczekiwać na gruncie elektromagnetycznej teorii kaskad. Z obliczeń wynika, że maksimum wyliczonej przez niego krzywej rozkładu dałoby się doprowadzić do pokrycia z maksimum znajdowanym doświadczalnie, gdyby przyjąć, że w jednym akcie zderzenia nukleon — jądro w atmosferze rodzi się przy założonej energii znacznie więcej niż 5 cząstek naraz. Dla energii wyższych liczba ta musiałaby być jeszcze większa.

Podobny rezultat uzyskali wcześniej M o l i è r e i B u d i n i [22] (1953) na podstawie swych rachunków opartych na teorii procesów wielorodnych podanej przez H e i s e n b e r g a. Z rachunków ich wynika, że maksimum krzywej wyliczonej dla pierwotnej energii wielkich pęków 10^{14} eV da się sprowadzić do wysokości obserwowanej w doświadczeniu, jeśli się założy, iż przy tej energii w zderzeniu nukleon-jądro w atmosferze rodzi się więcej niż 10 cząstek naraz. Wynik ten dość dobrze zgadza się z podawanym przez R o z e n t a l a.

Wszystkie dane doświadczalne, jakimi dziś rozporządzamy (dane z pomiarów nad wielkimi pękami i nieliczne dane kliszowe z gwiazd najwyższej energii), wskazują na to, że dla zderzeń cząstek najwyższej energii z materią trzeba przyjąć procesy wielorodnej produkcji mezonów π (nie wyklucza to jednak wcale możliwości również procesów produkcji wielokrotnej mezonów π , wydaje się jednak, że przy najwyższych

dostępnych doświadczeniu energiach grają one drugorzędą rolę). Te procesy jądrowe dają początek rozwojowi powstających w powietrzu wielkich pęków promieni kosmicznych.

Jeśli chodzi o możliwości badania zderzeń skrajnie wysokich energii $>10^{14}$ eV, to ze względu na niezwykle małe prawdopodobieństwo ich występowania, jedynie metoda oparta na badaniach wielkich pęków pozwala rokować nadzieję na uzyskanie jakichś bardziej szczegółowych informacji. Wymaga to jeszcze dalszych prac zarówno doświadczalnych, jak też teoretycznych w tym kierunku.

Literatura

1. P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Meyer, C. R., **206**, 1721 (1938).
2. D. W. Skobielcyn, G. T. Zacepin, W. W. Miller, Phys. Rev., **71**, 315 (1947).
3. G. Molière, Kosmische Strahlung (red. W. Heisenberg), Berlin 1943, s. 24—38.
4. H. Messel, Rep. Prog. Cosm. Ray Phys. (red. J. G. Wilson), 1953.
5. G. Cocconi, A. Loverdo, V. Tongiorgi, R. C. Accad. Naz. Lincei, **1**, 47 (1943—44).
6. J. Daudin, Ann. Phys., **20**, 563 (1945).
7. J. Ise, W. B. Fretter, Phys. Rev., **76**, 933 (1949).
8. G. Cocconi, V. Cocconi-Tongiorgi, K. Greisen, Phys. Rev., **76**, 1020 (1949).
9. Л. X. Эйдус, М. М. Алымова, Б. Г. Веденский, ДАН СССР, **75**, 669 (1950)
10. C. Milone, Nuovo Cim., **10**, 1126 (1953).
11. J. M. Massalski, Bull. Ac. Pol. Sci. Cl. III, **2**, 335 (1954).
12. A. L. Hodson, Proc. Phys. Soc. A., **66**, 49 (1953).
13. H. L. Krauhill, Phys. Rev., **93**, 1360 (1954).
14. Г. Т. Зацепин, ДАН СССР, **62**, 243 (1948).
15. K. Greisen, Phys. Rev., **75**, 1071 (1949).
16. K. Greisen, G. Cocconi, L. M. Bollinger i inn., Phys. Rev., **82**, 147 (1951).
17. Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин, И. Л. Розенталь, УФН, **49**, 185 (1953).
18. J. H. Mulvey, Proc. Roy. Soc. A **221**, 267 (1954).
19. E. Fermi, Prog. Theor. Phys., **5**, 4 (1950); Phys. Rev., **81**, 683 (1951).
20. И. Л. Розенталь, ЖЭТФ, **23**, 440 (1952).
21. И. Л. Розенталь, А. С. Чернавский, УФН, **52**, 185 (1954).
22. G. Molière, P. Budini, Kosmische Strahlung (red. W. Heisenberg), 2 Aufl., Berlin 1953.

Andrzej Hrynkiewicz

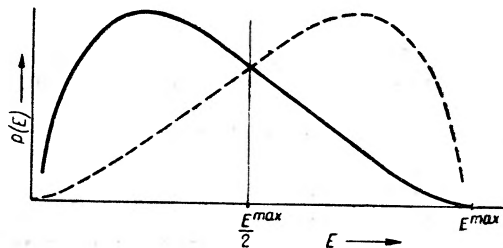
Zespół Katedr Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego

Neutrino

Neutrino jest najbardziej tajemniczą cząstką jądrową. Mimo to, że upłynęło już 21 lat od chwili, gdy została wysunięta hipoteza istnienia neutrino, nasze wiadomości o własnościach tej cząstki są bardzo skromne. Bezpośrednie wykrycie swobodnego neutrino jest niezwykle trudnym problemem doświadczalnym ze względu na wyjątkowo niską wartość przekroju czynnego procesów oddziaływania neutrino z materią.

Hipoteza neutrino

Hipotezę neutrino wysunął Pauli w 1933 r. [1], aby usunąć trudności, na jakie napotykała teoria rozpadu β . Widmo energetyczne elektronów rozpadu β jest widmem ciągłym, przy czym dla danego pierwiastka promieniotwórczego β widmo to odznacza się charakterystyczną, ściśle określoną maksymalną energią kinetyczną elektronów E_{\max} , zwaną górną granicą widma β . Typowe widmo elektronów rozpadu β jest przedstawione na rys. 1. Przy założeniu, że w rozpadzie β jest emitowany tylko



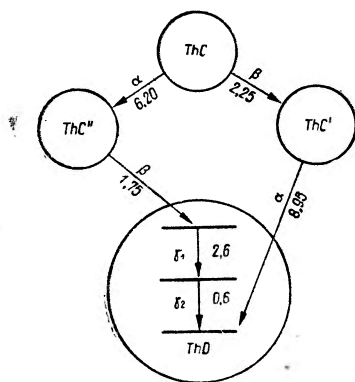
Rys. 1. Widmo energetyczne elektronów rozpadu β . Linia przerywaną oznaczone jest widmo energetyczne neutrino

elektron, nie można było pogodzić ciągłości widma z zasadą zachowania energii. Z widm promieni α i γ było wiadomo, że każde jądro posiada układ dyskretnych poziomów energetycznych. Wobec tego w rozpadzie β , któremu towarzyszy przejście jądra z jednego poziomu energetycznego na drugi, wysyłane elektrony również powinny mieć

ściśle określoną energię. Aby uratować zasadę zachowania energii, Meitner w 1922 r. wysunęła przypuszczenie [2], że w każdym elementarnym akcie rozpadu β wysyłane są elektrony z tą samą energią, równą górnej granicy widma β , a dopiero przy przechodzeniu przez materię tracą część energii w jakimś nie znanym procesie oddziaływania z atomami. Wkrótce jednak doświadczenia Ellisa i Woostera [3] wykazały niesłuszność tej hipotezy. Ellis i Wooster umieścili preparat RaE w kalorymetrze o grubych ściankach i wyznaczyli średnią energię przypadającą na pojedynczy rozpad. Jeżeli hipoteza Meitner jest słuszna, to średnia energia rozpadu zmierzona w tym doświadczeniu powinna być równa górnej granicy widma β RaE, to jest powinna wynosić 1.2 MeV. Okazało się, że tak nie jest. Energia przypadająca średnio na jeden rozpad wypadła znacznie mniejsza, bo zaledwie 340 keV. Wykazano w ten sposób, że w samym akcie rozpadu występują elektrony o różnych energiach.

Z drugiej strony szereg faktów doświadczalnych wskazywał na to, że różnica energii jądra ulegającego rozpadowi β i jądra, które jest produktem rozpadu, jest zawsze równa sumie górnej granicy widma β i energii spoczynkowej elektronu. Najczęściej cytowanym przykładem jest rozwiedlenie torowego szeregu promieniotwórczego, polegające na tym, że z jądra ThC może powstać jądro ThD na dwóch różnych drogach. Z rys. 2 widać, że wypełnienie bilansu energii zachodzi tylko wówczas, gdy założymy, że w rozpadzie β zmiana energii jądra $\Delta E = E_{\max} + m_0 c^2$.

Założenie, że w rozpadzie β emitowany jest tylko elektron, nie może być utrzymane również ze względu na prawa zachowania pędu oraz momentu pędu. Sprawa zachowania pędu w rozpadzie β zostanie omówiona dokładniej w jednej z następnych części artykułu. Sprzeczność między prawem zachowania momentu pędu a schematem rozpadu β z emisją samego elektronu można wykazać w bardzo prosty sposób. Jądra o parzystej liczbie masowej A mają spin całkowity, zaś jądra o nieparzystym A — spin półkowy. Przy rozpadzie β liczba masowa jądra nie ulega zmianie, a więc spin powinien pozostać nadal całkowity lub półkowy. Tymczasem elektron unosi spin $1/2\hbar$, czyli rozpad powinien prowadzić do zmiany całkowitego spinu jądra na półkowy i odwrotnie — półkowego na całkowity.



Rys. 2. Rozwiedlenie torowego szeregu promieniotwórczego. Energia przejść podana w MeV. Dla przejść β podane są wartości E_{\max}

Hipoteza Pauliego radykalnie usunęła te wszystkie trudności. Pauli założył, że w każdym elementarnym procesie rozpadu β wysyłane są 2 cząstki: elektron i neutrino. Neutrino zabiera energię, pęd i spin — te właśnie, których brakowało w bilansie rozpadu. Widmo energetyczne neutrino jest więc symetrycznym odbiciem widma elektronów względem prostej przechodzącej przez punkt $E_{\max}/2$. Na rys. 1 widmo neutrino jest zaznaczone linią przerywaną. Emisji elektronu o całkowitej energii $m_0 c^2 + E$ towarzyszy emisja neutrino o energii $E_{\max} - E$. W ten sposób w każdym akcie rozpadu jądro traci energię $E_{\max} + m_0 c^2$.

Właściwości i występowanie neutrino

Neutrino jest cząstką nienaładowaną o spinie $1/2 \hbar^*$.

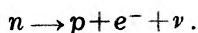
Masa spoczynkowa neutrino jest prawdopodobnie równa zeru. W każdym razie z pewnością nie przekracza 0,001 masy elektronu.

Jeżeli neutrino posiada moment magnetyczny, to jest on znacznie mniejszy od magnetonu jądrowego.

Znamy obecnie sześć procesów, w których powstają neutrino.

1. Rozpad promieniotwórczy β^-

Jako przykład może służyć rozpad swobodnego neutronu



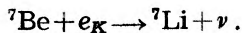
2. Rozpad promieniotwórczy β^+ .

Na przykład



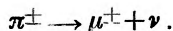
3. Wychwyt elektronu K.

Na przykład



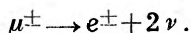
W tym przypadku neutrino i jądro odrzutu mają ściśle określoną energię.

4. Rozpad mezonu π .



Gdy mezon π rozpada się w spoczynku, mezony μ tworzą monoenergetyczną grupę. Zasięg ich w emulsji jądrowej wynosi około 600 mikronów.

5. Rozpad mezonu μ .



Teoretyczny kształt widma elektronów dla takiego schematu rozpadu jest przedstawiony na rys. 3. Maksimum w widmie jest przesunięte ku

* K u s a k a [4] próbował utworzyć teorię rozpadu β przy założeniu, że neutrino posiada spin $3/2 \hbar$. Otrzymany przez niego kształt widma energetycznego elektronów nie zgadzał się jednak z doświadczalnie wyznaczonym kształtem widma β .

większym energiom, gdyż maksymalna energia elektronów wynosi

$$E_{\max} \approx m_{\mu}/2 = 53 \text{ MeV},$$

zaś średnia energia elektronu

$$\bar{E} \approx m_{\mu}/3 = 35 \text{ MeV},$$

gdzie m_{μ} oznacza masę mezonu μ^* .

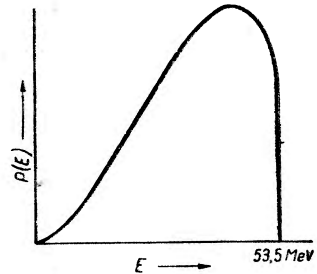
Otrzymane doświadczalnie widmo elektronów rozpadu mezonu dobrze się zgadza z krzywą teoretyczną.

6. Chwytywanie mezonu μ^- przez jądra.

Przykładami mogą być następujące reakcje zachodzące w atmosferze:



Energia neutrino powstającego w tych reakcjach wynosi 70—80 MeV [5].



Rys. 3. Widmo energetyczne elektronów rozpadu mezonu μ

Jeżeli neutrino posiada masę spoczynkową równą zero, to zajmuje wyjątkową pozycję wśród cząstek elementarnych, gdyż nie można utworzyć dla niego klasycznej teorii pola. Łatwo to wykazać na drodze czysto formalnej, można jednak również przekonać się o tym bardziej obrazowo. Przypuśćmy, że możliwe jest utworzenie klasycznej teorii pola dla neutrino. Wówczas, jeżeli częstość tego pola oznaczymy przez ν , natężenie klasycznej fali neutrinowej nie może przekraczać $h\nu$. W przeciwnym razie, to jest gdyby natężenie było równe $n h\nu$, n kwantów pola, a więc n neutrino musiałoby się znajdować w tym samym stanie kwantowym, co jest niemożliwe, gdyż neutrino jako cząstki o spinie $1/2^{\hbar}$ podlegają statystyce Fermiego-Diraca, a więc obowiązuje dla nich zakaz Pauliego. Skutkiem tego przy przejściu $h \rightarrow 0$ natężenie klasycznej fali neutrinowej będzie zmierzało do zera. Ponieważ obraz klasyczny ma sens tylko wówczas, gdy stała Plancka można przyjąć jako równą zero, klasyczna teoria pola neutrinowego może operować tylko falami o zerowym natężeniu, co jest pozbawione jakiegokolwiek sensu fizycznego**.

* Powstające elektrony w rozpadzie mezonu μ mają maksymalną energię wówczas, gdy ich kierunek tworzy z kierunkiem obu neutrino kąt 180° . Elektrony o średniej energii otrzymujemy wtedy, gdy kąty między kierunkami trzech powstających cząstek wynoszą po 120° . Wobec relatywistycznych prędkości, z jakimi mamy do czynienia w procesie rozpadu mezonu μ , rozdział energii pomiędzy powstające cząstki pokrywa się z rozdziałem pędów.

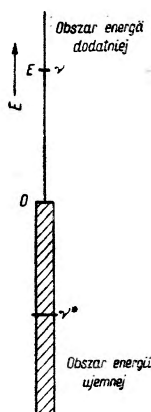
** Dowód ten został zaczerpnięty z książki Л. Грошев, И. Шапиро, „Спектроскопия атомных ядер“. Москва 1952.

Chociaż fotony również mają zerową masę spoczynkową, to jednak zjawiska optyczne mogą być opisane w fizyce klasycznej za pomocą elektromagnetycznej teorii pola dzięki temu, że fotony podlegają statystyce Bosego-Einsteina.

Teorie neutrino

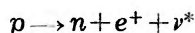
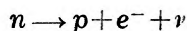
Obecnie główną rolę odgrywają dwie teorie neutrino.

Pierwsza z nich, podana w dwóch wariantach przez Fermiego [6] i Diraca, przewiduje istnienie stanów o ujemnej energii. W związku z tym w teorii tej występują antycząstki: neutrino i antyneutrino. Widmo energetyczne neutrino i antyneutrino jest podane na rys. 4. Emisji neutrino towarzyszy absorpcja antyneutrino, zaś absorpcji neutrino — emisja antyneutrino. Różnica między ujęciami Fermiego i Diraca polega na tym, że według Fermiego rozpadowi β^- towarzyszy wysłanie neutrino, a rozpadowi β^+ — wysłanie antyneutrino, podczas gdy według Diraca sytuacja przedstawia się odwrotnie.

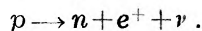
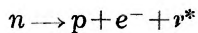


Rys. 4. Widmo energetyczne neutrino ν i antyneutrino ν^*

Na przykład według Fermiego zamianę neutronu w proton i protonu w neutron można zapisać w postaci:



gdzie ν oznacza neutrino, a ν^* — antyneutrino, zaś według Diraca przemiany te będą miały postać:



Jeżeli istnieje moment magnetyczny neutrino, to neutrino i antyneutrino mają momenty przeciwnego znaku. W przeciwnym wypadku obie antycząsteczki są doświadczalnie nie do rozróżnienia.

Drugą teorię neutrino podał Majorana w 1937 r. [7]. Wykorzystując pewne symetryczne właściwości równań Diraca, Majorana sformułował ogólną teorię cząstek neutralnych. W przypadku neutronu teoria Majorany zawodzi, jednak w zastosowaniu do neutrino daje wyniki na ogół zgodne z teorią Fermiego-Diraca i jest również do przyjęcia. W teorii Majorany nie występują stany o ujemnej energii, a co za tym idzie — nie ma antycząstek. Zarówno w rozpadzie β^+ , jak i w rozpadzie β^- emitowane są neutrino tego samego rodzaju.

Rozstrzygnąć między teoriami musi doświadczenie. Można to zrobić na dwóch drogach. Jedną z nich jest zbadanie odwrotnego procesu β^+ . Według Fermiego i Diraca zjawiska odwrotne do rozpadu β^- a więc na przykład $p + \nu \rightarrow n + e^+$ lub $^{85}\text{Cl} + \nu \rightarrow ^{85}\text{S} + e^+$, mogą wywoływać tylko neutrino (antyneutrino) pochodzące z rozpadu β^+ , zaś zjawiska od-

wrotne do rozpadu β^+ , np. $\nu + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{A} + e^-$ mogą wywołać tylko antyneutrino (neutrino) pochodzące z rozpadu β^+ . Według Majorany oba typy procesów mogą być wywołane przez neutrino z dowolnego źródła.

Druga metoda polega na wyznaczeniu prawdopodobieństwa podwójnego rozpadu β . Jeżeli słuszna jest teoria Majorany, zjawisko to jest o kilka rzędów wielkości bardziej prawdopodobne niż w przypadku słuszności teorii Fermiego i Diraca.

Ze względu na bardzo mały przekrój czynny odwrotnego procesu β i podwójnego rozpadu β nie udało się jeszcze rozstrzygnąć definitywnie, która z teorii jest słuszna. O stronie doświadczalnej wymienionych metod będzie mowa w dalszej części artykułu.

Na wzmiankę zasługuje hipoteza de Broglie'a [8] o neutrinowej strukturze światła, według której foton składa się z dwóch złączonych ze sobą neutrino. Hipoteza de Broglie'a została następnie rozwinięta przez szereg innych autorów. W szczególności udało się wyprowadzić wzór Plancka dla fotonów ze statystyki Fermiego dla neutrino. Okazało się, że neutrinową teorię światła można konsekwentnie przeprowadzić, jednak nie daje ona żadnych nowych rezultatów fizycznych.

Wyniki doświadczalne w zagadnieniu neutrino

Prace doświadczalne dotyczące neutrino można podzielić na kilka grup, z których każda stanowi inny sposób podejścia do tego zagadnienia.

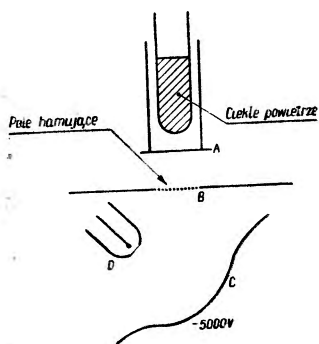
1. Pomiar odrzutu jądra w procesach rozpadu β i wychwytu K oraz wyznaczanie korelacji kątowej między elektronami i neutrino.
2. Wyznaczanie górnej granicy masy spoczynkowej neutrino z kształtu wysokoenergetycznego krańca widma β .
3. Próby wykrycia podwójnego rozpadu β i wyznaczenia widma energetycznego elektronów powstających w tym procesie.
4. Próby wykrycia absorpcji neutrino.

Doświadczenia należące do pierwszej grupy dostarczają zupełnie pewnego dowodu istnienia neutrino i pozwalają wyciągnąć wnioski dotyczące typu sprzężenia w teorii rozpadu β . Wyniki drugiej grupy prac pozwalają przypuszczać, że masa spoczynkowa neutrino jest równa zeru, a jeżeli istnieje, to posiada znikomo małą wartość. Doświadczenia nad podwójnym rozpadem β nie doprowadziły na razie do pozytywnych wyników. Z czwartej grupy prac przede wszystkim zasługuje na uwagę komunikat z ubiegłego roku o wykryciu oddziaływania neutrino z protonami. Jeżeli tymczasowe, mało dokładne wyniki zostaną potwierdzone, będziemy mieli do czynienia z bezpośrednim wykryciem swobodnego neutrino.

Obecnie zostaną omówione dokładniej prace należące do każdej z wymienionych grup.

Odrzut jądra w rozpadzie β i w wychwycie K. Korelacje kątowe między elektronami i neutrino

Prace nad odrzutem jądra w rozpadzie β dostarczyły pierwszego potwierdzenia hipotezy neutrino. Pomiary pędów elektronu i odrzuconego jądra pozwoliły nie tylko stwierdzić występowanie neutrino, ale także wyznaczyć kierunek i wielkość jego pędu. Szczególnie korzystny jest przypadek odrzutu jądra w procesie wychwytu K, gdyż mamy wówczas do czynienia z emisją samego neutrino i wszystkie jądra odrzutu mają taką samą energię.



Rys. 5. Schemat aparatury Leipunskiego. A — źródło, B — siatka, C — elektroda przyspieszająca, D — licznik Geigera

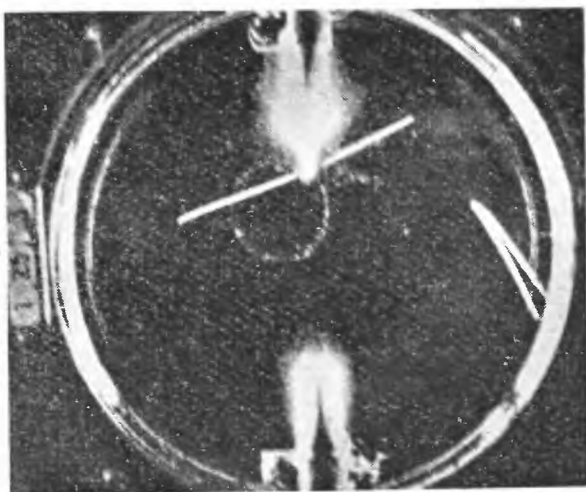
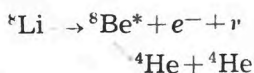
Pierwsze doświadczenia nad wypełnieniem zasady zachowania pędu w rozpadzie β wykonał Leipunski w 1936 r. [9]. Schemat jego aparatury jest przedstawiony na rys. 5. Umieszczona w próżni ścianka naczynia A, chłodzona od wewnątrz ciekłym powietrzem, była pokryta cienką warstewką stałego dwutlenku węgla, zawierającego β -aktywny ^{12}C o czasie połowicznego zaniku 20 min i maksymalnej energii rozpadu 0,99 MeV. Powstające w procesie rozpadu jony odrzutu ^{11}B wylatywały z warstwy pro-

mieniotwórczego węgla i po przejściu przez siatkę B poruszały się w przyspieszającym polu elektrycznym ku elektrodzie C, z której wybijały wtórne elektrony. Wybijane elektrony rejestrowano za pomocą licznika Geigera D. Przykładając między źródło i siatkę B opóźniające pole elektryczne można było do elektrody C dopuszczać tylko te jony, których energia przekraczała z góry zadaną wartość. W ten sposób można było wyznaczać rozkład energii jąder odrzutu. Wobec małej energii odrzuconych jąder (10—1000 eV) wykonanie pomiarów nastreżało wielkie trudności, toteż pierwsze doświadczenia Leipunskiego nie dały dostatecznie określonych wyników. Myśl przewodnią metody Leipunskiego zastosował w kilka lat później Allen [10], wykorzystując do rejestracji jonów odrzutu powielacz elektronowy.

Inną metodą wyznaczania pędów w rozpadzie β jest obserwacja torów w komorze Wilsona. Metodę tę zastosowali po raz pierwszy Crane i Halpern w 1938 r. [11]. Komora była wypełniona dwuchlorkiem etylu, zawierającym promieniotwórczy ^{38}Cl . Wyznaczono jonizację wywo-

laną przez jądra odrzutu ^{38}A oraz pędy elektronów. Z dwóch serii pomiarów wyciągnięto wniosek, że w układzie składającym się tylko z jądra i elektronu prawo zachowania pędu nie jest spełnione, a więc w rozpadzie β musi być emitowana jeszcze jedna nierejestrowana cząstka.

Christy, Cohen, Fowler, C. C. Lauritsen i T. Lauritsen [12] zastosowali metodę komory Wilsona do obserwacji rozpadu β jąder ^8Li . Bardzo cienka tarcza litowa, w której ^8Li powstawał z ^7Li przez bombardowanie deuteronami, była za pomocą urządzenia pneumatycznego wprowadzana do napełnionej helem komory Wilsona. Mechanizmem komory sterował automat działający synchronicznie z wprowadzaniem tarczy. ^8Li ma czas połowicznego zaniku 0,89 sek i maksymalną energię elektronów 12 MeV. W wyniku rozpadu ^8Li powstaje wzbudzone jądro ^8Be , które w czasie rzędu 10^{-21} sek rozpada się na dwie cząstki α . Proces rozpadu może więc być zapisany w postaci równania

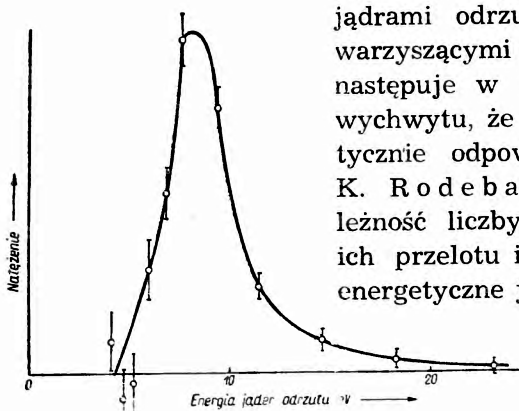


Rys. 6. Zdjęcie rozpadu ^8Li w komorze Wilsona (Christy et al.)

Suma wektorowa pędów produktów końcowych musi być równa zero, ponieważ jądro ^8Li w chwili początkowej pozostaje w spoczynku, a czas życia stanu przejściowego ^8Be jest zbyt krótki, by mogło nastąpić przekazanie pędu w zderzeniach innym cząstkom. Energię i pęd cząstek α można wyznaczyć z ich zasięgu, a pęd elektronu — z zakrzywienia toru w polu magnetycznym. Z 10 000 otrzymanych zdjęć 28 nadawało się do wykonania pomiarów. Jedno z takich zdjęć jest przedstawione na rys. 6.

Pewną trudność w interpretacji zdjęć sprawiała absorpcja cząstek α i elektronów w folii tarczy, jednak wyniki pomiarów dowiodły niezbicie słuszności hipotezy neutrino.

Z dotychczasowych doświadczeń dotyczących wychwyty K tylko dwa pozwoliły stwierdzić, że jądra odrzutu mają ściśle określoną energię. Były to doświadczenia Rodebacka i Allena [13] oraz Davisa Jr. [14]. Rodeback i Allen wykonali pomiary dla gazowego ^{37}A . Do wyznaczenia energii jąder odrzutu zastosowali metodę „czasu przelotu“ (time of flight). Jeżeli jądra odrzutu są monoenergetyczne, to czas ich przelotu do aparatury rejestrującej powinien być ściśle określony. Pomiar polegał



Rys. 7. Rozkład energii jąder odrzutu w rozpadzie ^{37}A (Rodeback i Allen)

na liczeniu opóźnionych koincydencji pomiędzy jądrami odrzutu a fotonami promieni X, towarzyszącymi wychwytowi K . Emisja fotonu X następuje w czasie tak krótkim po procesie wychwyty, że moment rejestracji fotonu praktycznie odpowiada chwili zajścia wychwyty K . Rodeback i Allen wyznaczyli zależność liczby rejestrowanych jąder od czasu ich przelotu i otrzymali w ten sposób widmo energetyczne jąder odrzutu pokazane na rys. 7.

Wyraźne maksimum dla energii 9,7 eV świadczy o tym, że jądra odrzutu są monoenergetyczne. Rozmycie widma jest w znacznej mierze spowodowane złą geometrią

aparatury, czego nie da się uniknąć, gdy źródłem jest preparat gazowy.

Davis Jr wykonał pomiary dla ^7Be osadzonego w niemal monoatomowej warstwie na wstążce z wolframu. Energia jąder odrzutu była mierzona za pomocą analizatora elektrostatycznego. Schemat aparatury pomiarowej jest przedstawiony na rys. 8. Zmieniając napięcie między elektrodami analizatora, można było wyznaczyć widmo energetyczne jąder odrzutu. Na rys. 9, na którym podany jest przykład widma otrzymanego przez Davisa, widać wyraźne maksimum blisko wysokoenergetycznego końca widma zgodnie z hipotezą emisji pojedynczego neutrino. Odczytana z wykresu maksymalna wartość energii odrzutu $55,9 \pm 1,0$ eV zgadza się w granicach błędu z wynikiem poprzednich pomiarów Smitha i Allena [15].

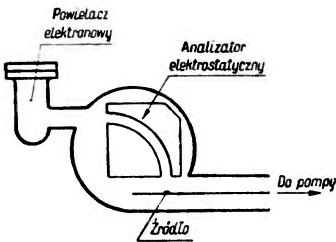
Prace nad wyznaczaniem odrzutu jądra w rozpadzie β mogą dostarczyć informacji o kierunku emisji neutrino, a więc o korelacji kątowej między elektronem i neutrino*.

* Korelacją kątową w rozpadzie β nazywamy zależność prawdopodobieństwa rozpadu od kąta θ między kierunkami emisji elektronu i neutrino.

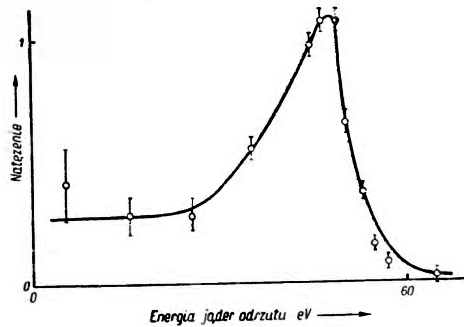
Jest to zagadnienie pierwszorzędnej wagi, gdyż pięć znanych wariantów teorii rozpadu β różniących się rodzajem przyjętego sprzężenia, przewiduje różne funkcje korelacji. Pomiary doświadczalne pozwolą wobec tego rozstrzygnąć, jaki typ sprzężenia między jądrem a polem elektronowo-neutrinowym występuje w rzeczywistości.

Dla różnych typów sprzężeń w wypadku dozwolonych przejść β różne warianty teorii przewidują następujące funkcje korelacji:

- sprzężenie skalarne $P(\theta) = 1 - v/c \cdot \cos \theta$,
- sprzężenie wektorowe $P(\theta) = 1 + v/c \cdot \cos \theta$,
- sprzężenie tensorowe $P(\theta) = 1 + v/3c \cdot \cos \theta$,
- sprzężenie pseudowektorowe $P(\theta) = 1 - v/3c \cdot \cos \theta$,
- sprzężenie pseudoskalarne $P(\theta) = 1 - v/c \cdot \cos \theta^*$.



Rys. 8. Schemat aparatury Davisa Jr



Rys. 9. Widmo energetyczne jąder odrzutu w rozpadzie ${}^7\text{Be}$ (Davis Jr)

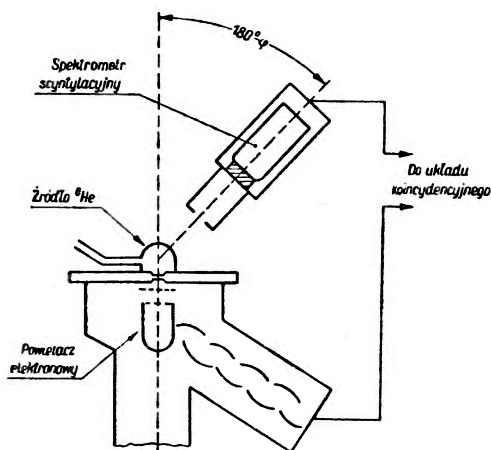
We wzorach tych θ jest kątem między kierunkami emisji elektronu i neutrino, a v — prędkością elektronu. Dla wzbronionych przejść β wzrasta prawdopodobieństwo emisji elektronu i neutrino w tym samym kierunku.

Z przytoczonych wzorów widać, że najłatwiej rozstrzygnąć między wariantami teorii w przypadku dużych energii rozpadu, gdyż różnice funkcji korelacji wzrastają ze wzrostem v , oraz w przypadku lekkich jąder, gdyż wówczas występuje silniejszy odrzut i łatwiej wyznaczyć kierunek pędu neutrino. Szczególnie korzystny jest przypadek ${}^6\text{He}$, ponieważ górna granica widma wynosi $3,5 \pm 0,6$ MeV, a odrzut jądra dochodzi do 1410 eV. Czas połowicznego zaniku ${}^6\text{He}$ jest równy 0,823 sek.

Dotychczasowe wyniki doświadczalne są mało zadowalające, a początkowo rezultaty badań różnych autorów były nawet między sobą sprzeczne. Pomiar S h e r w i n a [16] dla ${}^{32}\text{P}$ zdawały się wskazywać na sprzężenie

* Według ostatnich danych funkcje korelacji dla sprzężenia skalarnego i pseudoskalarne również nieznacznie różnią się między sobą. Jednak przy dzisiejszych możliwościach techniki eksperymentalnej nie ma na razie mowy o doświadczalnym rozróżnieniu obu wypadków.

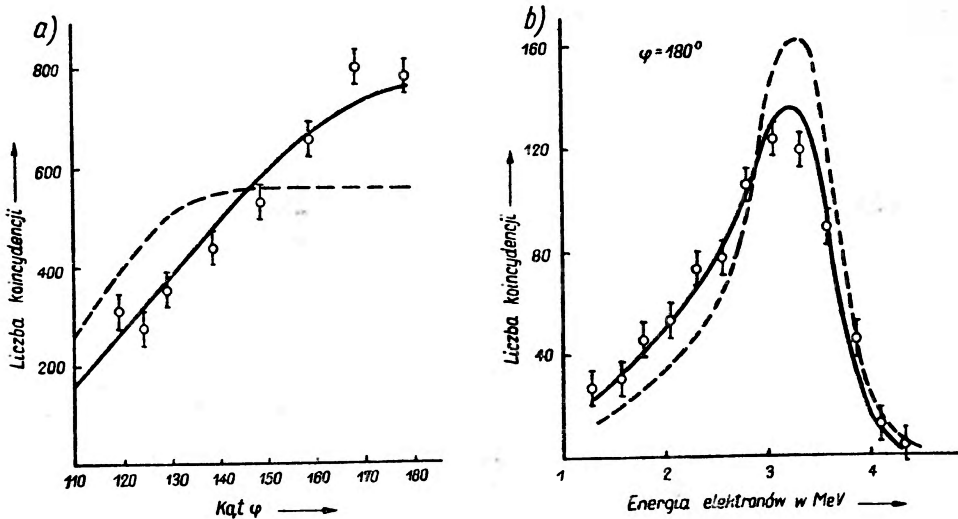
wektorowe, podczas gdy wyniki prac Allena, Panetha i Morrisha [17] dla ${}^6\text{He}$ przemawiały raczej za wariantem pseudowektorowym, a wykluczały warianty wektorowy i tensorowy. Z nowszych prac na uwagę zasługują doświadczenia Rusteda i Ruby'ego z 1952 r. [18]. Źródłem promieniotwórczym w ich pomiarach był ${}^6\text{He}$, otrzymywany przez bombardowanie proszku $\text{Be}(\text{OH})_2$ szybkimi neutronami ze stosu atomowego. Aparatura pomiarowa jest przedstawiona na rys. 10. Mierzono



Rys. 10. Schemat aparatury pomiarowej Rusteda i Ruby'ego

zależność liczby rozpadów od kąta φ między kierunkiem emisji elektronu i kierunkiem odrzutu jądra. ${}^6\text{He}$ wprowadzano do półcyndrycznej rurki A. Rurkę oddzielano od aparatury próżniowej bardzo cienką folią aluminiową oraz częściowo wypróżnianą przesłoną różnicową, służącą równocześnie do kolimacji jąder odrzutu. Jądra rejestrowano za pomocą dwunastostopniowego powielacza elektronowego, zaś elektrony rejestrowano za pomocą spektrometru scyntylacyjnego, którego licznik można było ustawiać pod różnymi kątami (od 180° do 100°) względem kierunku wiązki odrzuconych jąder. Liczono koincydencje wywołane przez jądra i elektrony z odpowiednio dobranym czasem opóźnienia. Na rys. 11a przedstawione są wyniki pomiarów liczby koincydencji w zależności od kąta φ . Podczas tych pomiarów spektrometr rejestrował tylko te elektrony, których energia leżała w przedziale od 2,5 MeV do 4,0 MeV. Na rys. 11b podana jest krzywa zależności liczby koincydencji od energii elektronów dla ustalonego kąta $\varphi = 180^\circ$ między kierunkami elektronów i jąder odrzutu. Na rysunkach wykreślone są krzywe teoretyczne odpowiadające sprzężeniu tensorowemu i pseudowektorowemu. Widać wyraźnie, że punkty doświadczalne pasują znacznie lepiej do krzywej sprzężenia tensorowego.

Ostatnio ukazała się krótka wzmianka Alforda i Hamiltona [19], którzy donoszą, że w przypadku rozpadu $\beta^{+10}\text{Ne}$ stwierdzili oprócz sprzężenia tensorowego również domieszkę sprzężenia skalarnego i oceniają stosunek obu sprzężeń na równy w przybliżeniu jedności.



Rys. 11. Wyniki pomiarów korelacji kątowej w rozpadzie ${}^6\text{He}$ (Rusted i Ruby). a — zależność liczby koincydencji od kąta φ między kierunkami emisji elektronu i odrzutu jądra; b — zależność liczby koincydencji od energii elektronów przy ustalonym kącie $\varphi = 180^\circ$

Masa spoczynkowa neutrino

Wyznaczenie masy spoczynkowej neutrino z pomiaru jego energii i pędu jest całkowicie wykluczone przy dzisiejszych możliwościach techniki eksperymentalnej, gdyż w równaniu wiążącym te wielkości

$$m_\nu^2 c^4 = E_\nu^2 - p_\nu^2 c^2 \quad (1)$$

mała (jeżeli w ogóle istnieje) masa spoczynkowa neutrino występuje w kwadracie, a wielkości E_ν i p_ν są obarczone bardzo dużym błędem.

Znacznie dokładniejszych danych dostarcza kształt końca widma energetycznego elektronów rozpadu β . Zależność kształtu widma $P(E)$ od masy neutrino widać z następującego wzoru *

$$P(E) = pE(E_{\max} + m_\nu - E) [(E_{\max} + m_\nu - E)^2 - m_\nu^2]^{1/2} \cdot \left[1 + \frac{bm_0 m_\nu}{E(E_{\max} + m_\nu - E)} \right] F(Z, E), \quad (2)$$

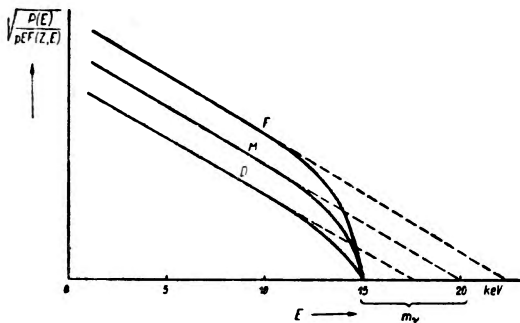
* We wzorze tym założono $c=1$, a więc masy cząstek są wyrażone w jednostkach energii.

gdzie

- m_ν — masa neutrino,
 E — całkowita energia elektronu (łącznie z masą spoczynkową m_0),
 p — pęd elektronu,
 E_{\max} — maksymalna energia elektronu,
 $F(Z, E)$ — czynnik kulombowski,
 b — stała, której wartość zależy od przyjętej teorii neutrino:

$$b = \begin{cases} -1 & \text{(Dirac)} \\ 0 & \text{(Majorana)} \\ +1 & \text{(Fermi)}. \end{cases}$$

W przypadku gdyby masa neutrino była równa zero, wykres Kurie, czyli wykres zależności $\sqrt{\frac{P(E)}{pE F(Z, E)}}$ od E , miałby postać linii prostej przecinającej oś energii w punkcie E_{\max} . W przypadku skończonej masy neutrino krzywa tej zależności dla dużych energii elektronu odchyłaby się od prostej i otrzymany przez ekstrapolację górny kraniec widma E_{extr} nie pokrywałby się z E_{\max} . Odchylenie końca widma od prostej, a więc różnica $\Delta E = E_{\text{extr}} - E_{\max}$, przyjmowałaby różną wartość w zależności od teorii neutrino.



Rys. 12. Kształt wykresów Kurie przy założeniach: $E_{\max} = 15$ keV, $m_\nu = 5$ keV dla różnych teorii neutrino: D — Diraca, M — Majorana i F — Fermiego

$$\Delta E = \begin{cases} m_\nu/2 & \text{(Dirac)} \\ m_\nu & \text{(Majorana)} \\ 3m_\nu/2 & \text{(Fermi)} \end{cases}$$

Dla przykładu na rys. 12 podano, jak wyglądałyby dla różnych teorii neutrino wykresy Kurie przy założeniu, że $E_{\max} = 15$ keV, a m_ν w jednostkach energii wynosi 5 keV*.

Ze wzoru (2) wynika, że wpływ masy neutrino na kształt widma jest tym większy, im mniejsza jest maksymalna energia rozpadu.

Szczególnie korzystny jest rozpad trytu ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \nu$, gdyż E_{\max} wynosi w tym przypadku zaledwie 19 keV. W kolejnych pracach do-

* Podane wartości ΔE : $m_\nu/2$ i $3m_\nu/2$ a więc i wykresy, na rys. 12 nie są ściśle. Wartości te otrzymuje się poprzez rozwinięcie widma β na szereg według $m_\nu/(E_{\max} + m_\nu - E)$. Dla widm β o małej energii maksymalnej jest to niedopuszczalne. Należy wówczas w poszczególnych wypadkach przeprowadzać obliczenia numeryczne. Zwraca na to uwagę Kofoed-Hansen [39].

swiadczalnych nad wyznaczeniem kształtu końca widma β górna granica masy spoczynkowej neutrino obniża się coraz bardziej. Jest to związane z udoskonalaniem metod spektrometrii β i postępem w szczegółowej analizie źródeł błędów takich, jak grubość preparatu promieniotwórczego i skończona zdolność rozdzielcza spektrometru.

Ostatnimi pracami w tej dziedzinie są doświadczenia Hamiltona, Alforda i Grossa [20] oraz Langer i Moffata [21].

Langer i Moffat stosowali jako źródło promieni β cieniutką warstewkę (ok. $0,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) kwasu bursztynowego wzbogaconego w tryt na błonce z lakieru zaponowego grubości $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Źródło miało wymiary $0,6 \times 2,5 \text{ cm}$ i aktywność właściwą $0,9 \text{ mC}/\mu\text{g}$. Umieszczono je w spektrometrze na stalowym kółku o średnicy 3 cm . W celu uniknięcia powstawania dodatniego ładunku elektrycznego na powierzchni źródła, w miarę emisji elektronów stosowano dwie metody. W jednej z nich źródło było uziemiane za pomocą cienkiej warstewki miedzi ($2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), naporowanej na tylną powierzchnię błonki z lakieru zaponowego. Druga metoda polegała na tym, że pod źródłem umieszczano podgrzewaną katodę emitującą termoelektrony, które kompensowały ładunek powstający w źródle. Widmo β wyznaczano za pomocą spektrometru magnetycznego z niejednorodnym polem o zdolności rozdzielczej $0,7\%$. Natężenie prądu zasilającego elektromagnes spektrometru było bardzo dobrze stabilizowane, tak że w ciągu wyznaczania jednego punktu widma zmieniało się mniej niż $0,01\%$. Promień krzywizny toru elektronów wynosił 40 cm . Rejestrację elektronów przeprowadzano za pomocą małego licznika Geigera-Müllera z bocznym okienkiem z lakieru zaponowego o grubości $1,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ i o rozmiarach takich samych, jak rozmiary źródła. Błonna z lakieru zaponowego była podtrzymywana siateczką o stukilkudziesięciu oczkach i o grubości około $0,01 \text{ mm}$. Ciśnienie mieszanki argonu i etylenu w liczniku wynosiło $2,5 \text{ cm Hg}$. Pomimo niskiego ciśnienia w liczniku gaz dyfundował przez okienko do komory próżniowej spektrometru, tak że ciśnienie wewnątrz licznika trzeba było podtrzymywać za pomocą specjalnie skonstruowanego manostatu.

Górna granica masy spoczynkowej neutrino, oszacowana z kształtu końca widma, zależy od przyjętej teorii neutrino. Największa wartość wypada dla teorii Diraca, gdyż według tej teorii najmniejsze jest odchylenie widma od linii prostej.

Langer i Moffat dla teorii Diraca otrzymali na górną granicę masy neutrino wartość 250 eV , a więc około $1/2000$ masy elektronu.

Hamilton, Alford i Gross podają następujące wartości górnej granicy masy:

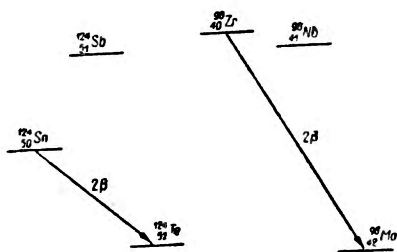
$$m_\nu < \begin{cases} 500 \text{ eV} & \text{dla teorii Diraca,} \\ 200 \text{ eV} & \text{dla teorii Majorany,} \\ 150 \text{ eV} & \text{dla teorii Fermiego.} \end{cases}$$

Podwójny rozpad β

Podwójny rozpad β z emisją negatonów może nastąpić między dwoma izobarami, których liczby atomowe różnią się o 2, a różnica mas jądra o mniejszym Z i jądra o większym Z przekracza dwie masy elektronowe. W przypadku odwrotnym, tzn. jeżeli izobar o liczbie atomowej $Z+2$ jest cięższy od izobaru o liczbie atomowej Z , może nastąpić emisja dwóch pozytonów. Mc Carthy [22], wykorzystując dane spektrografii masowej oraz obliczenia wykonane za pomocą półempirycznego wzoru Wignera, podał ostatnio spis par izomerów, między którymi można się spodziewać przemiany 2β . Z zestawienia Mc Carthy'ego wynika, że we wszystkich przypadkach, gdy możliwy jest podwójny rozpad β^+ energia emitowanych pozytonów nie może przekraczać 1 MeV i w związku z tym prawdopodobieństwo tego rozpadu jest tak małe, że nie ma mowy o wykryciu go w dzisiejszym stanie techniki eksperymentalnej. W 10 przypadkach natomiast możliwy jest podwójny rozpad β^- z emisją negatonów o energii przekraczającej 2 MeV.

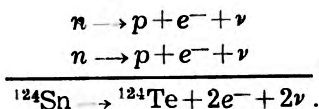
Można się spodziewać wykrycia następujących przejść: $^{42}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$, $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$, $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$, $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$, $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$, $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$, $^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$, $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$, $^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$ i $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$.

Na rys. 13 przedstawione są schematy rozpadu 2β ^{124}Sn i ^{96}Zr .



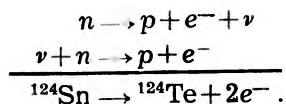
Rys. 13. Schematy podwójnego rozpadu β dla ^{124}Sn i ^{96}Zr

Doświadczalne zbadanie podwójnego rozpadu β może stanowić *experimentum crucis* pomiędzy teoriami neutrino. Majorany i Fermiego-Diraca. W przypadku słuszności teorii Fermiego-Diraca, a więc w przypadku występowania antycząstek, proces podwójnego rozpadu można zapisać w postaci



Mamy więc do czynienia z emisją dwóch elektronów i dwóch neutrino (albo antyneutrino).

Jeżeli słuszna jest teoria Majorany, rozpad 2β będzie wyglądał w następujący sposób



W tym przypadku otrzymujemy emisję tylko dwóch elektronów

Łatwo przewidzieć, że rozpad z emisją dwóch cząstek jest o wiele bardziej prawdopodobny niż proces, w którym powstają aż cztery cząstki. Obliczenia teoretyczne w zupełności potwierdzają to przewidywanie. G o e p p e r t - M a y e r [23] obliczyła czas połowicznego zaniku rozpadu 2β na gruncie teorii antycząstek, natomiast F u r r y [24], a niedawno P r i m a k o f f [25] dokonali obliczeń tego czasu na podstawie teorii Majorany. Dla rozpadu z emisją neutrino, dla izobarów różniących się masą o 4 MeV czas połowicznego zaniku powinien wynosić około 10^{22} lat. Tymczasem w przypadku podwójnego rozpadu β bez emisji neutrino, dla $Z=50$ (cyna) i różnicy mas izobarów 2,5 MeV otrzymano czas 10^{16} lat, a więc o 6 rzędów wielkości mniejszy.

Pomiar doświadczalny czasu połowicznego zaniku pozwoli więc rozstrzygnąć, która z teorii neutrino jest słuszna. Rozstrzygnięcie między teoriami może nastąpić również na innej drodze. Mianowicie w przypadku teorii Majorany suma energii obu elektronów rozpadu powinna być stała, zaś w przypadku teorii Fermiego-Diraca pomiar sumy energii elektronów musi dawać widmo ciągłe.

Niestety dotychczas wykonane doświadczenia nie dały jednoznacznej odpowiedzi.

F i r e m a n (26) mierzył liczby koincydencji i impulsów pojedynczych dla dwóch próbek cyny, z których jedna zawierała 54% izotopu ^{124}Sn , druga zaś 0,4% tego izotopu *.

Stwierdzono bardzo słabą aktywność próbki wzbogaconej w ^{124}Sn , przy czym wyznaczona metodą absorpcji w aluminium energia emitowanych elektronów wynosiła 1,0 — 1,5 MeV. F i r e m a n na podstawie otrzymanych wyników ocenia średni czas życia ^{124}Sn na zawarty w granicach od $0,9 \cdot 10^{16}$ do $0,4 \cdot 10^{16}$ lat, a więc zgodny z wartością obliczoną na podstawie teorii Majorany.

Jednak już w tym samym roku wyniki pomiarów I n g h r a m a i R e y n o l d s a [27] wydają się przemawiać na korzyść teorii antycząstek, gdyż autorowie ci na podstawie zawartości izotopów ksenonu w rudzie telluru oceniają średni czas życia dla rozpadu $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ na 10^{21} lat. Również pomiary L a w s o n a (728), który nie stwierdził aktywności ^{124}Sn , dają wynik sprzeczny z wynikiem F i r e m a n a.

W bieżącym roku M c C a r t h y [29] wykonał pomiary dla ^{124}Sn i ^{96}Zr , stosując jako detektory promieni β liczniki scyntylicyjne. Badane próbki były umieszczane między dwoma kryształami liczników scyntylicyjnych. Koincydencje impulsów w licznikach powodowały zadziałanie dyskryminatora, który pozwalał mierzyć energię zaabsorbowaną w kryształach. Oprócz tego liczono pojedyncze impulsy w licznikach. M c C a r t h y sto-

* Normalna cyna zawiera 6,8% ^{124}Sn .

sował 4 próbki: naturalnej cyny, cyny wzbogaconej w ^{124}Sn (95⁰/₀), cyrkonu wzbogaconego w ^{96}Zr (89,5⁰/₀) oraz cyrkonu wzbogaconego w ^{94}Zr (97,9⁰/₀). Pomiary z cyną nie wykazały śladu rozpadu 2β dając na dolną granicę czasu życia $1,5 \cdot 10^{17}$ lat. Dla cyrkonu zaobserwowano nieznaczną nadwyżkę liczby koincydencji w obszarze energii ok. 3,8 MeV. Ta wartość energii jest w przybliżeniu zgodna z przewidywaną energią 3,4 MeV obu elektronów w przypadku podwójnego rozpadu β bez neutrino. Jeżeli stwierdzony efekt przypisać temu procesowi, to na wartość średniego czasu życia ^{96}Zr wypada $(0,6 \pm 0,2) \cdot 10^{17}$ lat. Wynik *McCarthy*'ego mógłby wskazywać na występowanie rozpadu 2β bez neutrino, ale teoretycznie przewidziany średni czas życia dla takiego przejścia między cyrkonem a molibdenem wynosi ok. $6 \cdot 10^{13}$ lat, a więc znacznie mniej, niż otrzymał *McCarthy*. Być może przyczyną rozbieżności jest fakt, że teoretycznie przewidziane czasy życia są podane dla dozwolonych przejść β , podczas gdy przejścia obserwowane doświadczalnie mogą być przejściami wzbronionymi. W każdym razie rozstrzygnięcie między teoriami *Majorany* i *Fermiego-Diraca* na drodze badania podwójnego rozpadu β wymaga znacznego zwiększenia dokładności pomiarów.

Absorpcja neutrino

Na absorpcję neutrino mogą się składać następujące procesy oddziaływania z materią [30]:

- a) rozproszenie na elektronach.
- b) odwrotny proces β ,
- c) wzbudzenie jąder,
- d) zjawiska wywołane przez neutrino o bardzo dużej energii — na przykład tworzenie mezonów.

W dalszym ciągu zostaną omówione dokładniej tylko dwa pierwsze procesy, gdyż ani wzbudzenia jąder przez neutrino, ani też tworzenia mezonów przez neutrino wielkiej energii w promieniowaniu kosmicznym dotychczas nie obserwowano i nie opracowano żadnej teorii tych zjawisk.

Rozpraszanie neutrino na elektronach

Warunkiem występowania zjawiska rozproszenia neutrino przez nieelastyczne zderzenia z atomami jest posiadanie przez neutrino momentu magnetycznego, który mógłby oddziaływać z momentem magnetycznym elektronu. Zależność przekroju czynnego na rozproszenie neutrino od wartości jego momentu magnetycznego podał *Bethe* w 1935 r. [31]. Wykrycie rozproszenia przez stwierdzenie jonizacji, którą wywołują odrzucone elektrony, dowodziłoby więc istnienia momentu magnetycznego

neutrino, a wyznaczenie przekroju czynnego na rozproszenie pozwoliłoby nawet oszacować wartość tego momentu.

Próby stwierdzenia rozproszenia neutrino na atomach robiono wielokrotnie. Już wyniki doświadczeń Ellisa i Woostera [3], a następnie Meitner i Orthmanna [32] dowiodły, że neutrino nie są absorbowane w cienkich warstwach materii, jakimi były osłony preparatów promieniotwórczych i ścianki kalorymetrów. Szereg następnych pomiarów nie wykazał również żadnych śladów rozproszenia. Na przykład N a h m i a s [33], stosując jako źródło promieniotwórcze 5 g radu, usiłował wykryć absorpcję neutrino w osłonie ołowianej o grubości dochodzącej do 91 cm. Ujemny wynik doświadczenia prowadzi do wniosku, że neutrino w powietrzu w warunkach normalnych ulegają najwyżej jednemu zderzeniu z elektronem na drodze 300 000 km. Wyniki N a h m i a s a pozwalają oszacować górną granicę przekroju czynnego na rozproszenie neutrino w powietrzu. Przekrój czynny jest mniejszy niż 10^{-30} cm²/atom. B a r r e t [34] zastosował liczniki Geigera-Müllera do wykrycia neutrino pochodzących z preparatu trytu o aktywności 5 curie. Doświadczenia z licznikiem wypełnionym neonem pod ciśnieniem 10 cm Hg i z licznikiem wypełnionym helem pod ciśnieniem 20 atmosfer nie dały pozytywnych wyników. Liczba impulsów po zbliżeniu trytu nie różniła się w granicach błędu od liczby impulsów tła. Pomiaru B a r r e t a przesunęły górną granicę przekroju czynnego na rozproszenie do 10^{-33} cm²/atom. Odpowiadająca temu przekrojowi czynnemu wartość momentu magnetycznego neutrino wynosi 10^{-7} momentu magnetycznego elektronu, a więc jeżeli neutrino posiada moment magnetyczny, to jest on na pewno mniejszy od tej wartości.

Bardzo interesującym zagadnieniem jest rola neutrino dochodzących do Ziemi ze Słońca. Jeżeli przyjąć, że źródłem energii Słońca jest energia jądrowa powstająca w cyklu Bethego *, to łatwo obliczyć, że Słońce wysyła w postaci neutrino około 6% produkowanej energii.

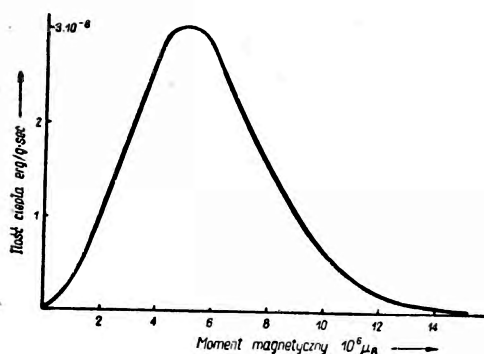
Tę samą niemal liczbę można otrzymać z bardziej ogólnych rozważań. Jeżeli na Słońcu zachodzą reakcje jądrowe, polegające na pośredniej lub bezpośredniej syntezie cięższych pierwiastków z wodoru, to ponieważ jądra końcowe zawierają mniej więcej tyle samo protonów i neutronów, zużyciu dwóch protonów towarzyszy jeden rozpad β^+ , a więc emisja jednego neutrino. W procesie syntezy zużycie dwóch protonów wyzwala energię około 12—16 MeV, a neutrino unosi energię około 1 MeV. Te liczby dają procent energii unoszonej przez neutrino bardzo bliski do obliczonego na podstawie cyklu Bethego.

Ponieważ neutrino mogłyby być zatrzymane w Słońcu tylko przez odwrotny proces β a przekrój czynny na tę reakcję jest rzędu 10^{-44} cm²,

* Cykl Bethego składa się z czterech kolejnych reakcji jądrowych, w wyniku których z czterech protonów powstaje cząstka α .

niemal wszystkie neutrino opuszczają Słońce. Wobec tego do powierzchni Ziemi dochodzi strumień $7,4 \cdot 10^{10}$ neutrino/cm² · sek *.

Neutrino pochodzące ze Słońca mogą wytwarzać wewnątrz Ziemi wielkie ilości ciepła. Zależy to od wartości przekroju czynnego na rozproszenie, a więc od wartości momentu magnetycznego neutrino. Zbyt duża wartość momentu magnetycznego spowodowałaby dużą stratę energii neutrino przy wydostawaniu się na powierzchnię Słońca i mało energii pozostałoby do przekazania Ziemi. Zbyt mała natomiast wartość momentu magnetycznego wywołałaby wychodzenie neutrino z wnętrza Słońca z małą stratą



Rys. 14. Zależność ilości ciepła wytwarzanego wewnątrz Ziemi przez neutrino ze Słońca od momentu magnetycznego neutrino (Cormack).

energii, ale wówczas także bardzo mało energii przekazywałoby one Ziemi. Musi więc istnieć optymalna wartość momentu magnetycznego (przekroju czynnego na rozproszenie), dla której ilość energii traconej przez neutrino wewnątrz Ziemi osiągnie maksimum. Cormack [35] wyznaczył zależność wytwarzania ciepła przez neutrino wewnątrz Ziemi od wartości ich momentu magnetycznego. Wykres podany przez Cormacka przedstawia rys. 14. Ilość wytworzonego ciepła osiąga maksimum ($3,05 \cdot 10^{-8}$ erg/g · sek) dla momentu magnetycznego $5 \cdot 10^{-6}$ magnetonu Bohra.

Odwrotny proces β

Można rozróżnić dwa odwrotne procesy β . Przykładem jednego z nich może być reakcja $^{37}\text{Cl} + \nu \rightarrow ^{37}\text{A} + e^-$, która jest procesem odwrotnym do rozpadu β^+ , przykładem zaś drugiego — reakcja $^{35}\text{Cl} + \nu \rightarrow ^{35}\text{S} + e^+$, która jest procesem odwrotnym do rozpadu β^- . Według wersji Fermiego teorii antycząstek pierwszą z tych reakcji mogą wywołać tylko antyneutrino, a drugą tylko neutrino, zaś według wersji Diraca odwrotnie — pierwszą reakcję mogą wywoływać tylko neutrino, a drugą tylko antyneutrino. Dla każdej więc z podanych reakcji źródłem neutrino musi być inny typ rozpadu β (β^+ lub β^-). Według teorii Majorany obie reakcje mogą być wywoływane przez neutrino dowolnego pochodzenia.

* Taki strumień neutrino wytworzyłyby 60 kg radu w odległości 1 m. Z liczby tej widać, że źródła w doświadczeniach Namiasa i Barreta dostarczały strumienia neutrino o kilka rzędów wielkości mniejszego niż strumień neutrino ze Słońca.

Doświadczalne stwierdzenie występowania odwrotnego procesu β byłoby wykryciem swobodnego neutrino, bo dotychczas o istnieniu neutrino wyciągano wnioski jedynie z przebiegu procesów, w których ono powstaje. Poza tym zbadanie odwrotnego procesu β pozwoliłoby rozstrzygnąć między teorią antycząstek i teorią Majorany. Niestety teoretycznie oszacowana przez B e t h e g o i P e i e r l s a [36] wartość przekroju czynnego na odwrotny proces β z doświadczalnego punktu widzenia nie przedstawia się bardzo obiecująco, gdyż jest rzędu 10^{-44} cm². B e t h e i P e i e r l s otrzymali tę wartość jako iloczyn przekroju czynnego na trafienie jądra przez neutrino (10^{-24} cm²) i przekroju czynnego na rozpad β trafiającego jądra (10^{-20} cm²). Obliczony przekrój czynny rośnie proporcjonalnie do kwadratu energii neutrino.

Dokonana przez A l v a r e z a [37] próba wykrycia reakcji $\nu + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{A} + e^-$ przy wykorzystaniu neutrino ze stosu atomowego nie dała wyniku. Ponieważ stos dostarcza tylko neutrino, a w przypadku słuszności teorii Fermiego reakcja z ${}^{37}\text{Cl}$ wymaga antyneutrino, możliwe, że w tej metodzie reakcje $\nu + {}^{37}\text{Cl}$ wogóle nie zachodzą.

W 1953 r. R e i n e s i C o w a n [38] przeprowadzili próbę stwierdzenia reakcji $p + \nu \rightarrow n + e^+$. Źródłem neutrino w tym doświadczeniu był stos atomowy w Hanford. Jako detektor zastosowano olbrzymi licznik scyntylicyjny z ciekłym luminoforem o objętości 270 litrów.

Reakcja $p + \nu$ zachodzi wewnątrz luminofora. Luminofor był otoczony dziewięćdziesięcioma fotopowielaczami elektronowymi. Aparatura liczyła opóźnione koincydencje wywołane przez absorpcję w luminoforze pozytonu i fotonów jego anihilacji oraz fotonu γ powstającego przy chwytaniu neutronu przez kadm dodany do luminofora. Impulsy wywoływane przez neutrony były opóźnione o kilka μsek , gdyż taki czas upływa od chwili powstania neutronu do chwili schwytania go przez Cd. Fotopowielacze były podzielone na dwie grupy po 45 sztuk. Impulsy z każdej grupy po wzmocnieniu kierowano do dwóch dyskryminujących układów przepustowych, z których jeden był przystosowany do przepuszczania impulsów charakterystycznych dla absorpcji pozytonów, drugi zaś przepuszczał impulsy charakterystyczne dla fotonów γ chwytania neutronów przez Cd. Impulsy z obu „pozytonowych“ i z obu „neutronowych“ układów przepustowych kierowano do układów koincydencyjnych o małym czasie rozdzielczym. Koincydencja „pozytonowa“ wyzwalała działanie dyskryminatora czasu, który rejestrował koincydencje „neutronowe“ dla różnych czasów opóźnienia od 0 do 9 μsek . Detektor był otoczony osłoną z parafiny grubości 120—180 cm i osłoną z ołowiu grubości 10—20 cm. W celu obniżenia tła wywołanego promieniowaniem kosmicznym, nad detektorem umieszczono 2-metrową warstwę wody oraz osłonę antykoincydencyjną z 75 liczników G. M. Średnia liczba opóźnionych koincydencji podczas pracy stosu (czas

pomiaru — 10 000 sek) wynosiła $2,55 \pm 0,15$ na minutę. Gdy stos był wyłączony (w ciągu 6000 sek), aparatura liczyła średnio $2,14 \pm 0,13$ opóźnionych koincydencji na minutę, a więc różnica wywołana pracą stosu była równa $0,41 \pm 0,20$ koincydencji na minutę. Od wartości tej należy odjąć około 0,12 imp/min spowodowanych częściowym nakrywaniem się kanałów dyskryminatora czasu. Liczba otrzymana po uwzględnieniu tej poprawki zgadza się w granicach błędu z przewidywaną wartością 0,20 imp/min, oszacowaną na drodze teoretycznej przy przyjęciu na przekrój czynny $\nu + p$ dla neutrino ze stosu $6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ *.

Dotychczas nie ukazał się zapowiadany przez Reinesa i Cowana bardziej szczegółowy opis ich doświadczeń. Nie można więc na razie z całą pewnością twierdzić, że udało im się wykryć odwrotny proces β .

Daleko jeszcze do całkowitego rozwiązania zagadnienia neutrino. Konieczny jest znaczny postęp techniki eksperymentalnej, by można było szczegółowo badać zjawiska, których wykrycie leży dziś na granicy możliwości fizyki doświadczalnej. Wystarczy jednak spojrzeć na spis literatury dotyczącej neutrino, by się przekonać, że ostatnie lata przyniosły znaczny postęp w tej dziedzinie i być może dla następnych pokoleń fizyków neutrino stanie się cząstką tak dobrze znaną, jak obecnie elektron czy proton.

Literatura

1. W. Pauli, Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik, Handbuch der Physik, B. 24/2, Berlin 1933.
2. L. Meitner, Zeits. f. Phys., **11**, 35 (1922).
3. C. D. Ellis, W. A. Wooster, Proc. Roy. Soc. A, **117**, 109 (1928).
4. S. Kusaka, Phys. Rev., **60**, 61 (1941).
5. W. F. Fry, Phys. Rev., **90**, 999 (1953).
6. E. Fermi, Zeits. f. Phys., **88**, 161 (1934).
7. E. Majorana, Nuovo Cim., **14**, 171 (1937).
8. L. de Broglie, Théorie générale des particules à spin, Paris 1943.
9. A. I. Leipunski, Proc. Camb. Phil. Soc., **32**, 301 (1936).
10. J. S. Allen, Phys. Rev., **61**, 692 (1942).
11. H. R. Crane, J. Halpern, Phys. Rev., **53**, 789 (1938); **56**, 232 (1939).
12. R. F. Christy, E. R. Cohen, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen, Phys. Rev., **72**, 698 (1947).
13. G. W. Rodeback, J. S. Allen, Phys. Rev., **81**, 318 (1951); **83**, 215 (1951).
14. R. Davis Jr., Phys. Rev., **86**, 976 (1952).
15. P. B. Smith, J. S. Allen, Phys. Rev., **81**, 381 (1951).
16. C. W. Sherwin, Phys. Rev., **75**, 1799 (1949).

* Przyjmując dla neutrino ze Słońca tę samą wartość przekroju czynnego na reakcję $\nu + p$, łatwo obliczyć, że tworzą one w wyniku tej reakcji w 1 m^3 wody na powierzchni Ziemi około jednego neutronu na godzinę.

17. J. S. Allen, H. R. Paneth, A. H. Morrish, *Phys. Rev.*, **75**, 570 (1949).
18. B. M. Rusted, S. L. Ruby, *Phys. Rev.*, **89**, 880 (1952).
19. W. P. Alford, D. R. Hamilton, *Phys. Rev.*, **94**, 779 (1954).
20. D. R. Hamilton, W. P. Alford, L. Gross, *Phys. Rev.*, **83**, 215 (1951); **92**, 1521 (1953).
21. L. M. Langer, R. J. D. Moffat, *Phys. Rev.*, **88**, 689 (1952).
22. J. A. McCarthy, *Phys. Rev.*, **95**, 447 (1954).
23. M. Goepfert-Mayer, *Phys. Rev.*, **48**, 512 (1935).
24. W. H. Furry, *Phys. Rev.*, **56**, 1184 (1939).
25. H. Primakoff, *Phys. Rev.*, **85**, 888 (1952).
26. E. L. Fireman, *Phys. Rev.*, **75**, 323 (1949).
27. M. G. Inghram, J. H. Reynolds, *Phys. Rev.*, **76**, 1265 (1949); **78**, 322 (1950).
28. J. S. Lawson, *Phys. Rev.*, **81**, 299 (1950).
29. J. A. McCarthy, *Phys. Rev.*, **90**, 853 (1953).
30. H. R. Crane, *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 278 (1948).
31. H. A. Bethe, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **31**, 108 (1935).
32. L. Meitner, W. Orthmann, *Zeits. f. Phys.*, **60**, 143 (1930).
33. M. E. Nahmias, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **31**, 99 (1935).
34. J. H. Barret, *Phys. Rev.*, **79**, 907 (1950).
35. A. M. Cormack, *Phys. Rev.*, **95**, 580 (1954).
36. H. A. Bethe, R. Peierls, *Nature* **133**, 532 (1934).
37. L. W. Alvarez, UCRL — 328 (1949).
38. F. Reines, C. L. Cowan Jr., *Phys. Rev.*, **92**, 830 (1953).
39. O. Kofoed-Hansen, *Physica*, **18**, 1287 (1952).

Jerzy Janik

Zespół Katedr Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego

Oddziaływanie mezonów π z jądrami

Wstęp

Mezonami π nazywamy cząstki, które są elementami wymiany w jądrze atomowym. Przyjęcie wprowadzonej przez Yukawę hipotezy, że pomiędzy nukleonami w jądrze zachodzi wymiana cząstek o masie około 200—300 mas elektronowych, prowadzi do wytłumaczenia krótkiego zasięgu działania sił jądrowych. Potencjał pola sił jądrowych, otrzymany przy przyjęciu mechanizmu wymiany przez Yukawę, jest skalarem o formie $\varphi = \frac{e^{-\mu r}}{r}$, która od razu daje krótkozasięgowość oddziaływania jądrowego. Skalarny potencjał Yukawy nie zdaje jednak sprawy z innych, doświadczalnie stwierdzonych własności sił jądrowych, a mianowicie ich zależności od spinów cząstek, niecentralności itp. Dla opisanía tych własności konieczne jest odpowiednie zmodyfikowanie równania pola mezonowego, w wyniku którego zależnie od sposobu postępowania funkcja pola przestaje być skalarem, lecz staje się pseudoskalarem, wektorem lub pseudowektorem*. Jak widać z tego, mezon π jako element wymiany warunkujący charakter sił jądrowych może być a priori mezonem skalarnym, pseudoskalarnym, wektorowym lub pseudowektorowym (S , PS , V , PV).

Odkrycie mezonu π w promieniowaniu kosmicznym spowodowało, że mezon przestał być jedynie hipotetycznym tworem tłumaczącym specyficzny charakter oddziaływania jądrowego.

Opracowanie sposobu wytwarzania mezonu π za pomocą wielkich akceleratorów pozwoliło na operowanie znacznie większymi strumieniami tych mezonów niż w promieniowaniu kosmicznym i umożliwiło dokładne poznanie szeregu ich właściwości. Wymienię w skrócie kilka najbardziej charakterystycznych z tych właściwości:

Masa mezonów π jest inna dla mezonów naładowanych, a inna dla mezonu neutralnego:

* Przewidywany przez teorię charakter sił jądrowych zależy, jak tu wspomniano, od rodzaju pola mezonowego, a nadto od sposobu oddziaływania tego pola z nukleonami, o którym jest mowa dalej (przyp. Red.).

$$m_{\pi^+} = m_{\pi^-} = 273 m_e,$$

$$m_{\pi^0} = 265 m_e.$$

Ładunek mezonów naładowanych jest równy co do wielkości ładunkowi elementarnemu i może być dodatni lub ujemny.

Wszystkie trzy rodzaje mezonów π (π^+ , π^- i π^0) ulegają rozpadowi według schematów

$$\text{mezon } \pi^\pm \rightarrow \text{mezon } \mu^\pm + \text{neutrino},$$

$$\text{mezon } \pi^0 \rightarrow 2\gamma.$$

Średni czas życia mezonów naładowanych wynosi $2,5 \cdot 10^{-8}$ sek, mezonu zaś neutralnego jest rzędu 10^{-14} sek.

Analiza zjawiska produkcji, rozpadu oraz oddziaływanie z protonami i deuteronomi prowadzi do ustalenia spinu mezonów π^+ , π^- i π^0 jako równego 0 oraz do stwierdzenia, że mezony te są mezonami pseudoskalar-nymi. Ustalenie pseudoskalar-nego charakteru tych mezonów nie rozstrzyga jednak o tym, jakie jest ich oddziaływanie z jądrami. Energia bowiem oddziaływania jest niezmiennikiem, który może być konstruowany za pomocą funkcji pola skalar-nego, pseudoskalar-nego, wektorowego i pseudowektorowego, mimo że charakter mezonu został już ustalony jako odpowiadający jednemu z tych czterech typów. W ten sposób otrzymujemy na przykład mezon skalar-ny ze skalar-nym oddziaływaniem jądrowym, $S(S)$, pseudoskalar-ny z oddziaływaniem pseudoskalar-nym, $PS(PS)$, pseudoskalar-ny z oddziaływaniem pseudowektorowym, $PS(PV)$ itp.

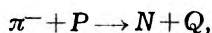
Ilościowa analiza zjawisk związanych z mezonami π prowadzi do wniosku, że mezony te są mezonami pseudoskalar-nymi ze sprzężeniem pseudowektorowym $PS(PV)$ albo pseudoskalar-nym $PS(PS)$, przy czym coraz bardziej ustala się pogląd, że zachodzi druga z tych możliwości.

Oddziaływanie powolnych mezonów π^- z jądrami

Omówione w tym rozdziale fakty doświadczalne odnosić się będą do mezonów π^- , które zostały zatrzymane w danym środowisku jąder, schwy-tane na orbitę K któregoś z atomów utworzyły mezoatom, a następnie dopiero nastąpiło ich oddziaływanie jądrowe z jądrem tego mezoatomu poprzez schwy-tanie mezonu π^- z orbity K przez jądro.

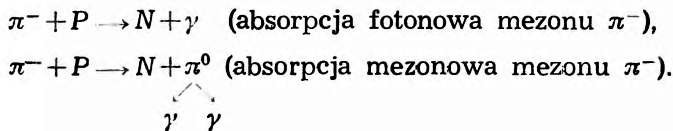
Oddziaływanie powolnych mezonów π^- z protonami i deuteronomi

Proces schwy-tania mezonu π^- przez proton można zapisać w nastę-pujący sposób:

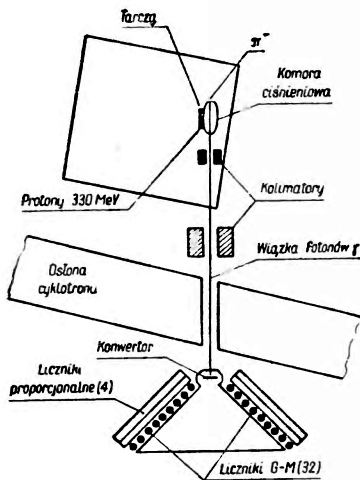
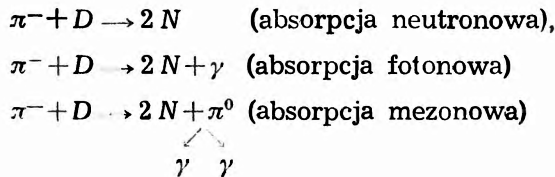


gdzie Q jest cząstką neutralną.

Jeżeli mezon π^- jest bozonem, to i Q musi być bozonem, to znaczy fotonem γ lub mezonem π^0 *. W wypadku natomiast, gdy mezon π^- jest fermionem, również i cząstka Q musi mieć charakter fermionowy i jest prawdopodobne, że wtedy cząstka Q byłaby neutrinem. Jak widać z tego, znalezienie jakiegokolwiek promieniowania γ towarzyszącego powyższej reakcji świadczyłoby o bozowym charakterze mezonu π^- . W tym przypadku reakcja mogłaby przebiegać na dwóch drogach:



W wypadku oddziaływania z deuteronem możliwe są (przy założeniu bozowego charakteru mezonu π^-) trzy reakcje:

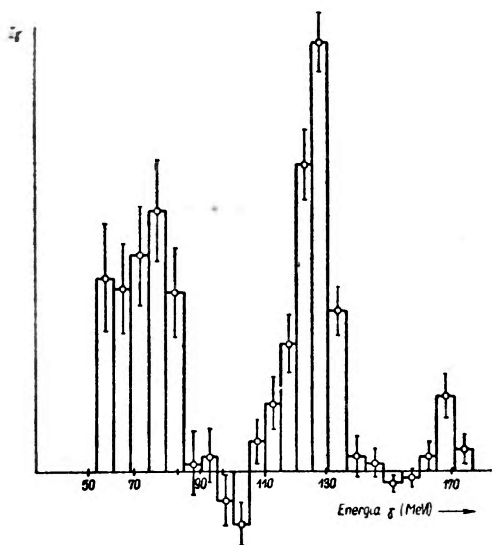


Rys. 1. Schemat aparatury do doświadczeń z oddziaływaniem mezonów π z protonami i deuteronami

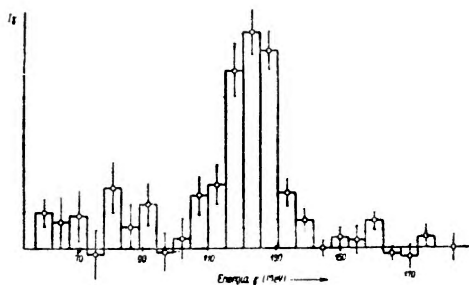
Informacji o tych reakcjach może nam dostarczyć badanie widma promieniowania γ , towarzyszącego bombardowaniu mezonami π^- wodoru i deuteru. Zasadniczą pracą dotyczącą tego zagadnienia jest praca Panołfsky'ego, Amodta i Hadleya [1]. Aparatura używana przez tych autorów przedstawiona jest na rys. 1. Źródłem mezonów π^- była tarcza wolframowa bombardowana protonami o energii 330 MeV, uzyskanymi 184-calowym cyklotronem w Berkeley. Mezony dostawały się następnie do komory ciśnieniowej napełnionej badanym gazem po uprzednim spowolnieniu w ściankach komory o odpowiedniej grubości. Fotony γ powstałe w reakcji z mezonami biegły skolimowane do spektrometru parowego, w którym mierzono ich energię. Używane w spektrometrze pole magnetyczne wynosiło 5000—10 000 erstedów. W 32 licznikach Geigera-Müllera liczono elektrony par powstałe w konwerterze. Ze względu na dużą liczbę zliczeń w po-

* Bozowy charakter mezonu π^0 wynika z jego rozpadu na dwa fotony γ .

jedynczych licznikach (ok. 3 na sek) a małą liczbę koincydencji parowych (ok. 30 na godz.) użyto dodatkowo czterech długich liczników proporcjonalnych. Pojawienie się pary było rejestrowane przez poczwórną koincydencję w licznikach proporcjonalnych. Ta koincydencja otwierała dopiero drogę impulsom w licznikach Geigera-Müllera. Impulsy przekazywane były urządzeniu rejestrującemu, które zawierało 32 pióra rejestrujące na przesuwałej się taśmie papierowej.



Rys. 2. Widmo promieni γ otrzymane w wyniku oddziaływania powolnych mezonów π^- z protonami



Rys. 3. Widmo promieni γ otrzymane w wyniku oddziaływania powolnych mezonów π^- z deuteronami

Wyniki pomiarów dla wodoru i deuteru przedstawione są na rys. 2 i 3. Z obu przedstawionych na tych rysunkach wykresów wyciągnąć można kilka ciekawych wniosków. Przede wszystkim występowanie przy absorpcji mezonów π^- w wodrze promieniowania γ świadczy o bozonowym charakterze mezonów π^- . W wypadku wodoru maksimum przy około 70 MeV należy przypisać absorpcji mezonowej, maksimum zaś przy 132 MeV — absorpcji fotonowej mezonu π^- . Dokładna analiza tego widma prowadzi do obliczenia z maksimum przy 132 MeV masy mezonu π^- , z maksimum zaś przy 70 MeV (uwzględniając efekt Dopplera dla rozpadających się w ruchu mezonów π^0) masy mezonu π^0 . Obliczony przez splanimetrowanie powierzchni obu maksimum stosunek prawdopodobieństw tych dwóch rodzajów absorpcji w wodrze wynosi

$$\frac{P_{\pi^0}}{P_{\gamma}} = 0,94 \pm 0,20.$$

Dla deuteru natomiast występuje, jak widać z rys. 3, zanedbywalnie mała absorpcja mezonowa. Maksimum przy około 130 MeV pochodzi i tutaj od absorpcji fotonowej. Porównanie powierzchni wykresów obu widm prowadzi do wniosku, że w wypadku deuteru występuje także absorpcja neutronowa.

Względne natężenia różnych typów absorpcji otrzymane w opisywanych doświadczeniach zebrane są w tablicy I:

Tablica I

Cząstka wyemitowana	Liczba zliczeń na min. w doświadczeniach z H	Liczba zliczeń na min. w doświadczeniach z D
π^0	$0,45 \pm 0,09$	$-0,007 \pm 0,020$
γ	$0,47 \pm 0,05$	$0,275 \pm 0,034$
2 N	—	$0,65 \pm 0,11^*$

* Liczba ta nie jest liczbą zliczeń na minutę, lecz uzyskana została przez porównanie powierzchni obu widm.

Dodać jeszcze należy, że Sachs i Steinberger [2] uzyskali bezpośredni dowód występowania mezonu π^0 w reakcji mezonu π^- z wodorem przez stwierdzenie podwójnych koincydencji γ w licznikach scyntylacyjnych, umieszczonych po obu stronach naczynia z wodorem.

Z analizy stosunku prawdopodobieństw absorpcji fotonowej i mezonowej w wypadku wodoru oraz absorpcji fotonowej, mezonowej i neutronowej w wypadku deuteru można wyciągnąć interesujące wnioski teoretyczne odnośnie do spinu i parytetu (parzystości) mezonów π^- .

W wypadku wodoru Marshak, Tamor i Wightman [3] obliczyli mianowicie teoretycznie prawdopodobieństwa absorpcji fotonowej i mezonowej, zakładając różne, a priori możliwe, rodzaje pól mezonowych oraz różne rodzaje sprzężeń z nukleonami: $S(S)$, $PS(PS)$, $PS(PV)$, $V(V)$, $PV(PV)$ itp. Wiedząc z doświadczenia, jaki jest stosunek prawdopodobieństw absorpcji fotonowej i mezonowej, można otrzymać w ten sposób różne wartości na stałe sprzężenia pola mezonowego z nukleonami. Otóż w wypadku, gdy mezony π^- i π^0 mają spin 0, tylko jednakowy parytet dla obu tych mezonów prowadzi do „rozsądnych“ wartości na stałe sprzężenia; gdy zaś mezon π^- ma spin 1 (π^0 ma na pewno spin 0), to fakty doświadczalne świadczą przeciwko jednakowej parzystości.

Analogiczne do poprzednich obliczenia dla różnych kombinacji pól i sprzężeń w wypadku deuteru wykonali Tamor i Marshak [4]. Z porównania tych obliczeń z doświadczeniem wynika, że tylko pola mezonowe pseudoskalarne i pseudowektorowe nie są w sprzeczności z danymi doświadczalnymi.

Na zakończenie rozważań nad zagadnieniem oddziaływania powolnych mezonów π^- z protonami i deuteronami musimy stwierdzić, że doświadczenia wyżej opisane dostarczają nam pewnych informacji o spinie i cha-

rakterze mezonów π , ale spinu mezonu naładowanego, a zatem i parzystości, ostatecznie nie ustalają. Dopiero (jak już o tym było wspomniane we wstępie) analiza całokształtu zjawisk związanych z produkcją, rozpadem i oddziaływaniem z jądrami mezonów π pozwala ustalić spin mezonów π^\pm jako równy 0 i wnioskować o tym, że mezony te są mezonami pseudoskalarnymi ze sprzężeniem pseudowektorowym albo pseudoskalarnym.

Oddziaływanie powolnych mezonów π^- z ciężkimi jądrami

Fakty doświadczalne, na których oprzemy się przy omawianiu tego zagadnienia, to głównie dane otrzymane za pomocą klisz jądrowych. Zasadniczymi pracami są tutaj prace Menona, Muirheada i Rochata [5] oraz Adelmanna [6].

Najbardziej ogólnym wnioskiem, jaki możemy wysnuć z tych prac, jest to, że powolne mezony π^- oddziałując z ciężkimi jądrami emulsji, wywołują gwiazdy. Interesująca i płodna w konsekwencje odnośnie mechanizmu oddziaływania jest szczegółowa analiza tych gwiazd. Przede wszystkim obserwuje się gwiazdy o różnej liczbie ramion. Procentowa częstość występowania gwiazd o danej liczbie ramion przedstawiona jest w tablicy II.

Tablica II

Liczba ramion	Procent wszystkich gwiazd
0	28 \pm 2
1	23 \pm 0,7
2	23 \pm 0,7
3	16 \pm 0,5
4	7,6 \pm 0,4
5	1,4 \pm 0,2
6	0,1 \pm 0,1

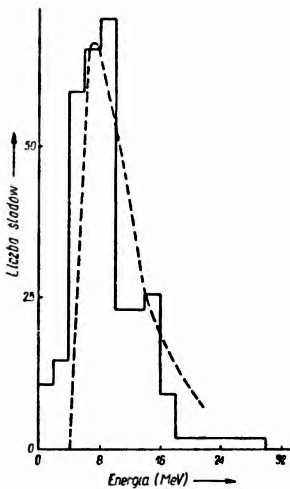
Prawdopodobnie w gwiazdach o liczbie ramion równej 0 występują ramiona neutronowe, nierejestrowalne w kliszy.

Ważnym faktem wynikającym z powyższej statystyki jest duża przewaga gwiazd o małej liczbie ramion (0, 1, 2) nad gwiazdami o większej ich liczbie.

W dalszym ciągu analizy gwiazd wywołanych w emulsji powolnymi mezonami π^- skupmy uwagę na ramionach protonowych i zbadajmy, jakie jest widmo tych protonów w gwiazdach. Widmo to przedstawione jest na rys. 4, ale rysunek ten dotyczy tylko niskoenergetycznej części tego widma. Doświadczenie daje jednak spory procent (około 10) wysokoenergetycznych protonów o energii kilkudziesięciu MeV. To występowanie

protonów o dużej energii jest płodne w konsekwencje odnośnie do mechanizmu procesu oddziaływania mezonu π^- z ciężkimi jądrami.

Pierwszą teorią, która miała opisywać zjawisko absorpcji mezonów π^- w jądrami, była teoria, w której zakładano, że cała energia spoczynkowa mezonu (ok. 140 MeV) zamienia się w energię wzbudzenia jądra. W wyniku tego wzbudzenia jądro emituje cząstki dające ramiona gwiazd obserwowane w emulsjach. Dla obliczeń, wyniki których można by porównać z doświadczeniem, konieczne jest przyjęcie jakiegoś konkretnego modelu



Rys. 4. Niskoenergetyczna część widma protonów gwiazd wywołanych absorpcją powolnych mezonów π^- w emulsji fotograficznej

jądrowego. Fujimoto i Yamaguchi [7] przyjęli dla jądra gazowy model Fermiego, Clementel i Puppi [8] zaś — model kropłowy. Zastosowanie obu modeli daje wyniki niezgodne z doświadczeniem zarówno co do liczby ramion, jak i co do rozkładu energetycznego cząstek. Jest jednak rzeczą interesującą, że niskoenergetyczna część widma protonów (dla energii mniejszych niż 30 MeV) jest zgodna z teoretyczną krzywą uzyskaną z modelu Fermiego, ale odpowiadającą energii wzbudzenia nie 140 MeV, lecz około 100 MeV. Oczywiście model ewaporacyjny, według którego nukleony jakby wyparowywały z jądra, nie tłumaczy wcale występowania protonów o wysokiej energii (większej niż 30 MeV).

Drugą teorią, opisującą dobrze całokształt zjawisk doświadczalnych, była teoria podana przez Tamora [9]. Tamora założył, że mezon π^- znika jako wynik oddziaływania z małą tylko liczbą nukleonów w jądrze. Energia 140 MeV dostaje się zatem najpierw tym nielicznym nukleonom, a wzbudzenie jądra jest wynikiem ewentualnych późniejszych zderzeń innych nukleonów z tamtymi. Tamora użył dwóch modeli dla swoich rachunków:

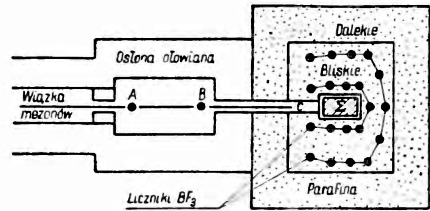
a) modelu dwunukleonowego, który opiera się na założeniu, że zaabsorbowanie mezonu π^- przez proton prowadzi do udzielenia energii temu protonowi oraz sąsiedniemu nukleonowi w jądrze,

b) modelu wielonukleonowego, w którym zakłada się, że mezon π^- jest zaabsorbowany przez proton w cząstce α . Energię biorą na siebie powstający przy tym tryton i neutron.

Energia wzbudzenia jądra srebra, obliczona za pomocą tych dwóch modeli, wynosi około 100 MeV, co jest zgodne z doświadczalnie otrzymaną niskoenergetyczną częścią widma protonów.

Teoria T a m o r a przewiduje ponadto emisję pewnej liczby szybkich nukleonów, co tłumaczy zaobserwowaną doświadczalnie wysokoenergetyczną część widma protonów jak również i duży procent gwiazd o małej liczbie ramion. Teoria ta przewiduje także emisję pewnej liczby neutronów — zarówno szybkich, jak i ewaporacyjnych. 28% gwiazd bez ramion, zaobserwowanych przez M e n o n a, M u i r h e a d a i R o c h a t a, zawiera prawdopodobnie te właśnie neutrony.

Przyppuszczenie obecności neutronów o niskiej energii (0,5—15 MeV) zostało potwierdzone przez T o n g i o r g i e g o i E d w a r d s a [10]. Schemat aparatury użyty przez tych autorów przedstawiony jest na rys. 5. Wiązka mezonów π^- była doprowadzona poprzez liczniki Geigera-Müllera A, B i C do absorbenta Σ . Neutrony powstałe



Rys. 5. Schemat aparatury do doświadczalnego stwierdzenia produkcji neutronów w procesie absorpcji powolnych mezonów π^-

w wyniku oddziaływania mezonów z jądrami absorbenta dostawały się do parafiny, w której tkwiły dwie grupy liczników neutronowych napełnionych trójfluorkiem boru (liczniki „bliskie“ i „dalekie“). Aparatura była tak urządzona, że koincydencja w licznikach A, B i C oraz w jednym z liczników neutronowych wyzwałała plamkę oscylografu i wtedy na ekranie oscylografu pojawiał się impuls z licznika neutronowego. Impulsy z liczników „bliskich“ powodowały wychylenie plamki w jedną stronę, impulsy zaś z liczników „dalekich“ — w przeciwną. Rejestracja następowała przez fotografowanie plamki. Otrzymane dane są zgodne z zaobserwowanym w kliszach faktem, że około 28% śladów mezonowych prowadzi do gwiazd bez ramion. Poza tym stosunek liczby impulsów „bliskich“ do „dalekich“ (impulsy „bliskie“ odpowiadają energii neutronów około 2 MeV, impulsy „dalekie“ zaś — około 10 MeV) jest zgodny z przewidywanym teoretycznie widmem neutronów.

Obecność neutronów o wysokiej energii można wykryć pośrednio na innej drodze. Należy mianowicie oczekiwać, że jeżeli klisze jądrowe będą zawierały uran, tor lub bizmut, to powstałe w jądrami tych pierwiastków, w wyniku absorpcji mezonów π^- , neutrony o dużej energii (70 MeV) muszą wywoływać rozszczepienie jąder. Przyppuszczenie to zostało doświadczalnie potwierdzone przez A l - S a l a m a [11], który obserwował ślady rozszczepień w kliszach nasycanych octanem uranylu i naświetlanych mezonami π^- , otrzymanymi w cyklotronie w Berkeley. Wyniki A l - S a l a m a prowadzą do wniosku, że każdy mezon wchodzący do jądra uranu wywołuje rozszczepienie tego jądra.

Oddziaływanie szybkich mezonów π z jądrami

Oddziaływanie szybkich mezonów π z protonami i deutronami

Zasadniczych danych doświadczalnych odnośnie do tego zagadnienia dostarczają prace grupy Fermiego (Anderson, Fermi, Long, Martin, Nagle [12]; Anderson, Fermi, Long, Nagle [13]; Anderson, Fermi, Nagle, Yodh [14], [16; Fermi, Anderson, Sundby, Nagle, Yodh [15]; Anderson, Fermi [17]. We wszystkich tych pracach mezony π obu znaków uzyskiwano przez bombardowanie berylu protonami o energii 450 MeV. Jako detektorów używano liczników scyntylicyjnych, jako rozpraszaczy — ciekłego wodoru lub deuteru.

W tablicy III zebrane są całkowite przekroje czynne na absorpcję w wodorze mezonów π^+ i π^- przy różnych energiach mezonów.

Tablica III

Energia w MeV	σ_{π^+} (w 10^{-27} cm)	Energia w MeV	σ_{π^-} (w 10^{-27} cm)
56 ± 8	20 ± 10	89 ± 8	21 ± 8
82 ± 7	50 ± 13	112 ± 6	31 ± 9
118 ± 6	91 ± 6	135 ± 6	52 ± 6
136 ± 6	152 ± 14	176 ± 6	66 ± 6
		217 ± 6	60 ± 6

Jak widać, oddziaływanie z protonami zachodzi z różnym prawdopodobieństwem dla mezonów π^+ i π^- .

Analogiczne pomiary całkowitego przekroju czynnego na absorpcję w deuterze mezonów π^+ i π^- przy różnych energiach dają w granicach błędu równość przekrojów czynnych dla mezonów obu znaków.

Dane doświadczalne dotyczące różniczkowego przekroju czynnego, który opisuje rozkład kątowy w zjawisku rozpraszania mezonów, są zgodne z wzorem

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a + b \cos \vartheta + c \cos^2 \vartheta,$$

gdzie a , b i c są stałymi, które w cytowanych wyżej pracach grupy Fermiego zostały wyznaczone. Ciekawa jest interpretacja tych danych doświadczalnych w świetle teorii jądra. Ponieważ wiadomo z innych doświadczeń (m. in. z opisanych wyżej), że mezon π jest pseudoskalarny, pozostaje do rozstrzygnięcia, czy jego oddziaływanie z nukleonami da się przedstawić za pomocą teorii $PS(PS)$, czy $PS(PV)$. Otóż teoria $PS(PV)$ sugerowała dość silną zależność przekroju czynnego na absorpcję mezonu π w wodorze od energii mezonów, natomiast teoria $PS(PS)$ dawała praktyczną niezależność tego przekroju od energii. Otrzymane doświad-

czalnie wyniki (zebrane w tablicy III) zdawały się być argumentem przemawiającym na korzyść teorii $PS(PV)$. Jednakże okazało się później, że wyprowadzanie wniosków z obu teorii opierało się na zbyt przybliżonym rachunku. Bliższa analiza pokazała, że oba sprzężenia są z dużą dokładnością sobie równoważne. Teorii $PS(PV)$ można mianowicie w przybliżeniu otrzymać z teorii $PS(PS)$.

Wytlumaczenie szeregu faktów doświadczalnych, związanych z oddziaływaniem mezonów π z protonami i deutronami, można uzyskać bez znajomości dokładnej teorii sił jądrowych, posługując się teorią spinu izotopowego. Główne rysy tej teorii przedstawiają się następująco [18]:

W rezultacie oddziaływania z mezonami π proton i neutron mogą przechodzić jeden w drugi. Przy rozpatrywaniu takich przejść wygodnie jest traktować proton i neutron jako dwa stany jednej cząstki — nukleonu. Funkcję falową nukleonu można przedstawić w postaci

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}.$$

W protonowym stanie nukleonu różna od 0 niech będzie pierwsza składowa, a w neutronowym — druga.

$$\psi_P = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \psi_N = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Przez analogię do teorii zwykłego spinu operatory wywołujące przejście nazywają się operatorami spinu izotopowego. Można wprowadzić trzy macierze $\frac{1}{2} \tau_x$, $\frac{1}{2} \tau_y$, $\frac{1}{2} \tau_z$, które przedstawiają wektor spinu izotopowego $\frac{1}{2} \vec{\tau}$.

$$\frac{1}{2} \tau_x = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \frac{1}{2} \tau_y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \frac{1}{2} \tau_z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Te macierze formalnie odpowiadają macierzom $\frac{1}{2} \sigma_x$, $\frac{1}{2} \sigma_y$, $\frac{1}{2} \sigma_z$ dla zwykłego spinu, mają tylko inne znaczenie fizyczne*.

Analogicznie przedstawia się sprawa spinu izotopowego mezonu π . Mezony π^+ , π^0 , π^- możemy rozpatrywać jako trzy stany jednej cząstki, której funkcja falowa ma postać:

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \end{pmatrix}.$$

* Matematycznie wyraża się to tym, że działają na inne zmienne w funkcji falowej (przyp. Red.).

$$\text{Dla mezonu } \pi^+ \quad \varphi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{Dla mezonu } \pi^0 \quad \varphi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{Dla mezonu } \pi^- \text{ zaś} \quad \varphi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Analogicznie do poprzedniego można i tutaj wprowadzić wektor spinu izotopowego \vec{T} o składowych:

$$T_x = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} \quad T_y = \begin{pmatrix} 0 & \frac{i}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{-i}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{i}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{-i}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix}$$

$$T_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Przejdźmy teraz do izotopowych właściwości układów składających się z mezonu π i nukleonu. Całkowity moment izotopowy takiego układu \vec{J} jest dany we wzorze

$$\vec{J} = \frac{1}{2} \vec{\tau} + \vec{T},$$

funkcje falowe zaś są iloczynami odpowiednich funkcji dla nukleonów i mezonów π *. Zespół proton-mezon π^+ : (P, π^+) ma na przykład funkcję falową:

$$\chi_{P^+} = \varphi_+ \psi_P.$$

Analogicznie zespoły (N, π^+) , (P, π^-) , (N, π^-) , (P, π^0) , (N, π^0) mają funkcje falowe:

$$\chi_{n^+} = \varphi_+ \psi_N, \quad \chi_{n^-} = \varphi_- \psi_N,$$

$$\chi_{P^-} = \varphi_- \psi_P, \quad \chi_{P^0} = \varphi_0 \psi_P, \quad \chi_{n^0} = \varphi_0.$$

* Mowa jest o funkcjach falowych układu nukleon-mezon π , gdy odległość między obu cząstkami jest bardzo duża, tak że oddziaływanie można zaniedbać. Zachodzi to właśnie w problemach zderzeniowych w stanach przed zderzeniem i po zderzeniu obu cząstek (przyj. Red.).

Za pomocą tych funkcji falowych można napisać wyrażenia na elementy macierzowe przejścia dla różnych reakcji, a następnie na przekroje czynne tych reakcji. Jeżeli oznaczymy sobie przekrój czynny dla reakcji $\pi^+ + P \rightarrow \pi^+ + P$ przez $\sigma(p^+, p^+)$, $\pi^+ + N \rightarrow \pi^+ + N$ przez $\sigma(n^+, n^+)$ itp., to z obliczeń tych wynika, że $\sigma(p^+, p^+) \neq \sigma(p^-, p^-)$ oraz że

$$\begin{aligned}\sigma(n^-, n^-) &= \sigma(p^+, p^+), \\ \sigma(n^+, n^+) &= \sigma(p^-, p^-), \\ \sigma(p^0, n^+) &= \sigma(n^0, p^-),\end{aligned}$$

a stąd już łatwo otrzymujemy (zaniedbując w deuteronie słabe oddziaływanie proton-neutron):

$$\sigma(d^+, d^+) = \sigma(p^+, p^+) + \sigma(n^+, n^+) = \sigma(n^-, n^-) + \sigma(p^-, p^-) = \sigma(d^-, d^-)$$

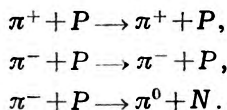
zgodnie z wynikiem doświadczeń przeprowadzonych z deuterem.

Teoria spinu izotopowego odnosi również sukces przy wytłumaczeniu rozkładu kąтового rozproszonych przez protony mezonów π . Sprawa ta mianowicie przedstawia się następująco: z ogólnej teorii rozproszenia wynika, że przekrój czynny $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ jest funkcją tak zwanych przesunięć fazowych. Poprzednio podany i potwierdzony przez doświadczenie wzór

na $\frac{d\sigma}{d\Omega}$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a + b \cos \vartheta + c \cos^2 \vartheta$$

zawiera stałe a , b , c , które muszą być funkcjami przesunięć fazowych. Otóż w doświadczeniach grupy F e r m i e g o badano dla danej energii przy różnych kątach rozproszenia trzy procesy:



Pomiary dostarczały 9 stałych a , b , c . Okazało się, że tych 9 stałych da się wyrazić za pomocą sześciu przesunięć fazowych, mianowicie pomiar sześciu przekrojów czynnych, dostarczający sześciu faz, pozwala na obliczenie trzech pozostałych przekrojów. Każde z tych przesunięć fazowych odpowiada rozproszeniu, podczas którego układ proton-mezon π przechodzi przez pewien określony stan pośredni. Okazało się, że jako te stany można przyjąć kolejne najbardziej prawdopodobne stany $S_{1/2}$, $P_{1/2}$, $P_{3/2}$, raz z całkowitym spinem izotopowym $=1/2$, drugi raz $=3/2$, razem sześć stanów, czyli tyle, ile trzeba, aby mieć sześć przesunięć fazowych. Prace grupy F e r m i e g o przyczyniły się więc do stwierdzenia słuszności teorii spinu izotopowego.

Oddziaływanie szybkich mezonów π z ciężkimi jądrami

Dane doświadczalne dotyczące tego zagadnienia są niestety niewystarczające i wyciągnąć z nich można tylko nieliczne wnioski. Zagadnienie to było badane przez grupę Bernardiniego (Bernardini, Booth, Lederman [20]; Bernardini, Levy [19]). Wyniki prac tej grupy przedstawiają się następująco: zarówno mezony π^+ , jak i π^- dają gwiazdy. Niektóre z tych gwiazd mają liczbę ramion równą 0. Prawdopodobne jest, że niewidzialne ramiona w tych wypadkach składają się z neutronów. Pomiedzy mezonami π^+ i π^- występuje jednak pewna różnica, mianowicie mezony π^+ dają mniej gwiazd o zerowej liczbie ramion niż mezony π^- . Przy gwiazdach o niezerowej liczbie ramion przeciętna liczba ramion jest większa dla mezonów π^+ niż dla π^- . Oba te fakty można wytłumaczyć przez założenie analogicznego mechanizmu oddziaływania jak w wypadku chwytania przez jądro powolnego mezonu π^- . Gdy zaabsorbowany jest bowiem mezon π^+ , powstaje w rezultacie proton o wysokiej energii, co tłumaczy większą liczbę ramion w gwiazdach wywołanych mezonami π^+ w stosunku do gwiazd wywołanych mezonami π^- .

W związku z teoretyczną interpretacją doświadczeń na oddziaływanie mezonów π z ciężkimi jądrami trzeba jeszcze dodać, że pewne sukcesy odniósł tu tak zwany optyczny model jądra, rozwinięty przez Fernbacha [21]. Założenia tego modelu polegają na tym, że materii jądrowej przypisuje się pewien współczynnik absorpcji i współczynnik załamania. Współczynnik załamania związany jest ze średnią energią potencjalną mezonu w jądrze, a współczynnik absorpcji — z przekrojem czynnym jądra na oddziaływanie z mezonem.

Literatura

1. W. K. H. Panofsky, R. L. Aamodt, J. Hadley, Phys. Rev., **81**, 565 (1951).
2. A. Sachs, J. Steinberger, Phys. Rev., **82**, 973 (1951).
3. R. E. Marshak, S. Tamor, A. S. Wightman, Phys. Rev., **80**, 765 (1950).
4. S. Tamor, R. E. Marshak, Phys. Rev., **80**, 766 (1951).
5. Menon, Muirhead, Rochat, Phil. Mag. **41**, 583 (1950).
6. F. L. Adelman, Phys. Rev., **85**, 249 (1952).
7. Y. Fujimoto, Y. Yamaguchi, Prog. Theor. Phys., **4**, 468 (1949).
8. E. Clementel, G. Puppi, Nuovo Cim., **6**, 494 (1949).
9. S. Tamor, Phys. Rev., **77**, 412 (1950).
10. V. Cocconi-Tongiorgi, D. A. Edwards, Phys. Rev., **84**, 254 (1951).
11. Al-Salam, Phys. Rev., **84**, 254 (1951).
12. H. L. Anderson, E. Fermi, E. A. Long, R. Martin, D. E. Nagle, Phys. Rev., **85**, 934 (1952).
13. H. L. Anderson, E. Fermi, D. E. Nagle, E. A. Long, Phys. Rev., **85**, 936 (1952).

14. H. L. Anderson, E. Fermi, D. E. Nagle, G. B. Yodh, Phys. Rev., **86**, 793 (1952).
15. E. Fermi, H. L. Anderson, A. Lundby, D. E. Nagle, G. B. Yodh, Phys. Rev., **85**, 935 (1952).
16. H. L. Anderson, E. Fermi, D. E. Nagle, G. B. Yodh, Phys. Rev., **86**, 413 (1952).
17. H. L. Anderson, E. Fermi, Phys. Rev., **86**, 794 (1952).
18. В. П. Силин, В. Я. Файнберг, УФН. **50**, 325 (1955).
19. G. Bernardini, F. Levy, Phys. Rev., **84**, 610 (1951).
20. G. Bernardini, E. T. Booth, L. Lederman, Phys. Rev., **83**, 1075 (1951).
21. S. Fernbach, R. Serber, T. B. Taylor, Phys. Rev., **75**, 1352 (1949).

Kazimierz Grotowski

Zakład Fizyki Jądra Atomowego

Instytutu Fizyki PAN

Komora Glasera

Przed dwoma laty ukazała się w *Physical Review* notatka, sygnalizująca opracowanie nowej metody fotografowania śladów cząstek wysokiej energii [1, 2, 8, 9]. Tymi śladami były bańki pary utworzone w silnie przegrzanej cieczy na skutek jakiegoś czynnika jonizującego. Metoda fotografowania torów cząstek oprócz emulsji fotograficznych, komory Wilsona i komory dyfuzyjnej otrzymała nowe narzędzie, które od nazwiska wynalazcy nazywać będziemy komorą Glasera. Sam Glaser nazywa swoją komorę komorą baniek (*bubble chamber*). Specyficzne właściwości nowej metody, jak gęstość absorbującej cieczy bliska jedności, małe rozmiary rzędu paru centymetrów i możliwość sterowania licznikami, stawiają komorę Glasera pomiędzy metodą emulsji fotograficznych a komorą Wilsona.

Założeniem konstrukcyjnym, jakie postawił sobie Glaser, było otrzymywanie informacji o cząstkach wysokiej energii, a więc cząstkach promieniowania kosmicznego lub cząstkach przyśpieszanych w dużych akceleratorach. Wysoka energia wykrywanych cząstek pociągała za sobą konieczność użycia środowiska o dużej stosunkowo gęstości, a więc wchodziły tu w grę środowiska ciekłe lub stałe.

W dotychczasowych metodach detekcji tory cząstek były ujawniane dzięki ich działaniu jonizującemu, które przez mikroskopowe zaburzenie wytrącało z równowagi makroskopowy układ fizyczny, pozostający w stanie równowagi metatrwałej. Tak na przykład w komorze Wilsona w przechłodzonej parze kondensują się pod wpływem jonizacji kropelki cieczy. Z możliwych dla cieczy i ciał stałych stanów metatrwałych Glaser wybrał stan cieczy przegrzanej.

Aby zrozumieć zasadę działania komory Glasera, musimy rozpatrzyć proces tworzenia się baniek pary w przegrzanej cieczy i wpływ ładunków elektrycznych na to zjawisko [5]. Wprowadźmy dla badanej cieczy następujące oznaczenia:

t — temperatura w $^{\circ}\text{C}$,

p — ciśnienie hydrostatyczne w dynach/cm²,

$p_0(t)$ — ciśnienie pary nasyconej w dynach/cm²,

$p_r(t)$ — ciśnienie równowagi w dynach/cm²,

$\sigma(t)$ — napięcie powierzchniowe na powierzchni między cieczą a parą w dynach/cm,

$\varepsilon(t)$ — stała dielektryczna cieczy,

r — promień bańki pary w cm.

Stałą dielektryczną pary przyjmujemy za równą jedności i zanedbujemy ewentualną zależność $\sigma(t)$ od krzywizny powierzchni i zależność $\varepsilon(t)$ od ciśnienia.

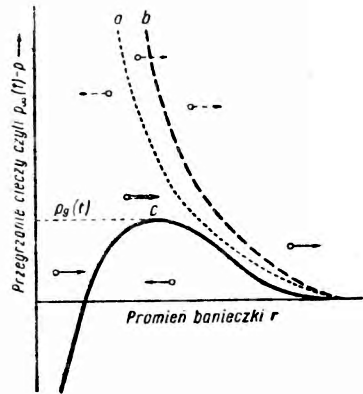
Przyjmijmy, że nasza ciecz jest przegrzana. Miarą przegrzania cieczy będzie w każdym jej punkcie $p_\infty(t) - p$. Weźmy pod uwagę wprowadzoną do tej cieczy bańkę pary o promieniu r . Można pokazać [6], że jeśli traktujemy parę zamkniętą w bańce jako gaz idealny, to ciśnienie równowagi $p_r(t)$ dla tej pary równe jest ciśnieniu pary nasyconej $p_\infty(t)$. Tak więc warunek równowagi dla bańki elektrycznie nienaładowanej będzie miał postać

$$p_r(t) - p = p_\infty(t) - p = \frac{2\sigma(t)}{r}.$$

Ten warunek równowagi metatrwałej przedstawia krzywa *a* na rys. 1. Bańka, która się znajdzie na lewo od krzywej *a*, będzie miała tendencję do zmniejszania się, a bańka, która się znajdzie na prawo od krzywej *a*, będzie miała tendencję do wzrastania (ciecz zawrze).

W wyniku fluktuacji statystycznych mamy w cieczy do czynienia z ustawicznym procesem tworzenia się i znikania małych banieczek pary. Jeśli ciecz jest zupełnie czysta, tak że nie ma w niej żadnych zanieczyszczeń ani ładunków elektrycznych, które mogą być zarodkami utworzenia się większych banieczek pary, może ona pozostać przegrzana tak długo, aż dostatecznie duża fluktuacja nie spowoduje pojawienia się banieczki pary w obszarze na prawo od krzywej *a*. Z rys. 1 widać, że dla znaczniejszego przegrzania, tzn. dla większych $p_\infty(t) - p$, prawdopodobieństwo zawrzenia jest większe, bo wystarcza pojawienie się bańki o mniejszym promieniu.

Rozpatrzmy teraz wypadek, kiedy wewnątrz bańki znajdzie się jon obdarzony pojedynczym ładunkiem elementarnym. Pod wpływem dzia-



Rys. 1. Warunki równowagi dla oaniczek nienaładowanych (krzywa *a*), pojedynczo naładowanych (krzywa *b*) i wielokrotnie naładowanych (krzywa *c*). Przerywane strzałki pokazują kierunek zmiany promienia nienaładowanych banieczek, zachodzącej dla danego przegrzania; ciągłe strzałki i podwójna strzałka — zmianę promienia banieczek wielokrotnie naładowanych

łania sił utrzymujących ładunek na powierzchni stałych i ciekłych dielektryków jon ten przyczepi się wkrótce do ścianki bańki. Energia elektrostatyczna jakiegoś układu zmniejsza się, gdy zostanie on wypełniony dielektrykiem. Z tego powodu dielektryki są wciągane do silnego pola elektrycznego. Podobne zjawisko zachodzi w naszej bańce. Pole elektryczne jonu przyczepionego do ściany bańki powoduje wciąganie cieczy do bańki, czyli jej kurczenie się. Na skutek tego procesu bańka traci naturalnie swój kształt kulisty i dokładne obliczenie warunku równowagi jest w tym wypadku zadaniem skomplikowanym. W przybliżeniu można warunek równowagi przedstawić wyrażeniem

$$p_{\infty}(t) - p \sim \frac{1}{r} + \frac{1}{r^4}.$$

Graficznie warunek ten przedstawia krzywa b. Widzimy, że warunki równowagi dla baniek nienaładowanych i pojedynczo naładowanych są podobne, przy czym bańki nienaładowane dają większe prawdopodobieństwo zawrzenia.

Pozostaje nam jeszcze do rozpatrzenia przypadek, kiedy w bańce znajduje się n ładunków elementarnych. Możemy w przybliżeniu przyjąć, że ładunki te rozłożą się w sposób równomierny i ciągły na powierzchni bańki, co jest tym prawdziwsze, im n jest większą liczbą. Na skutek elektrostatycznego odpychania bańka ma teraz tendencję do wzrostu i warunek równowagi przybiera postać

$$p_{\infty}(t) - p = \frac{2\sigma(t)}{r} - \frac{(ne)^2}{8\pi\epsilon(t)r^4}.$$

Przypadek ten odpowiada krzywej c na rys. 1. Ciągłe strzałki wskazują kierunek wzrostu baniek. Widzimy, że część krzywej c na lewo od maksimum odpowiada równowadze trwałej, na prawo od maksimum — równowadze metatrwałej. Podwójna strzałka umieszczona ponad maksimum krzywej c pokazuje nam, że dla danego n i dla odpowiednio dużego przegrzania każda bańka obdarzona n -krotnym ładunkiem elektrycznym powoduje zawrzenie.

Gdy ładunek banieczki jest nieduży (n wynosi dwa lub trzy), bańka traci symetrię kulistą i nasz przybliżony rachunek przestaje być prawdziwy. Ogólnie biorąc można jednak powiedzieć, że możliwość zawrzenia cieczy rośnie ze wzrostem przegrzania i ze wzrostem n .

Korzystne warunki pracy dla komory Gläsera odpowiadają takiemu stanowi cieczy przegrzanej, w którym jon o możliwie najmniejszym ładunku elektrycznym powoduje zawrzenie. Pojawienie się jonu elektrycznego w obszarze leżącym poniżej ciśnienia granicznego $p_g(t)$ odpowiadającego maksimum krzywej c, nie rokuje nadziei na zawrzenie. Wiąże się

to ze znikomym prawdopodobieństwem fluktuacji statystycznej, odpowiadającej pojawieniu się naładowanej banieczki pary na prawo od metatrwałej części krzywej c . Każda natomiast banieczka naładowana ładunkiem n , która znajdzie się w obszarze powyżej $p_g(t)$, spowoduje zawrzenie cieczy, a więc obszar pracy komory jest podany wzorem

$$p_{\infty}(t) - p > p_g(t) = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi}{n^2 e^3} \right)^{1/3} [\sigma(t)] \cdot [\varepsilon(t)]^{1/2}$$

Ponieważ w naszym interesie leży, by potrzebna do wywołania zawrzenia cieczy liczba ładunków elektrycznych w kropli była możliwie mała, musimy zwiększać temperaturę, żeby powiększyć $p_{\infty}(t) - p$, czyli przegrzanie cieczy, a jednocześnie zmniejszyć $\sigma(t)$ i $\varepsilon(t)$. Istnieje górna granica przegrzania cieczy [6], a więc nie można przesadzać w podwyższaniu temperatury. Zresztą zbyt wysoka temperatura skraca czas pozostawiania cieczy w stanie przegrzonym.

Ponieważ cząstka jonizująca pozostawia na swej drodze grupki jonów o różnym ładunku, więc gęstość banieczek na śladzie powinna zależeć od temperatury. Doświadczenie potwierdza to przypuszczenie.

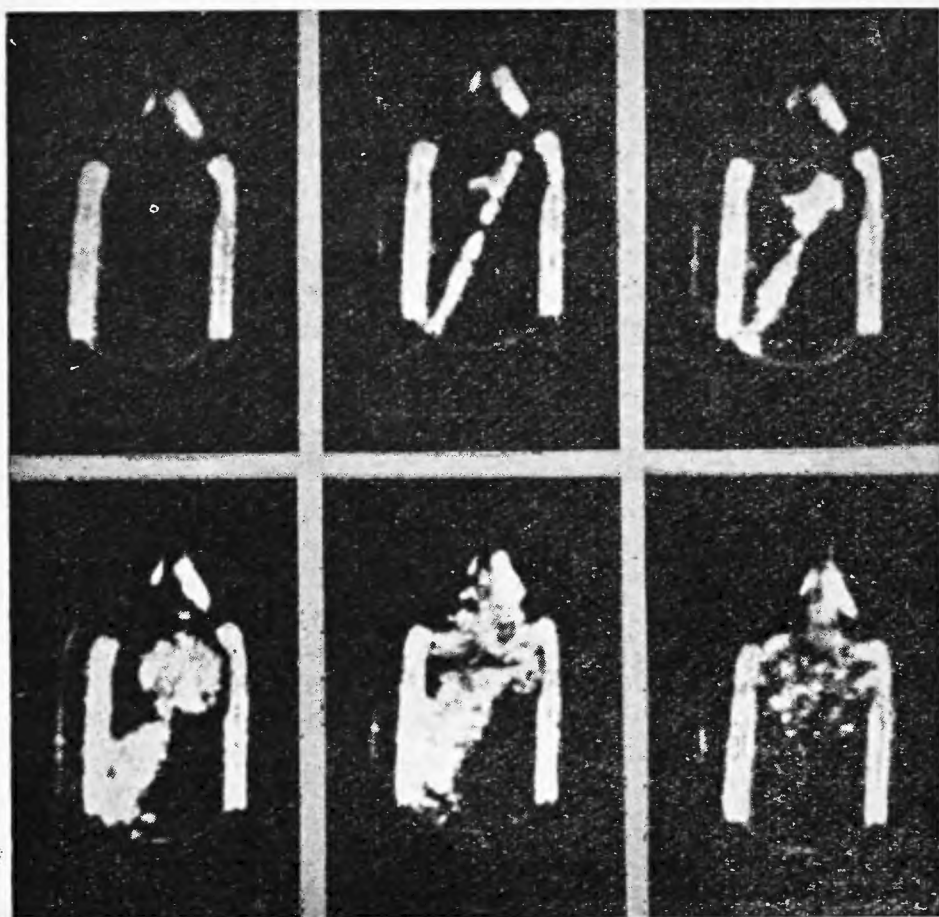
Cieczą, którą początkowo posłużył się G l a s e r w swojej komorze, był eter dwuetylowy. Zawiera on dużo wodoru (protonów), a nie zawiera cięższych pierwiastków, co w doświadczeniach nad rozpraszaniem cząstek i tworzeniem mezonów gra dużą rolę. Eter dwuetylowy w warunkach normalnych wrze w temperaturze 34,6°C. Aby go otrzymać w stanie przegrzanym, G l a s e r ogrzewał go w naczyniu zamkniętym do temperatury 160°C, czemu odpowiada ciśnienie pary 21 atm, a następnie zmniejszał ciśnienie. W dalszych doświadczeniach G l a s e r posługiwał się izopentanem destylowanym z ropy naftowej, bo eter otrzymywany z alkoholu zawierał radioaktywny izotop węgla ^{14}C , który daje około 16 dezintegracji na minutę na gram węgla, co zwiększa znacznie tło komory. Wyłania się w związku z tym możliwość użycia komory Glasera do wykrywania węgla ^{14}C . Przeprowadzono również próby z użyciem ciekłego azotu i wodoru do napełnienia komory, co dało pozytywne rezultaty [7].

Konstrukcja komory Glasera jest dość prosta. Składa się ona z pyreksowego grubościennego cylindra, 3 cm długiego, o średnicy wewnętrznej 1 cm. Cylinder ten przez grubościenną pyreksową kapilarę łączy się z mosiężnym naczyniem, w którym stalowy tłok pozwala redukować ciśnienie z 20 do 1 atm. Pyreksowy cylinder umieszczony jest w przezroczystym oleju mineralnym o temperaturze stabilizowanej w granicach 0,5°C.

Pierwsze fotografie śladów w komorze otrzymano za pomocą aparatu filmowego, dającego 3000 zdjęć na sekundę [5]. Pierwsze fotografie poka-

zały, że szybkość narastania baniek na śladzie jest tak duża, iż zaledwie dwa pierwsze zdjęcia, wykonane w $\frac{1}{3}$ i 4 milisekundy po przejściu przez komorę cząstki jonizującej, pozwalały rozpoznać tor cząstki (rys. 2).

W dalszych doświadczeniach mikrofon przyłożony do komory rejestrował szmer wywołany tworzeniem się baniek w cieczy i wyzwalał lampę błyskową. Niestety, stosunkowo mała prędkość głosu w cieczy powodowała zbyt duże opóźnienie błysku lampy.



Rys. 2. Fotografie toru cząstki w komorze, zrobione w $0, \frac{1}{3}, 4, 22, 71$ i 250 msec po przejściu cząstki

Aby zmniejszyć to opóźnienie, do zwalniania lampy błyskowej użyto fotopowielacza, który reagował na pojawienie się banieczek w odpowiednio oświetlonej komorze. Otrzymane fotografie były lepsze, ale nie zadowalające.

Ostatecznym rozwiązaniem zagadnienia było zwalnianie lampy błyskowej przez teleskop liczników Geigera-Müllera, rejestrujących przejście cząstki jonizującej przez komorę [2, 3]. Zdjęcia robione w 3μ sek po przejściu cząstki, przy czasie trwania błysku 5μ sek, były zupełnie dobre (rys. 3), chociaż byłoby pożądane użycie jeszcze krótszych czasów.

Na podstawie dotychczasowych doświadczeń, przeprowadzonych z komorą Glasera, można oszacować w przybliżeniu jej wady i zalety i wskazać na pewne możliwości jej ulepszenia i zastosowania.

Ze względu na dużą gęstość środowiska absorbującego komora Glasera nadaje się do detekcji cząstek wysokiej energii. Przeprowadzone eksperymenty, w których przejście cząstki jonizującej było sygnalizowane przez teleskop liczników Geigera-Müllera, świadczą, że komora Glasera może rejestrować cząstki bardzo słabo jonizujące, jak na przykład szybkie mezony μ [2].

Zastosowanie w komorze Glasera cieczy o różnych gęstościach i zmiana gęstości baniek na śladzie przez odpowiednie ustalenie temperatury pozwoli prawdopodobnie rejestrować w komorze cząstki o pewnej określonej zdolności jonizacyjnej, przy czym cząstki inaczej jonizujące nie będą rejestrowane [5].

Zastosowanie fotografii stereoskopowej i pola magnetycznego pozwoli na wyciągnięcie z otrzymanych zdjęć wielu informacji o zarejestrowanych cząstkach. Wnioskowanie natomiast o jonizacji na podstawie gęstości baniek na śladzie nie wydaje się rzeczą prostą, bo gęstość ta jest funkcją temperatury oraz ładunku jonu, i to funkcją bynajmniej nie liniową [5].

Charakterystyczną cechą komory Glasera jest zjawisko niesłychanie szybkiego wzrostu baniek na śladzie cząstki. W związku z powyższym nie ma tu mowy o zdeformowaniu śladów przez ruch konwekcyjny cieczy w komorze. Poza tym nasuwa się możliwość mierzenia wieku baniek w przedziale $0-100 \mu$ sek. Stosując układ kilku kolejno zapalających się lamp błyskowych można by w ten sposób wykrywać szybko po sobie następujące procesy jądrowe [2].

Obsługa komory Glasera mimo jej dość prostej budowy nie jest łatwa. Konieczność stosowania nadzwyczaj czystych substancji i bardzo starannego czyszczenia komory pociąga za sobą dość skomplikowane operacje mechaniczne. Układ wyzwalający komorę ze względu na wymagany bardzo



Rys. 3. Fotografia toru cząstki w komorze, zrobiona w 3μ sek po przejściu cząstki, za pomocą teleskopu licznikowego zwalnającego lampę błyskową

dobry czas rozdzielczy jest z konieczności skomplikowany. Czas, w którym komora jest czuła po ekspansji, jest krótki, bo wynosi około 5 sek [3]. Nie ma to znaczenia przy pracy z akceleratorem, natomiast przy badaniu promieni kosmicznych krótki czas aktywności komory ogranicza znacznie szybkość jej pracy. Powiększanie objętości czynnej komory niewiele tu pomaga, bo zwiększa jednocześnie możliwość przypadkowego zawrzenia cieczy.

Komora Glasera jest bardzo młodym urządzeniem, które wymaga jeszcze wielu ulepszeń, zanim będzie mogło służyć do badań naukowych. Wydaje się jednak, że znajdzie ono wkrótce szerokie zastosowanie w fizyce cząstek wysokiej energii.

Już po odesłaniu niniejszego artykułu do druku ukazały się dwie interesujące prace o komorze Glasera.

Zeszyt *Dokładów Akademii Nauk ZSRR* z 21 grudnia 1954 r. — [10] przyniósł wiadomość o zastosowaniu komory Glasera do fotografowania śladów cząstek wysokiej energii (660 MeV) otrzymanych z radzieckiego synchrotronu. Autorzy pracy T. A. Blinow, J. S. Krestnikow i I. Perszin znaleźli takie warunki pracy komory, przy których prędkość narastania banieczek jest znacznie mniejsza niż u Glasera i przez to ślady cząstek są wyraźniejsze.

D. A. Glaser i D. C. Rahm w numerze *Physical Review* z 15 stycznia br. [11] komunikują o zbudowaniu dużej komory mającej pojemność około 600 cm³. Komorę tę zbudowano ze szkła i metalu. Obecność metalu i uszczelki między metalem i szkłem powoduje natychmiast po ekspansji zawrzenie cieczy. Wrzenie to rozpoczyna się przede wszystkim przy górnej ścianie komory — tam temperatura jest najwyższa. Ze względu na stosunkowo małe przewodnictwo cieplne wrzenie rozszerza się w cieczy stopniowo i przez pewien krótki czas (od 5 do 15 m sek po ekspansji) komora może rejestrować cząstki jonizujące. Czas czynny takiej komory jest więc bardzo krótki, wynosi bowiem około 7 msek. Czas cyklu pracy tej komory wynosi parę sekund, a więc można ją stosować przy akceleratorach pulsujących. Autorzy podają fotografie śladów protonów o energii 2 GeV, otrzymanych z kosmotronu w Brookhaven. Dużej komory Glasera nie da się niestety sterować licznikami. Przeprowadzone badania wykazały, że skupienia jonów wytworzone na śladzie cząstki w nieekspandowanej komorze, na których po ekspansji tworzą się banieczki pary, mają krótki czas życia, mniejszy od 1 msek. Duża komora Glasera jest gotowa do działania dopiero po 5 msek od rozpoczęcia ekspansji, a więc sterowanie komory licznikami nie ma sensu.

Literatura

1. D. A. Glaser, Phys. Rev., **87**, 605 (1952).
2. D. A. Glaser, Phys. Rev., **91**, 496 (1953).
3. D. A. Glaser, Phys. Rev., **91**, 762 (1953).
4. D. A. Glaser, Bull. Am. Phys. Soc., **28**, 72 (1953).
5. D. A. Glaser, Nuovo Cim., Suppl. II, 361 (1954).
6. M. Volmer, Kinetik der Phasenbildung, Dresden 1939, s. 157.
7. R. H. Hildebrand, D. E. Nagle, Phys. Rev., **92**, 517 (1953).
8. УФН 52, 167 (1954).
9. Проблемы Современной Физики, nr 10, 138 (1954).
10. Т. А. Блинов, Ю. С. Крестников, Ю. Першин ДАН 99, 929 (1954).
11. D. A. Glaser, D. C. Rahm, Phys. Rev., **97**, 476 (1955).

Halina Chęcińska
Instytut Fizyki PAN

W laboratoriach fizyki ciała stałego w NRD

Od czasu zakończenia wojny do chwili obecnej laboratoria fizyczne NRD nie prowadziły badań z dziedziny fizyki jądrowej. Prace na tematy te zostały zawieszono na mocy układu poczdamskiego. Nic też dziwnego, że fizycy niemieccy skierowali swe zainteresowania w stronę pozostałych gałęzi fizyki, wśród których fizyka ciała stałego, a w szczególności półprzewodników, zajmuje główne miejsce. Zwiedziłam siedem większych ośrodków poświęconych tej dziedzinie, a w jednym z nich odbyłam dłuższe studia. Na podstawie poczynionych tam obserwacji mogę przedstawić aktualny stan badań fizyki ciała stałego w NRD. Nie będzie to oczywiście obraz kompletny.

Placówki naukowe z dziedziny fizyki w NRD można podzielić na trzy grupy. Te, które odwiedziłam, omówię kolejno.

Placówki Niemieckiej Akademii Nauk

Instytut Fizyki Ciała Stałego w Buch pod Berlinem jest największym ośrodkiem badawczym w tej dziedzinie w NRD. Najlepiej obrazuje to fakt publikowania przezeń corocznie około 15 oryginalnych prac. Kieruje nim znany w Polsce fizyk teoretyk prof. dr F. M ö g l i c h. Instytut zatrudnia 65 osób, w tym pracowników naukowych jest jedynie 22. Resztę stanowi personel pomocniczy, mianowicie: laboranci — 20 osób, rzemieślnicy — 17, pracownicy biurowi — 3 oraz 2 sprzątaczkę i 1 goniec. Instytut zajmuje jedno piętro w gmachu Akademii Medycznej. Warunki lokalowe są bardzo złe. Instytut jednak buduje już własny gmach w centrum Berlina, który przypuszczalnie za dwa lata będzie gotów.

Instytut posiada cztery działy doświadczalne i jeden teoretyczny.

Do działu pierwszego należy badanie zjawisk fotoelektrycznych. Kierownikiem tego działu jest dr W. M. B u t l e r, autor publikacji o kontaktach (*Ann. d. Phys.* 14, zes. 3—5 oraz 15, zes. 2, 1954 r.). Przedmiotem badań jest fotoprzewodnictwo i luminescencja kryształów i warstw polikrystalicznych siarczku kadmu. Kinetykę zjawisk bada się metodą oscylograficzną. Duży elektromagnes (do 6 000 gausów) pozwala badać zjawisko

Halla. Specjalny układ elektronowy służy do badania szumów. Sukcesem tego działu oprócz szeregu publikacji — wśród których jedną z cenniejszych stanowi wspomniana praca o kontaktach — jest opracowanie metody produkcji fotokomórek z siarczku kadmu, które wyrabiane na skalę przemysłową w Zakładach Zeissa w Jenie, zdobywają coraz szersze rynki.

Drugi dział doświadczalny Instytutu to elektronika. Kierownikiem tej części prac badawczych jest dr F. E c k a r t, znany na tamtym terenie z niezwykle wydajnej i wszechstronnej działalności naukowej. Jest on autorem wielu publikacji, pomiędzy którymi ważniejszymi są: „Pomiary przewodnictwa selenu“ (*Ann. d. Phys.* 14, zes. 6—8, 1954 r.); „Pomiary szumów w cienkich warstwach fotoprzewodzących PbS“ (*Ann. d. Phys.* 11, zes. 2—3, 1952 r.); „Świeące warstwy z alkoholem poliwinylowym“ (*Ann. d. Phys.* 11, zes. 2—3, 1952 r.); „Rozwój wzmacniaczy i przetwarzaczy obrazów“ (*Ann. d. Phys.* 14, zes. 1—2, 1954 r.); „Rozwój mnożników wtórnych elektronów“ (*Ann. d. Phys.* 11, zes. 4—7, 1953 r.). Tematyka prac prowadzonych obecnie w tym dziale Instytutu jest następująca: 1) bombardowanie półprzewodników i izolatorów za pomocą elektronów, 2) poszukiwanie nowych materiałów na fotomnożniki i liczniki krystaliczne, 3) badanie zjawisk zachodzących w fosforach krystalicznych pod wpływem impulsów elektronowych, 4) badanie stanów powierzchniowych w pojedynczych kryształach germanu.

Trzecim działem doświadczalnym Instytutu jest pracownia rentgenowska. Kierownikiem jest dr H. S i m o n. Badania rentgenowskie są prowadzone jedynie w zakresie potrzeb Instytutu. Pomiary dotyczą głównie siarczku kadmu i obejmują: 1) badanie zmian przewodnictwa pod wpływem promieni X, 2) badanie tychże zmian, lecz po naświetleniu kolejno promieniami X i promieniami podczerwonymi, 3) badanie zmian przewodnictwa na przestrzeni pomiędzy elektrodami za pomocą małej plamki promieni X, 4) absorpcję promieni X w siarczku kadmu. Do tych celów buduje się obecnie duży monochromator rentgenowski, próżniowy, z wygiętym kryształem glinu, 5) badanie fluorescencji kryształów CdS pod wpływem promieni Rentgena. Owocem działalności tego działu jest kilkanaście prac naukowych opublikowanych w *Ann. d. Phys.* oraz opracowanie dla przemysłu produkcji dozymetrów rentgenowskich z siarczku kadmu.

Ważną rolę w działalności Instytutu odgrywa czwarty dział, chemiczny, który dostarcza czystych materiałów do badań. Kierownikiem tego działu jest dr P ä t z. Oprócz niego czynnych jest w tym dziale jeszcze dwóch doktorów chemii i kilku bardzo dzielnych chemików-laborantów. Obecnie prowadzone są prace nad otrzymaniem czystych półprzewodników i związków intermetalicznych, mianowicie: 1) produkcja czarnego fosforu z odmiany białej przez zastosowanie wysokich ciśnień (rzędu kilkudziesięciu tysięcy kG/cm^2), 2) produkcja fosforu boru, 3) produkcja czystych

monokryształów germanu, indu, glinu, selenu, antymonu, 4) otrzymywanie czystych monokryształów antymonku indu i antymonku glinu. Opracowuje się również nową metodę oczyszczania germanu w stanie pary przez bombardowanie go jednoatomowym wodorem.

Piątym działem Instytutu jest komórka teoretycznej fizyki ciała stałego. Pracują tu tylko trzy osoby: kierownik dr W. I s a y i dwóch rachmistrzów. Dział ten jest tematycznie bardzo ściśle związany z pracami doświadczalnymi Instytutu. Wynikiem współpracy jest opublikowanie szeregu teoretycznych prac, między innymi pracy dra W. I s a y a na temat teorii zjawisk fotoelektrycznych w siarczku kadmu (*Ann. d. Phys.* 13, zes. 6—8, 1953 r.). Obecnie dział ten pracuje także nad teorią kontaktów dla siarczku kadmu.

W porównaniu z omawianym wyżej Instytutem Laboratorium Niskich Temperatur Niemieckiej Akademii Nauk jest niewielkie. Zatrudnia ono oprócz kierownika prof. dra A d l e r a sześciu pracowników naukowych i dwóch laborantów. Ponadto w warsztatach pracuje około 10 rzemieślników. Główną tematykę stanowi badanie zjawisk zachodzących w metalach w niskich temperaturach. Oczyszczanie metali odbywa się przez topienie ich w próżni, bez tygla, jedynie w polu magnetycznym zmiennym o wysokiej częstotliwości. Laboratorium jest dobrze wyposażone. Posiada skraplarkę do powietrza o wydajności 6 litrów na godzinę, skraplarkę do wodoru o wydajności półtora litra na godzinę, a w budowie znajduje się skraplarka do wodoru o wydajności 6 litrów na godzinę i skraplarka do helu o wydajności półtora litra na godzinę. Laboratorium posiada również własny mikroskop elektronowy oraz duży mikroskop metalograficzny Zeissa. Ta placówka badawcza istnieje niedawno i nie ma jeszcze większego dorobku naukowego.

Instytut Badań Źródeł Promieniowania Niemieckiej Akademii Nauk zajmuje jedno piętro w gmachu dużej fabryki lamp w Berlinie, z którą ściśle współpracuje. Kierownikiem jest prof. dr R. R o m p e. Prowadzone badania obejmują: 1) elektroluminescencję, 2) związki intermetaliczne i ich własności fotoelektryczne, 3) ciśnienie światła, 4) wpływ promieniowania na bakterie i bakteriofagi, 5) promieniowanie słoneczne oraz tematy związane z produkcją fabryki, 6) wyładowania w gazach przy niskich i wysokich ciśnieniach, 7) chemię wyładowań oraz 8) systematykę źródeł światła. Dorobek naukowy Instytutu jest spory — kilkanaście publikacji, w tym prace doktorskie.

Placówki przy wyższych uczelniach

II Instytut Fizyki Uniwersytetu Humboldt'a w Berlinie jest typowym zakładem, gdzie obok pracy badawczej prowadzi się prace dydaktyczne.

Kierownikiem jest prof. dr R. R o m p e. Kierownikiem pracowni naukowej jest młody, doskonale zapowiadający się fizyk dr W. B ö e r, autor siedmiu oryginalnych publikacji naukowych z okresu ostatnich czterech lat. Tematyka prac badawczych tego Instytutu jest związana z instytutem w Buch, który dostarcza kryształów siarczku kadmu i fotokomórek. Oprócz szeregu prac prowadzonych przez pracowników naukowych w Instytucie wykonuje się obecnie 8 prac dyplomowych, wszystkie z tematyki półprzewodników lub związków intermetalicznych.

II Instytut Fizyki Uniwersytetu Marcina Lutra w Halle jest zakładem podobnym do poprzednio omawianego. Kierownikiem jest prof. dr G. M ö n c h, autor kilkunastu prac oryginalnych i szeregu podręczników akademickich. Instytut zatrudnia obecnie kilkunastu fizyków, w poprzednich latach liczba pracowników naukowych była nieco mniejsza. Tematyka badań: 1) badania nad CuO i Cu_2O , 2) zjawiska w cienkich warstwach metalicznych, 3) opracowywanie produkcji termopar i bolometrów o wyjątkowo małym czasie relaksacji, 4) metody lutowania metali i szkła, 5) zjawiska dyfuzji w metalach. Instytut jest dość skromnie zaopatrzony. Widzi się przeważnie przyrządy wykonane we własnych warsztatach. Te ostatnie są dobrze wyposażone i zatrudniają kilkunastu rzemieślników pod kierownictwem inżyniera. Na dorobek powojenny Instytutu składa się między innymi 46 prac oryginalnych opublikowanych w *Annalen der Physik* i czasopiśmie własnej uczelni. Dla przemysłu Instytut opracował materiał badawczy dotyczący produkcji prostowników z rodzimej miedzi oraz nowy model pompy dyfuzyjnej o wysokiej wydajności.

Ośrodki badawcze przemysłowe

Wstęp do laboratoriów znajdujących się przy ośrodkach przemysłowych wymaga zwykle specjalnych pozwoleń. Udało mi się częściowo zwiedzić Zakłady Zeissa w Jenie oraz Zakłady w Teltow, produkujące elementy oporowe, diody krystaliczne i tranzystory. Kierownikami laboratoriów w tych zakładach są: w Jenie prof. dr P. G ö r l i c h, a w Teltow dr F a l t e r. Jednym z przedmiotów badań w laboratorium w Jenie jest w tej chwili opracowywanie metody produkcji warstw mikrokryształicznych z siarczku, selenku i tellurku ołowiu, czułych na promieniowanie podczerwone. Publikacje polskich fizyków są tam znane. Jako autorka prac z tej dziedziny byłam przyjęta specjalnie życzliwie. Spodziewam się, że dokonana wymiana wzajemnych doświadczeń zapoczątkuje bliższe kontakty naukowe pomiędzy tamtejszym ośrodkiem a Instytutem Fizyki PAN. Głównym przedmiotem badań laboratorium w Teltow jest opracowanie produkcji warstwowych tranzystorów germanowych i krzemowych.

W NRD praca fizyków w laboratoriach przyfabrycznych jest bardzo ceniona. Mają oni pełne możliwości rozwoju naukowego i pracy badawczej o szerokiej tematyce. Pod tym względem warunki fizyków pracujących w przemyśle są podobne do warunków pracy w instytutach badawczych Akademii Nauk. Przemysł prenumeruje fachową literaturę z całego świata, nie żałuje funduszków na książki i wyjazdy zagraniczne w celach szkoleniowych. Na przykład w zjeździe poświęconym półprzewodnikom w Amsterdamie brało udział dwóch młodych fizyków z laboratorium w Teltow. Są to zresztą jedyni fizycy, których zatrudniają te zakłady.

Charakterystyczną cechą ośrodków badawczych fizyki ciała stałego w NRD jest duża wydajność pracy, która z roku na rok wzrasta. Gdyby można było oprzeć się na statystyce tylko wyżej omówionych ośrodków badawczych, to należałoby przyjąć, że w NRD średnio na jednego pracownika naukowego przypada na okres jednego do półtora roku jedna oryginalna praca. Fizyka ciała stałego znajduje się w NRD niewątpliwie w stadium intensywnego gromadzenia materiału doświadczalnego. Należy oczekiwać, że gdy materiał ten odpowiednio narośnie i wykrystalizuje, jakiś wybitny fizyk potrafi go wykorzystać do zbudowania nowej teorii, gruntowniej ujmującej istotę zjawisk w ciele stałym.

Na zakończenie muszę podkreślić życzliwość niemieckich fizyków. z jaką spotykałam się we wszystkich zwiedzanych ośrodkach.

Dziesięciolecie śmierci Ludwika Wertensteina

18 stycznia br. upłynęło 10 lat od tragicznej śmierci Ludwika Wertensteina, jednego z najwybitniejszych fizyków polskich sprzed II wojny światowej, ucznia Marii Skłodowskiej-Curie i współpracownika Rutherforda. Ludwik Wertenstein był profesorem fizyki Wolnej Wszechnicy w Warszawie i w Łodzi oraz dyrektorem Laboratorium Radiologicznego Towarzystwa Naukowego Warszawskiego. Wertenstein opublikował wiele prac naukowych przede wszystkim z dziedziny sztucznej promieniotwórczości. Był wspaniałym nauczycielem i popularyzatorem. Napisał szereg doskonałych książek i artykułów popularnonaukowych. Między innymi przetłumaczył na polski dzieło Marii Skłodowskiej-Curie „Promieniotwórczość“, zaopatrując je we własne cenne uzupełnienia. Zginął 18 stycznia 1945 r. od wybuchu pocisku w Budapeszcie, dokąd się schronił przed przesładowaniami hitlerowskimi.

Artykuł poświęcony Ludwikowi Wertensteinowi i jego działalności ukaze się w jednym z następnych zeszytów *Postępów Fizyki*.

Sześćdziesiąta rocznica urodzin P. L. Kapicy

9 czerwca 1954 r. fizyka radziecka obchodziła 60 rocznicę urodzin Piotra Leonidowicza Kapicy.

Już w latach studenckich w Petersburgu Kapica zwrócił na siebie uwagę profesora Instytutu Politechnicznego A.

F. Joffego, który po Rewolucji Październikowej zatrudnił go w utworzonym w 1918 r. Leningradzkim Instytucie Fizyki i Techniki. W 1921 r. Kapica został wysłany na dalsze studia do laboratorium Rutherforda w Cambridge. W laboratorium tym wykonał szereg bardzo interesujących prac, które następnie kontynuował i rozwinął w Związku Radzieckim. Prace te zapewniły Kapicy światową sławę.

Spośród licznych prac Kapicy najbardziej znane są badania właściwości fizycznych ciał w polach magnetycznych o bardzo dużym natężeniu i w bardzo niskich temperaturach. W solenoidzie bez rdzenia udało mu się w objętości kilku cm^3 otrzymać chwilowe pole magnetyczne o natężeniu dochodzącym do 500 000 Oe przez przepuszczanie w ciągu kilku tysięcznych sekundy prądu o natężeniu przekraczającym 10^4 A. W dziedzinie niskich temperatur Kapica skonstruował skraplarkę wodoru, która pozwalała na skraplanie wodoru technicznego, oraz skraplarkę helową o dużej wydajności, pracującą na zasadzie wykonywania przez gaz pracy zewnętrznej. Olbrzymie znaczenie dla przemysłu miała skonstruowana przez Kapicę nisko ciśnieniowa skraplarka powietrza, w której do wykonywania przez gaz pracy zewnętrznej została wykorzystana niezwykle pomysłowo zbudowana turbina.

Zbudowane przez Kapicę urządzenia stanowiły środki do rozwiązania całego szeregu problemów naukowych. Kapica odkrył prawo liniowej zależności oporu elektrycznego od natężenia pola magnetycznego oraz badał efekt Zeemana w bardzo silnych polach magnetycznych.

Jednak największe znaczenie mają jego prace dotyczące właściwości ciekłego helu, a przede wszystkim odkrycie nadciekłości helu II.

Kapica jest również doskonałym teoretykiem. Ostatnio opublikował szereg prac z hydrodynamiki na temat falowego przepływu cienkich warstewek cieczy lepkich oraz bardzo interesującą pracę o ruchu wahadła z drgającym punktem zawieszenia.

Zasługi Kapicy dla radzieckiej nauki i techniki zostały wysoko ocenione. Został on odznaczony trzema orderami Lenina i orderem Czerwonego Sztandaru, a od 1945 r. jest Bohaterem Pracy Socjalistycznej. Dwukrotnie została mu przyznana nagroda Stalinowska. Od 1939 r. Kapica jest rzeczywistym członkiem Akademii Nauk ZSRR. Około 20 akademii i stowarzyszeń naukowych na całym świecie zalicza go do swego grona. W 1942 r. otrzymał medal Faradaya, a w 1945 r. — medal Franklina.

Pięćdziesięciolecie lampy elektronowej

W 1904 r. prof. J. A. Fleming opisał konstrukcję dwuelektrodowej lampy termionowej i jej zastosowanie do prostowania prądów zmiennych wysokiej częstotliwości. Fleming próbował budować diody różnych konstrukcji, wkrótce się jednak przekonał, że najlepsze rezultaty można osiągnąć z wolframowym włóknem żarowym, otoczonym cylindryczną anodą miedzianą.

16 listopada 1954 r. odbyła się w Londynie uroczysta sesja Stowarzyszenia Inżynierów Elektryków, której przewodniczył markiz Salisbury Lord Prezydent Rady. Na posiedzeniach była obecna lady Fleming, wdowa po zmarłym uczonym. W czasie sesji ogłoszono następujące referaty: „Geneza lampy termionowej“ (prof. G. W. O. Howe), „Urządzenia termionowe od wynalezienia triody do r. 1939“ (sir E. Appleton) i „Rozwój urządzeń termionowych po r. 1939“ (dr J. Thomson). W gmachu Stowarzysze-

nia została otwarta wystawa około 240 różnych typów lamp elektronowych.

X Konferencja Generalna Wag i Miar

X Generalna Konferencja Wag i Miar odbyła się w Paryżu i w Sèvres w dniach od 5 do 14 października 1954 r. Z 35 krajów należących do organizacji międzynarodowej 32 wysłały delegatów i obserwatorów. Całkowita liczba uczestników przekroczyła 70 osób. Delegatem Polski był mgr inż. Jan Latour.

Charles Voleť, dyrektor Międzynarodowego Biura Wag i Miar w Sèvres, przedstawił przebieg prac Biura. Biuro zajmuje się obecnie porównywaniem wzorców elektrycznych i fotometrycznych wszystkich większych krajów, dokładnymi pomiarami siły grawitacji w Sèvres oraz ponowną kalibracją narodowych wzorców kilograma. W 1955 r. zostanie przeprowadzone porównanie narodowych wzorców metra z metrem międzynarodowym.

Na posiedzeniach konferencji poruszono szereg problemów metrologicznych o podstawowym znaczeniu. Sprawa nowej definicji metra przez wyrażenie jego długości w długościach fal monochromatycznego światła wysyłanego przez pojedynczy izotop nie została na razie rozstrzygnięta. Proponowane są 4 izotopy: ^{199}Hg , ^{89}Kr , ^{136}Xe i ^{114}Cd . Wyniki dotychczasowych pomiarów nie pozwalają na rozstrzygnięcie, który z tych izotopów najlepiej się nadaje do definicji. Zdecydowano jedynie, że za podstawę należy przyjąć długość fali w próżni, a nie tak jak dotychczas — w powietrzu, w warunkach normalnych. Konferencja zwróciła się z apelem do wielkich laboratoriów i Międzynarodowego Biura Wag i Miar, aby w dalszym ciągu jak najusilniej przeprowadzały badania nad promieniowaniami monochromatycznymi w tym celu, by XI konferencja generalna mogła powziąć ostateczną decyzję.

Drugą omawianą sprawą była definicja jednostki czasu bardziej stałej od średniej sekundy słonecznej, gdyż według

ostatnich danych astronomicznych średnia doba słoneczna w ciągu czasu od 1870 do 1950 r. zmieniła się o więcej niż $1 : 10^7$. Zdecydowano, że sekundę należy zdefiniować jako ułamek pewnego określonego roku. Ostatecznie ustalono następującą definicję: „Sekunda stanowi $1/31\,556\,925,975$ roku zwrotnikowego w epoce 1900,0“. Długość roku zwrotnikowego w epoce odległej o T od 1 stycznia 1900 r. (T wyrażone w stuleciach juliańskich) oblicza się z wzoru $t = -31\,556\,925,974,74^s - 0,5303^s T$.

Przyjęto nową definicję termodynamicznej (absolutnej) skali temperatur, przypisując temperaturę $273,16^{\circ}\text{K}$ potrójnemu punktowi wody jako jednemu ustalonemu punktowi skali.

W odpowiedzi na wniosek o ustalenie wzorcowej wartości normalnego ciśnienia atmosferycznego konferencja zdecydowała przyjąć wartość $1\,013\,250\text{ dyn/cm}^2$ lub $101\,325\text{ N/m}^2$.

Propozycja rządu francuskiego z 1948 r. ustalenia systemu jednostek praktycznych do użytku wszystkich krajów wywołała tak sprzeczne opinie, że Komitet Międzynarodowy nie mógł dotychczas przygotować ogólnego projektu. W głosowaniu nad poszczególnymi punktami zdecydowano, że podstawą takiego układu jednostek powinny być: metr, kilogram, sekunda, amper, stopień Kelvina i kandela.

Perspektywy wykorzystania energii słonecznej

W maju 1954 r. odbyła się w Taszkencie V wszechzwiązkowa konferencja poświęcona heliotechnice. Obecnie opracowywane jest przede wszystkim zagadnienie zamiany energii słonecznej w ciepłą. W tym celu zostały skonstruowane liczne urządzenia, z których najbardziej rozpowszechnione są rurowe nagrzewacze wody systemu Pietuchowa i urządzenia typu „gorącej skrzynki“, które mają szerokie zastosowanie na przykład do suszenia owoców. Instytut Energetyki im. Krzyżanowskiego Akademii

Nauk ZSRR pracuje nad konstrukcją chłodni, w których byłaby wykorzystana energia słoneczna. Najmniej opracowanym zagadnieniem jest akumulacja energii słonecznej. Jest to zagadnienie pierwszorzędnej wagi ze względu na zmienność strumienia energii słonecznej w czasie.

Specjalną uwagę poświęcono na Konferencji perspektywom zamiany energii słonecznej w energię elektryczną. Choć teoretycznie możliwe jest wykorzystanie w tym procesie do 30% energii słonecznej, to jednak dotychczas skonstruowane urządzenia mają wydajność zaledwie 6—7%. Należy również uwzględnić fakt, że straty energii na rzecz otoczenia są w przypadku słonecznego termogeneratora o około 15% wyższe niż w przypadku słonecznego kotła parowego.

Instytut Fizyki w Bułgarii

Instytut Fizyki w Bułgarii został utworzony w 1947 r. Dyrektorem Instytutu jest akademik G. N a d ż a k o w, wiceprezydent Bułgarskiej Akademii Nauk. N a d ż a k o w kieruje badaniami w dziedzinie zjawisk fotoelektrycznych w dielektrykach i w półprzewodnikach i jest twórcą nowej metody pomiaru potencjałów kontaktowych.

W Laboratorium Spektroskopii prowadzone są liczne prace z dziedziny analizy spektralnej. Laboratorium współpracuje z innymi pracowniami naukowymi i z zakładami przemysłowymi.

Poza tym Instytut zajmuje się procesami krystalizacji i tworzeniem się zarodków kryształów (czł. koresp. BAN, R. K a i s z e w), fizyką atmosfery i meteorologią (czł. koresp. BAN, Ł. K r s t a n o w) oraz elektroniką (czł. koresp. BAN, E. D ż a k o w). W dziedzinie fizyki teoretycznej prowadzone są prace nad przewodnictwem ciał stałych oraz nad szeregiem zagadnień elektrodynamiki (czł. koresp. BAN, A. D a c e w i H. C h r i s t o w). Duże znaczenie praktyczne mają badania promieniotwórczości

i innych właściwości fizycznych wód mineralnych, jeziornych i morskich, prowadzone przez prof. P. Penczewa.

Yukawa Hall w Kyoto

Przyznanie japońskiemu teoretykowi Hideki Yukawie nagrody Nobla w 1949 r. silnie wzmogło powojenny rozwój fizyki teoretycznej w Japonii. Władze Uniwersytetu w Kyoto postanowiły wzniesić gmach poświęcony Yukawie, w którym znalazłby pomieszczenie Instytut Fizyki Teoretycznej. Nowoczesny, trzypiętrowy budynek został ukończony latem 1952 r. Po utworzeniu Instytutu Badawczego Podstaw Fizyki komitet organizacyjny zwrócił się do Yukawy, przebywającego w Stanach Zjednoczonych, z propozycją objęcia stanowiska pierwszego dyrektora Instytutu. Yukawa przyjął zaproszenie, zrezygnował ze stanowiska profesora Uniwersytetu Columbia w Nowym Yorku i w 1953 r. przeniósł się na stałe do Kyoto.

Instytut Badawczy Podstaw Fizyki prowadzi bardzo szeroką działalność. Oprócz żywej aktywności naukowej szkoli młodych fizyków przybywających na krótkie okresy czasu z całej Japonii. Organizuje periodyczne seminaria i zjazdy poświęcone teorii cząstek elementarnych, nielokalnej teorii pola, rozpraszaniu mezonów na nukleonach, mechanice statystycznej itp. Instytut wspólnie z Towarzystwem Fizycznym Japonii wydaje miesięcznik *Progress of Theoretical Physics*.

Plany rozwoju fizyki jądrowej we Francji

Henri Longchambon, sekretarz stanu do spraw badań naukowych i postępu technicznego, w wywiadzie udzielonym tygodnikowi *Le Monde* przedstawił perspektywę rozwoju badań jądrowych we Francji.

W Sorbonie ma być utworzony Instytut Fizyki Jądrowej wyposażony w synchrocyclotron na 100 MeV, akcelerator liniowy na 2 MeV i separator izotopów. W ośrodku fizyki jądrowej w Strass-

burgu zostanie zwiększony personel. Wybudowany nowy gmach i skonstruowany akcelerator na 6 MeV. Potężne akceleratory będą również zainstalowane w Lyonie i w Grenoble. W Saclay Komisja Energii Atomowej podejmie konstrukcję akceleratora na 2000 MeV i zorganizuje praktyczne kursy fizyki jądrowej. Laboratorium syntezy atomowej w Ivry otrzyma betatron, a Ecole Normale Supérieure — akcelerator na 2 MeV. W Orsay zostanie utworzone nowe laboratorium wyposażone w synchrocyclotron na 500 MeV. Przewidywane są również prace nad konstrukcją silnika o napędzie atomowym.

Nowe zakłady separacji izotopów

W Oak Ridge National Laboratory zostaną wkrótce uruchomione nowe wielkie zakłady separacji z produktów rozszczepienia w stosach atomowych izotopów, cennych dla przemysłu, medycyny i rolnictwa. Rocznie będzie się wytwarzać około 200 000 curie γ -promieniotwórczego ^{137}Cs oraz wielkie ilości ^{90}Sr emitującego promienie β . Urządzenia fabryki pozwolą na produkcję pojedynczych źródeł promieniotwórczych o kolosalnej aktywności 2 000 curie każde.

Szwajcaria zakupi uran belgijski

Belgia i Szwajcaria podpisały umowę, w myśl której pewna ilość rudy uranowej z Konga Belgijskiego zostanie sprzedana Szwajcarii. Umowa przewiduje wymianę informacji naukowych między obydwoma krajami. Dotychczas, zgodnie z tajną umową zawartą podczas wojny, tylko Wielka Brytania i USA mogły kupować belgijską rudę uranową.

Konserwatyzm Francuskiej Akademii Nauk

Pomimo że żyjemy w pełnym rozkwicie ery atomowej, Francuska Akademia Nauk odrzuciła 37 głosami przeciwko 22 projekt utworzenia w Akademii sekcji atomu.

Aluminium 26

Odkrycie izotopu ^{26}Al , który ma czas połowicznego zaniku około 10^6 lat, ma bardzo duże znaczenie, gdyż dotychczas aluminium było jedynym spośród znanych pierwiastków chemicznych, dla którego nie znano dostatecznie długożyciowego izotopu, by móc go zastosować w metodzie wskaźników izotopowych. Inne znane promieniotwórcze izotopy aluminium posiadają połowiczny czas zaniku, nie przekraczający kilku minut. Izotop ^{26}Al otrzymano przy użyciu cyklotronu przez grupę uczonych pod kierunkiem T. P. K o h m a n a.

„Pamelon” — scyntylator z plastyku

Brytyjskie zakłady Isotope Developments Ltd. opracowały produkcję plastyku „Pamelon”, który ma właściwości dobrego scyntylatora. Produkcja Pamelonu jest tania i pozwala na otrzymywanie scyntylatorów dowolnie dużych rozmiarów. Wydajność świetlna i czas zaniku scyntylacji są porównywalne z właściwościami scyntylatorów krystalicznych, których produkcja i obróbka są o wiele trudniejsze i kosztowniejsze.

„Tuballoy”

Opublikowano ostatnio pewne dokumenty dotyczące konstrukcji pierwszych bomb atomowych. 6 marca 1944 r., tj. 17 miesięcy przed zrzuceniem bomby na Hiroshimę, do Los Alamos przewieziono z Oak Ridge x gramów wzbogaconego „tuballoy” (szyfrowa nazwa uranu). Transport odbył się koleją. Uran był przewieziony w pudełkach z nierdzewnej stali, pozłożonych wewnątrz, umieszczonych w niepozornie wyglądających walizkach. Reaktor atomowy w Los Alamos pracował z siarczanem uranylu wzbogaconym do 14,6% i zawierał 565 g ^{235}U . Bomba zrzucona na Hiroshimę została zmontowana na wyspie Tinian, na którą przewieziono ją w 4 częściach. Jedną część przewiózł krążownik, a pozostałe trzy — samoloty.

Radioaktywne jedwabniki

Oficjalne oświadczenie Japońskiego Ministerstwa Rolnictwa donosi o stwierdzeniu radioaktywności liści morwy w pewnych dzielnicach Japonii. Zachodzi przypuszczenie, że rośliny zostały zatrute radioaktywnymi deszczami, które spadły w Japonii na wiosnę ubiegłego roku. Powstaje obawa, że radioaktywność morwy może obniżyć zdolność składania jajek przez jedwabniki i odbić się szkodliwie na potomstwie.

Stowarzyszenie fizyków-jądrowców

W Ameryce powstało pierwsze na świecie towarzystwo naukowe skupiające wyłącznie pracowników naukowych i inżynierów pracujących w dziedzinie jądra atomowego. Głównym zadaniem tego towarzystwa, utworzonego w listopadzie ub. r. i nazwanego Amerykańskim Towarzystwem Jądrowym, jest popieranie wymiany wiadomości naukowych ze wszystkich dziedzin badań jądrowych. *Scientific American* z grudnia 1954 r. podaje, że członkami towarzystwa mogą być inżynierowie i pracownicy naukowcy wszystkich narodowości zatrudnieni w technologii jądrowej. W skład komitetu organizacyjnego wchodzi 29 członków, reprezentujących uniwersytety oraz laboratoria utrzymywane przez rząd i przemysł, między innymi G. Failla z Uniwersytetu Columbia, J. D. Luntz z redakcji czasopisma *Nucleonics* i W. G. Pollard z Oak Ridge Institut of Nuclear Studies. Tymczasowym sekretarzem został W. M. Breazeale z Uniwersytetu Stanu Pensylwania.

Nagroda Nobla z chemii w 1954 r.

Laureatem nagrody Nobla w dziedzinie chemii został w 1954 r. Linus Pauling, kierownik Wydziału Chemii Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego. Pauling jest odkrywcą podstawowych zasad określających naturę wiązań chemicznych i strukturę drobin, w szczególności drobin proteinowych.

W 1952 r. Departament Stanu USA odmówił Paulingowi paszportu na wzięcie udziału w konferencji Towarzystwa Chemicznego w Londynie, motywując odmowę tym, że udział Paulinga w konferencji nie leży w interesie Stanów Zjednoczonych.

Odznaczenie Sir J. Cockrofta

Jednym z dwóch medali królewskich, wręczanych corocznie przez Royal Society zasłużonym uczonym brytyjskim, został w ubiegłym roku odznaczony sir John Cockroft, dyrektor Zakładów Energii Atomowej w Harwell, laureat nagrody Nobla z 1951 r.

Nowi kandydaci fizyki

W dniu 8 listopada 1954 r. w audytorium Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego odbyła się obrona pracy kandydackiej mgr A. Wolskiej — „Warstwy fotoprzewodzące i fotowoltaiczne z siarczku talu“.

Promotorem był prof. dr L. Sosnowski. Referentem pracy z ramienia Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej był prof. dr A. Jabłoński (Toruń), a referentami wyznaczonymi przez Radę Wydziału Matematyki-Fizyki-Chemii Uniwersytetu Warszawskiego byli prof. dr J. Pniewski i prof. dr A. Sołtan. Po przeprowadzeniu obrony Rada Wydziału postanowiła nadać mgr A. Wolskiej stopień kandydata nauk matematyczno-fizycznych. Decyzja Rady Wydziału podlega zatwierdzeniu przez Centralną Komisję Kwalifikacyjną.

Streszczenie pracy kandydackiej A. Wolskiej podajemy poniżej:

Autorka opracowała metodę formowania aktywowanych tlenem warstw mikrokrystalicznych z Tl_2S , wykazujących fotoprzewodnictwo i właściwości fotowoltaiczne. W dotychczasowych próbach interpretacji zjawisk fotoprzewodnictwa obserwowanych w Tl_2S nie uwzględniano efektów barierowych, grających istotną rolę w mikrokrystalicznych warstwach światłoczułych.

W niniejszej pracy przyjęto nowe założenie, opierając się na teorii podanej przez L. Sosnowskiego oraz na oczekiwanej analogii ze znanymi właściwościami warstw PbS.

W opracowanej metodzie materiałem wyjściowym był $Tl_2S_2O_3$, który ulega rozkładowi przez grzanie w próżni. Warstwa była formowana z lotnego produktu rozpadu w próżni lub w tlenie pod niskim ciśnieniem i poddawana następnie zabiegom aktywacji.

W celu zanalizowania procesów zachodzących w czasie aktywacji badano przewodnictwo, fotoprzewodnictwo i siłę termoelektryczną w różnych fazach produkcji. Stwierdzono zależność typu przewodnictwa od zawartości centrów tlenowych. W warstwach już uformowanych badano rozkład widmowy reaktywności fotoprzewodnictwa i zjawiska fotowoltaicznego oraz zależność temperaturową obu efektów. Nowe wyniki dotyczą przede wszystkim wysokiej reaktywności oraz nie obserwowanego dotychczas w siarczku talu zjawiska fotowoltaicznego.

Badane warstwy cechują następujące właściwości:

1. Wysoki opór właściwy warstw nieoświetlonych (10^2 — $10^7 \Omega \text{ cm}$).
2. Czułość na promieniowanie w zakresie widmowym 0,4—1,3 μ .
3. Wysoka wartość reaktywności zjawiska fotoprzewodnictwa, sięgająca 200 mV/W/cm^2 w obszarze maksimum czułości (0,83 μ).
4. Wysoka wartość reaktywności zjawiska fotowoltaicznego, osiagająca 3 mV/W/cm^2 .
5. Identyczny niemal rozkład widmowy obu zjawisk — fotoprzewodnictwa i fotowoltaicznego.
6. Właściwości prostownicze, występujące łącznie ze zjawiskiem fotowoltaicznym.
7. Wzrost globalnej czułości ze spadkiem temperatury.
8. Czas relaksacji zjawiska fotoprzewodnictwa rzędu milisekund w tempera-

turze pokojowej (badania J. Ostrowskiego i L. Sosnowskiego).

Dnia 28 czerwca 1954 r. odbyła się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego obrona pracy kandydackiej mgra Macieja Suffczyńskiego pt. „Kwantowanie nieliniowej elektrodynamiki metodą Diraca“. Promotorem był prof. dr L. Infeld. Referentem z ramienia Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej był prof. dr S. Szцениowski (Poznań), a z ramienia Rady Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii U. W. referentami byli prof. dr W. Rubinowicz i prof. dr J. Weyssenhoff (Kraków). Rada Wydziału postanowiła przyznać mgrowi Maciejowi Suffczyńskiemu stopień kandydata nauk w dziedzinie fizyki. Decyzja Rady Wydziału podlega zatwierdzeniu przez Centralną Komisję Kwalifikacyjną.

Streszczenie pracy:

Dokonane zostało sformułowanie hamiltonowskie nieliniowej elektrodynamiki Born-Infelda w relatywistycznie jawnie niezmienniczy sposób. Posługując się metodą podaną przez Diraca w pracach kanadyjskich z 1951 r. można było podać hamiltonian i warunki poboczne na ogólnej hyperpowierzchni przestrzennej dla nieliniowej elektrodynamiki. Metoda Diraca została tu po raz pierwszy zastosowana do teorii o lagrangianie, który nie jest funkcją kwadratową w pierwszych pochodnych zmiennych pola, co komplikuje proces przejścia do formalizmu hamiltonowskiego.

Dnia 3 stycznia 1955 r. w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego odbyła się publiczna obrona pracy kandydackiej mgr Haliny Chęcińskiej pt. „Warstwy fotoprzewodzące i fotowoltaiczne z selenku ołowiu“. Promotorem był prof. dr L. Sosnowski. Referentami z ramienia Rady Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii U. W. byli prof. dr A. Sołtani i prof. dr J. Pniewski. Referentem Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej był prof. dr A. Jabłoński (Toruń). Rada Wydziału postanowiła

przyznać mgr Halinie Chęcińskiej stopień kandydata nauk w dziedzinie fizyki. Decyzja Rady Wydziału podlega zatwierdzeniu przez Centralną Komisję Kwalifikacyjną.

Streszczenie pracy:

Opracowano metodę produkcji warstw fotoprzewodzących i fotowoltaicznych z selenku ołowiu wykazujących czułość na promieniowanie podczerwone już w temperaturze pokojowej. Zbadano reaktywność otrzymanych fotokomórek za pomocą promieniowania ciała czarnego o temperaturze 200°C, modulowanego z częstością 800 Hz, i wzmacniacza selektywnego o szerokości wstęgi 30 Hz. Reaktywność ta zawarta jest w granicach 10—100 $\mu\text{V}/\mu\text{W}/\text{cm}^2$. Czułość progowa warstw jest rzędu 10⁻⁸ W/cm². Czas relaksacji otrzymanych fotokomórek jest rzędu 1 μ sek i jest najkrótszym z czasów znanych dla tego rodzaju warstw.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Oddział Gdański

W drugim półroczu 1954 r. odbyły się 4 zebrania naukowe, na których wygłoszono następujące referaty:

Prof. dr I. Adamczewski — „Najnowsze poglądy na zagadnienie cząstek elementarnych“,

dr J. Olszewski — „Poglądy akademika Focka na teorie przestrzeni i czasu“,

mgr Z. Sobczyński — „Prace uczonych radzieckich nad modelami jąder atomowych“,

prof. dr I. Adamczewski — „Wspomnienie pośmiertne o profesorze S. Pieńkowskim i profesorze C. Białobrzeskim“.

Ponadto Oddział zorganizował 3 odczyty dla racjonalizatorów:

1) Mechanika i ruch obrotowy, 2) Fale i 3) Fizyka atomu oraz 2 odczyty dla młodzieży szkół średnich: „Ciepło“ i „Termodynamika“.

W ramach współpracy z Towarzystwem Wiedzy Powszechnej prof. dr I. Adamczewski wygłosił odczyt o Marii Skłodowskiej-Curie.

Oddział Gliwicki

W drugim półroczu 1954 r. odbyło się 10 posiedzeń naukowych Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. dr M. Puchalik — „Prace uczonych radzieckich nad zjawiskiem tarcia“,

prof. Z. Trybalski — „30 lat badań nad promieniowaniem Gurwicza“,

mgr inż. C. Ostrowski — „Prace uczonych radzieckich nad senietoceramiką“,

prof. dr W. Łaniecki — „Nierozwiązane zagadnienia fizyki półprzewodników (prace uczonych radzieckich)“,

prof. dr S. Węgrzyn — „Analiza pracy układów pobudzanych seriami impulsów“,

Sprawozdanie Katedry Podstaw Elektrotechniki Wydz. Elektrycznego Politechniki Śląskiej z konferencji elektrotechniki teoretycznej w Karpaczu,

mgr inż. W. Pacześniowski — „Generacja impulsów prostokątnych“,

mgr inż. A. Macura — „Impulsowe układy liczące“,

prof. dr S. Węgrzyn — „Analiza przebiegów niestabilnych w układach modulacji impulsowej“,

prof. dr K. Gostkowski i prof. dr W. Łaniecki — „Sesja naukowa PAN poświęcona pamięci Marii Skłodowskiej-Curie“,

prof. dr M. Kwiek (Poznań) — „Teoria generatora ultradźwięków o wzbudzeniu elektrodynamicznym“.

Oprócz tego Oddział zorganizował 3 odczyty popularne:

mgr Z. Wąsowicz — „Wnętrze atomu“,

prof. dr M. Puchalik — „Znaczone atomy“,

prof. M. Konopacki — „Promienie dodatnie i ich zastosowanie“.

Oddział Krakowski

W okresie od 10 czerwca do 20 grudnia 1954 r. odbyło się 9 zebrań naukowych, na których wygłoszono następujące referaty:

mgr Z. Rogalska — „Mikroskop na promienie beta“,

doc. dr A. Hryniewicz — „Ogniw atomowe“,

doc. dr A. Hryniewicz — „Pierwiastki 99 i 100“,

Ogólnopolskie kollokwium poświęcone technice wytwarzania i obróbki klisz z emulsjami jądrowymi,

prof. dr H. Niewodniczański — „Etalon Fabry-Perot z lustrami dielektrycznymi“,

doc. dr A. Hryniewicz — „O pracach fizyków radzieckich w dziedzinie radiogeologii“,

mgr W. Czyż i mgr K. Grotowski — „Kilka uwag o modelach foto reakcji z lekkimi jądrami“,

mgr K. Grotowski — „Fotodezintegracja ${}^9\text{Be}$ “,

doc. dr J. Janik — „Wrażenia z pobytu na międzynarodowym kongresie w Norwegii i Szwecji“,

doc. dr J. Gierula (Warszawa) — „O jądram zawierających hyperony Λ_0 “,

prof. dr M. Mięśowicz — „O przypadkach interpretowanych jako obserwacje antynukleonów“,

doc. dr A. Hryniewicz — „Polaryzacja jąder atomowych“.

W okresie sprawozdawczym Oddział Krakowski PTF wspólnie z krakowskimi oddziałami Polskiego Towarzystwa Chemicznego, Polskiego Towarzystwa Lekarskiego i Polskiego Towarzystwa Przyrodników zorganizował dla uczczenia 20-tej rocznicy śmierci Marii Skłodowskiej-Curie uroczystą Akademię oraz cykl odczytów popularnonaukowych z pokazami pod ogólnym tytułem „Promieniotwórczość i jej praktyczne zastosowania“:

prof. dr H. Niewodniczański — „Życiorys Marii Skłodowskiej-Curie“,

prof. dr L. Jurkiewicz — „Odkrycie promieniotwórczości“,

doc. dr J. Janik — „Promieniotwórczość naturalna pierwiastków“,

mgr S. Świerczewski — „Promieniotwórczość sztuczna“,

doc. dr H. Wertheim-Kołodziejska — „Zastosowanie promieniotwórczości w leczeniu nowotworów“,

prof. dr K. Gumiński — „Znaczenie odkrycia promieniotwórczości dla zagadnień pogranicza fizyki i chemii“,

prof. dr L. Jurkiewicz — „Techniczne zastosowanie promieniotwórczości“,

doc. dr A. Hrynkiewicz — „Rozszczepienie jąder atomowych“,

prof. dr M. Mięśowicz — „Nowe cząstki elementarne“,

Sekcja Dydaktyczna Oddziału zorganizowała dwa zebrania, na których prof. dr B. Średniawa wygłosił referaty „Kinematyka relatywistyczna“ i „Dynamika relatywistyczna“.

Sekcja Komitetu Współpracy Naukowców z Robotnikami zorganizowała 10 następujących odczytów z pokazami:

mgr A. Kisiel — „Ruch postępowy, dynamika“,

mgr T. Kowalski — „Ruch obrotowy“,

mgr L. Jarczyk — „Statyka, praca, energia“,

mgr J. Hennel — „Własności sprężyste ciał“,

dr A. Jagielski — „Statyka cieczy i gazów“,

doc. dr A. Hrynkiewicz — „Napięcie powierzchniowe“,

doc. dr J. Massalski — „Dynamika cieczy i gazów“,

mgr O. Stanisłowa — „Ruch drgający“,

mgr A. Oleś — „Ruch falowy“,

mgr L. Pomorski — „Akustyka“.

W ramach akcji popularyzacji studiów fizyki członkowie Oddziału wygłosili odczyty w szkołach średnich w Rabce, Zakopanem, Chrzanowie i Rzeszowie.

Oddział Lubelski

W drugim półroczu 1954 r. odbyły się 3 posiedzenia naukowe, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. dr St. Ziemecki — „Dymitr Mendelejew jako profesor“,

prof. dr W. Urbański — „Żukowski, ojciec lotnictwa rosyjskiego“,

prof. dr A. Teske — „Metodologiczny aspekt badań nad ruchami Browna“,

mgr D. Stachórska — „Komora dyfuzyjna“.

Oprócz tego zorganizowano odczyt z demonstracjami dla nauczycieli szkół średnich na temat fal elektromagnetycznych oraz 3 pokazy doświadczeń z fizyki.

Mgr S. Wieluński prowadził wykłady dla robotników z fizyki, matematyki i rysunku technicznego w wymiarze 6 godzin tygodniowo.

Brygada racjonalizatorska, w skład której wchodzi 3 członków Oddziału, opracowała urządzenie do wykrywania zanieczyszczeń w masie karmelowej. Poza tym członkowie Oddziału współpracowali z Zakładami Mięsnymi nad zagadnieniem chłodnictwa i z Fabryką Samochodów nad problemem chwytania pyłu.

Oddział Łódzki

W drugim półroczu 1954 r. odbyły się 2 posiedzenia referatowe Oddziału, a mianowicie:

Posiedzenie poświęcone badaniom fizyki radzieckiej nad kwantową strukturą światła z okazji miesiąca pogłębiania przyjaźni polsko-radzieckiej. Prof. T. Musiałowicz referował wyniki wieloletnich prac Wawilowa i jego uczniów.

Posiedzenie z referatem mgra T. Gajewskiego — „O interpretacji mechaniki kwantowej według Bohra“.

Poza tym Oddział zorganizował 2 odczyty popularne:

prof. dr A. Sołtan (Warszawa) — „Promieniotwórczość sztuczna i naturalna“,

prof. dr J. Pniewski (Warszawa) — „Zastosowanie pierwiastków promieniotwórczych“ oraz odczyt prof. L. Kojrańskiego dla nauczycieli fizyki pt. „Układy jednostek elektrycznych“.

Oddział Poznański

W II półroczu 1954 r. odbyły się zebrania naukowe z następującymi referatami:

mgr T. Hilczer — „Reaktory jądrowe w służbie pokoju“,

prof. dr S. Szczeniowski — „Prace fizyków radzieckich w dziedzinie ferromagnetyzmu“.

Oddział zorganizował cykl odczytów popularnonaukowych pt. „Promieniotwórczość i energia atomowa“:

prof. dr A. Piekara — „Promieniotwórczość naturalna“,

mgr Z. Pająk — „Reakcje jądrowe i sztuczna promieniotwórczość“,

prof. A. Pilawski — „Izotopy promieniotwórcze i ich zastosowanie“,

prof. dr S. Szczeniowski — „Budowa jądra atomowego i jego energia“,

prof. dr H. Niewodniczański (Kraków) — „Reaktory atomowe“.

Poza tym Oddział zorganizował odczyty z demonstracjami z wybranych działów fizyki dla uczniów szkół średnich:

mgr T. Krajewski i mgr F. Kaczmarek — „Prądy wysokiej częstości“,

mgr F. Kaczmarek i mgr T. Krajewski — „Drgania i fale akustyczne“,

mgr H. Ratajczak i B. Rogowska — „Indukcja elektromagnetyczna“,

mgr T. Hilczer i J. Kociński — „Widma optyczne“,

mgr J. Józwiak i Z. Bochyński — „Wyładowania w gazach“,

mgr J. Grycza i mgr H. Ratajczak — „Fotokomórki“.

Wspólnie z Polskim Towarzystwem Chemicznym i Polskim Towarzystwem Lekarskim urządono Akademię dla uczczenia 20 rocznicy śmierci Marii Skłodowskiej-Curie. Zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. dr S. Loria — „Znaczenie prac Marii Skłodowskiej-Curie dla rozwoju fizyki“,

prof. dr K. Kapitańczyk — „Znaczenie prac Marii Skłodowskiej-Curie dla rozwoju chemii“,

doc. dr B. Gładysz — „Znaczenie prac Marii Skłodowskiej-Curie dla rozwoju medycyny“.

Prof. A. Pilawski wygłosił 2 odczyty dla nauczycieli szkół podstawowych i techników zawodowych pt. „Elementarne cząstki materii“ i „Podstawy mechaniki kwantowej“.

Dla członków Oddziału zorganizowano 2 kursy szkoleniowe: kurs obróbki metali i kurs obróbki szkła.

Ponadto członkowie Oddziału brali czynny udział w pracach poradni dla racjonalizatorów Uniwersytetu Poznańskiego.

Oddział Toruński

W II półroczu 1954 r. odbyły się 2 zebrania naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. dr J. Horwath (Węgry) — „Nowe aspekty chemii kwantowej“,

prof. dr A. Jabłoński — „Teoria depolaryzacji stężeniowej światła fluorescencji roztworów barwników“.

Oddział zorganizował następujące odczyty popularne w Toruniu:

mgr D. Frąckowiak — „Analiza widmowa“,

mgr J. Grzywacz — „Promienie kosmiczne“,

St. Łęgowski — „Początki radia“,
dr K. Antonowicz — „O rezonansie elektrycznym“,

mgr S. Pruski — „Fale i cząstki“,
dr K. Antonowicz — „Rezonans elektryczny“,

dr K. Antonowicz — „Magnetyzm“,

mgr D. Frąckowiak — „Promienie X“,

mgr S. Gorgolewski — „Reakcje termojądrowe“.

Poza tym zorganizowano 64 odczyty popularne w następujących miejscowościach: Aleksandrów Kujawski, Brodnica, Bydgoszcz, Chełmno, Chełmża, Działdowo, Elbląg, Gdynia, Grudziądz, Inowrocław, Iława, Koszalin, Kwidzyń, Lipno, Nieszawa, Olsztyn, Rypin, Solec Kujawski, Świecie, Wałcz, Wąbrzeźno, Włocławek.

Członkowie Oddziału brali ponadto czynny udział (jako wykładowcy) w

zorganizowanym przez Ministerstwo Oświaty kursie dokształcającym nauczycieli szkół średnich.

Oddział Warszawski

W drugim półroczu 1954 r. odbyły się 3 posiedzenia naukowe z następującymi odczytami:

prof. dr R. S. Ingarden (Wrocław) — „Radziecka fizyka teoretyczna“.

Uroczyste posiedzenie w pierwszą rocznicę śmierci prof. dra S. Pieńkowskiego (wspólnie z Zarządem Głównym PTF oraz Instytutem Fizyki UW i Instytutem Fizyki PAN),

prof. dr T. Kopciewicz — „Wrażenia z udziału w Międzynarodowej Konferencji Meteorologicznej w Budapeszcie“.

Dla starszych klas szkół ogólnokształcących i zawodowych zorganizowano odczyty z licznymi pokazami:

mgr K. Blinowski — „Prądy zmienne i ich zastosowanie“,

mgr S. Pasierbiński — „Drgania i fale elektromagnetyczne“,

mgr S. Pasierbiński — „Podstawy fizyczne radiotechniki“,

mgr W. Wardzyński — „Optyka geometryczna“.

Poza tym w listopadzie i w grudniu odbyły się 24 pogadanki dla najstarszych klas szkół ogólnokształcących o studiach i zawodzie fizyka.

Oddział Wrocławski

W II półroczu 1954 r. odbyło się 8 posiedzeń naukowych, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

mgr B. Sujak — „O pewnym modelu obserwowanej selektywnej emisji z warstw haloidków alkalicznych z „F“ centrami“, cz. I,

prof. dr R. S. Ingarden — „O fizyce radzieckiej“ (referat w ramach miesiąca pogłębienia przyjaźni polsko-radzieckiej),

mgr B. Sujak — „O pewnym modelu obserwowanej selektywnej emisji z warstw haloidków alkalicznych z „F“ centrami“, cz. II,

prof. dr J. Nikliborc, mgr B. Sujak, mgr A. Pawlikowski i mgr C. Bazan — „Przegląd publikacji“, mgr S. Przestalski — „Przegląd prac z hydrodynamiki“,

mgr B. Sujak — „Emisja elektronów z „F“ centrów“,

„Obserwacja dużych impulsów w małych licznikach fotonowych napełnionych alkoholem“,

„Projekt pewnego eksperymentu badania ruchliwości elektronów w zależności od kierunku krystalograficznego“,

doc. dr A. Hrynkiewicz (Kraków) — „Metody polaryzacji jąder atomowych“,

mgr S. Przestalski — „Zagadnienie dwu ciał w mezodynamice skalarnej“.

Oddział zorganizował 12 odczytów popularnych we Wrocławiu, Cieplicach, Górze Śląskiej, Łądku Zdroju, Obornikach Śląskich, Środzie Śląskiej, Świdnicy i Zgorzelcu. We Wrocławiu wygłoszono następujące odczyty:

mgr B. Rozenfeld — „Promieniotwórczość naturalna“,

mgr A. Jaśkiewicz — „Światło niewidzialne“,

mgr C. Bazan — „Elektrety“,

mgr C. Wesołowska — „Ultradźwięki“,

mgr Z. Sidorski — „Masa i energia“.

Na okręgowych konferencjach dydaktycznych mgr Z. Sidorski wygłosił dwa referaty dla nauczycieli: „O polaryzacji światła (z demonstracjami)“ i „Demonstracje w szkole“.

Oddział zorganizował wspólnie z Polskim Towarzystwem Chemicznym, Wrocławskim Towarzystwem Naukowym, Polskim Towarzystwem Lekarskim i Polskim Towarzystwem Przyrodniczym uroczystą akademię poświęconą pamięci Marii Skłodowskiej-Curie. W ramach cyklu wykładów popularnych poświęconego Marii Skłodowskiej-Curie członkowie Oddziału wygłosili następujące referaty:

mgr B. Rozenfeld — „Podstawowe części materii“,

mgr B. Sujak — „Metody wykrywania cząstek elementarnych“.

S k ł a d Z a r z ą d ó w O d d z i a ł ó w P T F

Oddział Gdański (walne zebranie 24. XI. 1954 r.):

przewodniczący: prof. dr I. Adamczewski,

wiceprzewodniczący: prof. dr W. Mościcki, mgr inż. Z. Ogrzewalski, prof. dr J. Olszewski,

sekretarz: mgr J. Grześkowiak, skarbnik: mgr inż. W. Kuźma, Komitet do spraw Sekcji Dydaktycznej: mgr H. Zabul, mgr S. Stipał, mgr T. Moskalowa.

Oddział Gliwicki (walne zebranie 18. VI. 1954 r.):

przewodniczący: prof. dr K. Gostkowski,

wiceprzewodniczący: prof. dr M. Puchalik,

sekretarz: mgr inż. A. Wierzbicki, skarbnik: mgr F. Kumaszka, członkowie zarządu: prof. dr W. Łaniecki, prof. dr S. Węgrzyn.

Oddział Krakowski (walne zebranie 10. VI. 1954 r.):

przewodniczący: prof. dr L. Jurkiewicz,

wiceprzewodniczący: prof. mgr A.

Strzałkowski,

sekretarz: mgr Z. Buja,

skarbnik: mgr A. Oleś,

członkowie zarządu: prof. dr H. Niedwiedzki, doc. dr J. Massalski, zarząd Sekcji Dydaktycznej:

dr T. Piech, prof. dr T. Strojny, mgr D. Kunisz.

Oddział Lubelski (walne zebranie 27. V. 1954 r.):

przewodniczący: prof. dr S. Ziemecki, wiceprzewodniczący: prof. dr W. Staszewski,

sekretarz: mgr D. Stachórska,

skarbnik: J. Skierczyński,

członek zarządu: prof. dr W. Urbański.

Oddział Łódzki (walne zebranie 12. XI. 1954 r.):

przewodniczący: prof. dr F. J. Wiśniewski,

wiceprzewodniczący: prof. T. Musiatowicz,

skarbnik: mgr C. Balcerzak,

sekretarz: dr L. Kołodziejczyk,

członek zarządu: mgr H. Juraszyńska.

Oddział Poznański (walne zebranie 1954 r.):

przewodniczący: prof. dr A. Piekara.

wiceprzewodniczący: prof. dr S. Szczeniowski, prof. dr M. Kwiek,

sekretarz: mgr Z. Pająk,

skarbnik: doc. dr A. Pilawski,

członkowie zarządu: mgr F. Kaczmarek, mgr H. Urbański, Z. Bochyński. M. Węgrzynowicz.

Oddział Toruński (walne zebranie 11. XI. 1954 r.):

przewodniczący: prof. dr W. Hanusowa,

sekretarz: mgr M. Frąckowiak,

skarbnik: dr A. Antonowicz,

członek zarządu: mgr Z. Skrzatówna.

Oddział Warszawski (walne zebranie 14. XII. 1954 r.):

przewodniczący: prof. kand. Z. Wilhelm,

wiceprzewodniczący: doc. kand.

J. Werle,

sekretarz: mgr E. Skrzypczak,

skarbnik: mgr Z. Mizgier,

członek zarządu: mgr J. Bogdanowicz.

Oddział Wrocławski (walne zebranie 11. VI. 1954 r.):

przewodniczący: prof. B. Makiej,

wiceprzewodniczący: mgr B. Sujak,

sekretarz: mgr R. Męclewski,

skarbnik: mgr A. Jaśkiewicz,

członek zarządu: mgr S. Przystalski.

Liczba członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Oddział Gdański — 34, Oddział Gliwicki — 53, Oddział Krakowski — 71, Oddział Lubelski — 19, Oddział Łódzki — 38, Oddział Poznański — 69, Oddział Toruński — 24, Oddział Warszawski — 164, Oddział Wrocławski — 83. Łącznie w dniu 1 stycznia 1955 r. Polskie Towarzystwo Fizyczne liczyło 555 członków.

Z NOWOŚCI WYDAWNICZYCH PWN

Adam Schaff
OBIEKTYWNY CHARAKTER PRAW HISTORII
s. 412, zł 20,55

*

Kazimierz Kumaniecki
HISTORIA KULTURY STAROŻYTNEJ GRECJI I RZYMU
s. 488 i mapy, zł 47,—

*

STUDIA I MATERIAŁY Z DZIEJÓW NAUKI POLSKIEJ
Polska Akademia Nauk, Komitet Historii Nauki, s. 880, zł 57,—

*

Edward Lipiński
POGLĄDY EKONOMICZNE MIKOŁAJA KOPERNIKA
s. 188, zł 12,—

*

John Frederik William Herschel
WSTĘP DO BADAŃ PRZYRODNICZYCH
Polska Akademia Nauk. Biblioteka Klasyków Filozofii. Przekł. z ang.,
s. 380, zł 30,20

*

Czesław Białobrzeski
TERMODYNAMIKA
s. 238, zł 16,60

*

Marian Teske
MARIAN SMOLUCHOWSKI. ŻYCIE I TWÓRCZOŚĆ
s. 278, zł 23,50

*

Edmund Trepka
JAKUB NATANSON
s. 76, zł 6,70

*

Wydawnictwa PWN są do nabycia we wszystkich Księgarniach Naukowych Domu Książki. Zamówienia za zaliczeniem przyjmuje Księgarnia Naukowa, Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7.

WYDAWNICTWA PWN Z ZAKRESU FIZYKI I ASTRONOMII *

- D. Błochincew: *Podstawy mechaniki kwantowej*. Przekł. z ros. 1954, s. 592, zł 35,60
- C. Białobrzeski: *Termodynamika*. 1955, s. 238, zł 16,60.
Cwiczenia laboratoryjne z fizyki. Pod red. T. Dryńskiego. Wyd. III. 1954, s. 442, zł 35,65.
- W. Fiesienkow: *Współczesne poglądy na wszechświat*. Przekł. z ros. 1954, s. 247, ilustr. zł 23,35
- S. Frisz, A. Timoriewa: *Kurs fizyki*. Przekł. z ros. T. I. 1955, s. 492, zł 30,80
- M. Korsunski: *Jądro atomowe*. Przekł. z ros. 1952, s. 403, rys., tabl., zł 32,50
Materiały z konferencji fizyków w Spale. 1954, s. 365, ilustr., zł 31,20
- I. Mieszczerski: *Zbiór zadań z mechaniki*. Przekł. z ros. Wyd. III. 1954, s. 376, zł 29,50
- A. Piekara: *Mikrofale i spektroskopia mikrofalowa*. 1953, s. 167, zł 11,05
- S. Pieńkowski: *Fizyka doświadczalna*. T. III. *Optyka*. 1955, s. 571, zł 36,80
- P. Popow, N. Bogusławska: *Cwiczenia z astronomii*. Przekł. z ros. 1952, s. 136, rys., ilustr., zł 9,80
- E. Rybka: *Astronomia ogólna*. 1952, s. 480, rys., zł 36,75
- W. Rubinowicz: *Kwantowa teoria atomu*. 1954, s. 436, rys., zł 33,75
- Maria Skłodowska-Curie: *Promieniotwórczość*. Wyd. II. 1953, s. XVII, 542, tabl., zł 40,—
- S. Szczeniowski: *Fizyka doświadczalna*. Cz. II. *Ciepło i fizyka melekularna*. 1953, s. 308, tabl., zł 22,—; Cz. III *Elektryczność i magnetyzm*. 1955, s. 555, ilustr., zł 28,50; Cz. IV. *Optyka*. 1954, s. 372, tabl., ilustr., zł 25,45
- O. Szmidt: *Cztery wykłady o teorii pochodzenia ziemi*. Przekł. z ros. 1952, s. 138, zł 5,65
- B. Szpolski: *Fizyka atomowa*: 1953. T. I. s. 515, zł 42,—; T. II. cz. I. s. 319, zł 27,—
Cz. II. s. 439, zł 33,60
- W. Ścisłowski: *Półprzewodniki*. 1954, s. 144, zł 9,70
- S. Wawilow: *Mikrostruktura światła*. Przekł. z ros. 1953, s. 227, rys., zł 19,—
- J. Witkowski: *Astronomia sferyczna*. 1953, s. 175, zł 12,—
Zbiór zadań z fizyki. Przekł. z ros. Cz. I. *Mechanika, elektryczność, magnetyka*. 1953, s. 308, zł 17,— Cz. II. *Optyka, fizyka cząsteczkowa*. 1954, s. 288, zł 16,65
- W. Zonn: *Astrofizyka ogólna*. Z przypisem: *Wewnętrzna budowa gniazd*. 1955, s. 398, zł 31,90

ZAGADNIENIA FILOZOFICZNE FIZYKI

- Zesz. 1. *Zagadnienia filozoficzne mechaniki kwantowej*. 1952, s. 137, zł 5,40
- Zesz. 2. *Zagadnienia filozoficzne mechaniki kwantowej i teorii względności*. 1954, s. 204, zł 5,40
- Zesz. 3. *Zagadnienia filozoficzne teorii względności*. 1954, s. 288, zł 14,65

* Wykaz obejmuje książki o nakładach nie wyczerpanych. Książki te są do nabycia w księgarniach naukowych. Zamówienia za zaliczeniem przyjmuje Księgarnia Naukowa, Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Z A R Z Ą D

Przewodniczący

Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz

Kand. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik

Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu

Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI

Głwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ

Lublin — Prof. dr STANISŁAW ZIEMECKI

Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA

Toruń — Prof. dr WANDA HANUSOWA

Warszawa — Prof. kand. ZDZISŁAW WILHELMI

Wrocław — Prof. dr BOLESŁAW MAKIEJ

TREŚĆ

<i>P. Swings</i> — Stefan Pieńkowski	271
<i>L. Jurkiewicz</i> — Wielkie pęki powietrzne promieni kosmicznych	287
<i>A. Hrynkiewicz</i> — Neutrino	302
<i>J. Janik</i> — Oddziaływanie mezonów π z jądrami	324
<i>K. Grotowski</i> — Komora Glasera	338
<i>H. Chęcińska</i> — W laboratoriach fizyki ciała stałego w NRD	346
KRONIKA	351

Zawiadamiamy naszych Czytelników,
że od r. 1955 POSTĘPY FIZYKI ukazują się
jako dwumiesięcznik.
