

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XXI

ZESZYT 2

1970

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Doc. dr HALINA CHĘCIŃSKA

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Dr MIROSŁAWA JASTRZĘBSKA
Prof. dr KAROLINA LEIBLER
Dr JAN PETYKIEWICZ
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)
Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI (*Gdańsk*)
Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (*Gliwice*)
Doc. dr DANUTA KUNISZ (*Kraków*)
Doc. dr MIECZYŚLAW SUBOTOWICZ (*Lublin*)
Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI (*Łódź*)
Dr MIECZYŚLAW PIRÓG (*Opole*)
Doc. dr ANTONI ŚLIWIŃSKI (*Poznań*)
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)
Doc. dr STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)
Doc. dr EDMUND IGRAS (*Warszawa*)
Doc. dr MIRON GAJ (*Wrocław*)

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXI, ZESZYT 2

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1970

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. koresp. PAN (Warszawa), Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków), Jerzy Pietruszka (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

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

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2323 + 102 egz. Ark. wyd. 11,0. Ark. druk. 9³/₄

Papier druk. sat. kl. III, 70 × 100, 90 g.

Oddano do składania w styczniu 1970

Podpisano do druku w kwietniu 1970

Druk ukończono w kwietniu 1970

Zam. 13/70. D-10. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Wojciech Rubinowicz

czł. rzeczywisty PAN

O genezie i losach niektórych moich prac naukowych *

On the Origin and Fate of Some of My Works

U schyłku swojego życia człowiek chętnie i z pewnym sentymentem wraca myślami do swoich lat młodości. Z perspektywy czasu lepiej potrafi ocenić swój dorobek, bardziej krytycznie spojrzeć na wyniki swoich zmagañ, na sukcesy i błędy swoich prac. Niech mi więc dziś wolno będzie zrobić taki przegląd mojej działalności naukowej od jej początku aż do czasu drugiej wojny światowej. Postaram się wskrzesić w mojej pamięci i przedstawić Państwu, jak to zrodziły się niektóre moje prace i jak niekiedy dramatyczny był ich los.

Szcześliwym zbiegiem okoliczności dla mojego rozwoju naukowego był chyba fakt, że Uniwersytet w Czerniowcach, na którym studiowałem, był, choć mały, świetnie dydaktycznie obsadzony. Z wdzięcznością wspominam moich nauczycieli: Prof. Radakovića, który wykładał fizykę teoretyczną, prof. Geitlera, fizyka doświadczalnego i matematyka prof. Plemelja.

W 1912 r. zostałem mianowany asystentem na Uniwersytecie w Czerniowcach przy Zakładzie Fizyki Doświadczalnej, którego dyrektorem był właśnie prof. Geitler, siostrzeniec sławnego Henryka Hertza. On to zaproponował mi jako temat pracy doktorskiej doświadczalne stwierdzenie postulowanych przez Hertza sił ponderomotorycznych, wywieranych przez pola elektromagnetyczne na prądy przesunięcia. Mimo pierwszorzędnej aparatury nie udało mi się niestety wykazać istnienia tych sił. Mogłem jedynie dowieść, że w moich doświadczeniach nie mogłyby się ujawniać, nawet gdyby rzeczywiście istniały.

Po tym niepowodzeniu z pracą doświadczalną postanowiłem spróbować moich sił w pracy teoretycznej. Pewnego razu prof. Radaković polecił mi zreferować w swoim seminarium słynną pracę Sommerfelda o dyfrakcji na półpłaszczyźnie. Tak ta praca, jak i późniejsze prace innych autorów, dotyczące nie tylko półpłaszczyzny ale także i klina, zakładały, z wyjątkiem jednej pracy Sommerfelda, że źródła światła wykonują drgania harmoniczne. Wówczas zauważyłem, że z tych rozwiązań można otrzymać za pomocą transformacji

* Pogadanka wygłoszona 23 maja 1969 r. na sesji naukowej w Toruniu zorganizowanej z okazji 80. rocznicy urodzin Profesora Wojciecha Rubinowicza.

fourierowskiej rozwiązania zagadnień dyfrakcyjnych na półpłaszczyźnie i na klinach w przypadku źródeł promieniowania wykonujących dowolne drgania w czasie. I tak powstała moja dysertacja, moja pierwsza praca naukowa. Nie zdążyłem jej opublikować, ponieważ moja promocja doktorska odbyła się 7 lipca 1914 r., a już trzy tygodnie później, 28 lipca Austro-Węgry wypowiedziały wojnę Serbii i rozpoczęła się pierwsza wojna światowa.

Podczas tej wojny Uniwersytet w Czerniowcach był nieczynny, bo front działań wojennych przechodził kilkakrotnie przez to miasto. Mimo to otrzymywałem nadal moje pobory asystenckie, tak że miałem być jako tako zapewniony. Wobec tego postanowiłem czas wykorzystać i wyjechać na studia za granicę. Ze względu na temat mojej dysertacji zdecydowałem się udać do Monachium, do Sommerfelda. Gdy pokazałem mu moją dysertację, zawyrokował on, że jestem właściwie matematykiem. Ale odniósł się do mnie nadzwyczaj uprzejmie i zapraszał mnie, abym po jego wykładach przychodził do jego Zakładu na dyskusje o aktualnych problemach fizycznych.

Jestem przekonany, że pracami moimi w Monachium kierował *genius loci*, jakim był Sommerfeld, wielki twórca szkoły monachijskiej, słynnego ośrodka fizycznego, który wydał fizyków tej miary co Debye, Pauli i Heisenberg. Tematów prac moich nie podawał mi wprawdzie Sommerfeld, ale związane one były w ten czy inny sposób z jego działalnością naukową. Prace moje, wykonane wówczas w Monachium, były zresztą jakby drogowskazem przynajmniej dla pewnej części prac moich, które opublikowałem w latach następnych.

W pracy, która jako pierwsza z moich prac ukazała się w 1917 r. w *Phys. Zeitschrift*, zajmowałem się kwantyzacją pola elektromagnetycznego. Pokazałem mianowicie, że stosując warunki kwantowe Sommerfelda do poszczególnych drgań własnych promieniowania elektromagnetycznego, zawartego we wnęce, otrzymujemy na ich energię całkowitą wielokrotność $h\nu$, a więc fotony.

W następnej pracy, którą opublikowałem w *Ann. Phys.* również w 1917 r. udowodniłem w sposób zupełnie ścisły, że w przypadku punktowego i izotropowego źródła światła można całkę dyfrakcyjną Kirchhoffa tak przekształcić, aby w myśl poglądów Younga ruch falowy, który ona opisuje, rozłożyć na falę geometryczno-optyczną i falę ugięcia, powstającą jakby przez rozpraszanie promieniowania padającego przez poszczególne elementy krawędzi otworu uginającego. Przekształcenie to udało mi się najpierw przeprowadzić w przypadku płaskiej fali padającej, a dopiero następnie mogłem je uogólnić na przypadek punktowego źródła światła. Sam pomysł przeprowadzenia przekształcenia był bardzo prosty. Łatwo można mianowicie wykazać przy pomocy zasady Huygensa, że po odseparowaniu promieniowania geometryczno-optycznego od ruchu falowego Kirchhoffa otrzymuje się dla pozostającego ruchu falowego całkę po granicy cienia. Granica ta ma przy tym postać obwiedni stożka ściętego. Należało więc tylko przeprowadzić całkowanie po tworzących obwiedni, co było jednak połączone z pewnymi trudnościami, aby otrzymać wzór na falę ugięcia w postaci zamkniętej.

Przy pomocy tego przekształcenia można było także udowodnić twierdzenie, że cała dyfrakcyjna Kirchhoffa rozwiązuje pewne jednoznacznie określone zagadnienie, które następnie nazwano zagadnieniem skokowym.

W pracy tej zawarty jest także dowód, że w przypadku uginania światła na półpłaszczyźnie ruch falowy określony przez całą Kirchhoffa należy do rodziny Sommerfeldowskich ruchów falowych w dyfrakcji na klinie o dowolnym kącie rozwarcia.

Pracę moją pokazałem Sommerfeldowi dopiero po jej ukończeniu. Jemu zawdzięczam podział pracy na poszczególne paragrafy, co spowodowało, że stała się ona bardziej przejrzysta. Choć widać nie zupełnie, skoro Max Born, podczas swojego czasowego pobytu w Monachium oświadczył mi, ku mojemu wielkiemu zmartwieniu, że dla niego zrozumiała była tylko pierwsza część mojej pracy.

Odbitkę mojej pracy wraz z odpowiednim listem wysłałem do jednego z naszych polskich czołowych przedstawicieli fizyki teoretycznej, do prof. Władysława Natansona w Krakowie. Zależało mi bowiem wówczas na nawiązaniu kontaktu z fizyką polską, którego wtedy nie miałem, ponieważ studia moje odbywałem na uniwersytecie niemieckim w Czerniowcach, a kontynuowałem w Monachium. W odpowiedzi otrzymałem list z dnia 18 lutego 1918 r. z przychylną oceną mojej pracy. Cytuję: *Ubolewam nad chaotycznym stanem, w którym zdaje się znajdować teoria Kirchhoffa i cieszyłbym się, gdyby Pan mógł opracować monografię, z której można by się dowiedzieć, co właściwie posiadamy w tej dziedzinie, co zaś jest złudzeniem.*

Dla historii fizyki list ten jest interesujący ze względu na początkowo negatywny stosunek prof. Natansona wobec rewolucyjnych poglądów teorii kwantów, który wyraża słowami: *Czy Laplace, Fourier, Ampère budowali w taki sposób swoje teorie. Wyznaję, że mimo wielkiej czci dla prac Plancka, Einsteina, Ehrenfesta, Sommerfelda etc. etc., byłbym bardzo szczęśliwy, gdyby pewnego dnia „quanta“ całkiem z fizyki znikły. Zapewne ci panowie byłiby również zadowoleni.* O zachowaniu młodości jego umysłu aż do późnej starości świadczy jednak dobitnie fakt, że u schyłku swojego życia prof. Natanson uznał istnienie kwantów i poświęcił nawet nowszej teorii kwantów dłuższą rozprawę.

Pracę dyfrakcyjną, o której ostatnio mówiłem, wykonałem w rekordowym tempie. Od jej rozpoczęcia aż do odesłania jej do druku upłynął zaledwie jeden miesiąc. Do opracowania dalszego jej ciągu, który ukazał się w 1924 r. w *Ann. Phys.* potrzebowałem natomiast o wiele więcej czasu. Pamiętam, że w 1922 r., a więc dwa lata przed ukazaniem się pracy z 1924 r., podczas wykładu, który wygłosiłem w Duńskim Towarzystwie Fizycznym, pokazywałem już pewne doświadczenie związane z wynikami pracy z 1924 r. Pamiętam także, że po tym wykładzie Niels Bohr, chcąc widocznie zrobić mi komplement, powiedział: *Całkiem zvariowana nie jest chyba teoria kwantów, skoro pan mając poważne wyniki w fizyce klasycznej nią się zajmuje.* Przypominam, że było to w 1922 r., a więc Bohr mówił oczywiście o starszej teorii kwantów. W pracy tej wykazałem

przy pomocy metody fazy stacjonarnej, że fala ugięcia powstaje w pierwszym przybliżeniu przez odbicie fali padającej na poszczególnych elementach krawędzi otworu uginającego. Przy pomocy wzorów zawartych w omawianej pracy można podać wartość całki Kirchhoffa, niezależnie od postaci krawędzi uginającej, we wszystkich punktach obserwacji, dla których do obliczania fali ugięcia stosować można metodę fazy stacjonarnej. Nie trzeba więc przeprowadzać jakichkolwiek całkowań. Natomiast są one konieczne w każdym specjalnym przypadku, jeżeli do obliczania zjawisk dyfrakcyjnych posługujemy się całką Kirchhoffa.

W 1938 r. ukończył prof. Arnold Sommerfeld 70 rok życia. Uczniowie jego w Niemczech ofiarowali mu wówczas prace, które ukazały się w tym samym roku w *Ann. Phys.* oraz w *Phys. Z.* Z inicjatywy Pauliego prace dedykowane Sommerfeldowi przez jego uczniów przebywających poza granicami Niemiec zostały opublikowane w *Phys. Rev.* Gdy otrzymałem wówczas zaproszenie Pauliego do wzięcia udziału w tej imprezie, przeznaczyłem jako dedykację pracę, w której odseparowałem w całce Kirchhoffa, opisującej dyfrakcję fali zbieżnej w jej ognisku, falę geometryczno-optyczną od fali ugięcia. Okazało się w ten sposób, że skok fazy w ognisku spowodowany jest przez falę geometryczno-optyczną, a nie przez falę ugięcia.

W 1918 r. ogłosiłem pracę, w której podałem reguły wyboru i polaryzacji dla azymutalnej i dla magnetycznej liczby kwantowej w przypadku elektrycznego promieniowania dipolowego. Jej geneza była następująca: W 1915 r. ukazał się zbiór prac dedykowany dwom profesorom gimnazjalnym, Elsterowi i Geitelowi, którzy przez badanie zjawiska fotoelektrycznego dobrze zasłużyli się fizyce. W zbiorze tym ogłosił Sommerfeld pracę o wzorze dyspersyjnym dla modeli drobin, które podawał wówczas Niels Bohr. Obliczenia przeprowadził on przy tym na podstawie optyki klasycznej zakładając jedynie, że drobinę zbudowane są tak jak przedstawiał to sobie Niels Bohr. Nic więc dziwnego, że we wzorze Sommerfelda występowała anomalna dyspersja dla częstości drgań własnych modeli Bohra, a więc nie dla częstości odpowiadających warunkowi częstości Bohra $h\nu = E_p - E_k$. Wzór Sommerfelda był zatem niezgodny z doświadczeniami. Sommerfeld zaproponował mi więc, abym niezgodność tę usunął. Drogi do tego celu jednak mi nie wskazał, a też nie mógł mi jej wskazać, skoro do osiągnięcia wytyczonego celu trzeba było odkryć nie mniej i nie więcej, jak tylko nowszą teorię kwantów.

Nie mogąc więc znaleźć żadnego rozsądnego punktu wyjścia, powiedziałem sobie, że do poprawienia wzoru dyspersyjnego Sommerfelda potrzebna jest bliższa znajomość praw emisji i absorpcji fotonów. Wiedziałem oczywiście, że warunek częstości Bohra można interpretować jako prawo zachowania energii. $h\nu$ jest przecież energią fotonu, a $E_p - E_k$ energią, którą traci atom promieniujący. Powstało więc pytanie, czy także inne wielkości fizyki klasycznej nie podlegają również w fizyce kwantów zasadom zachowania. Ponieważ przy promieniowaniu atomu zmienia się w ogólności jego azymutalna liczba kwantowa, a więc i jego moment pędu, postanowiłem zbadać, czy przy

emisji i absorpcji fotonów nie jest spełniona oprócz zasady zachowania energii także i zasada zachowania momentu pędu.

Aby to podejrzenie sprawdzić, obliczyłem najpierw na podstawie fizyki klasycznej stosunek wypromieniowanego przez dipol elektryczny momentu pędu do równocześnie wypromieniowanej energii. Jak się oblicza energię wypromieniowaną przez dipol, podał chyba już Henryk Hertz. Jak należy obliczyć wypromieniowany moment pędu, znalazłem w pewnej pracy Maxa Abrahama. Następnie porównałem stosunek obu tych klasycznie obliczonych wielkości do stosunku tych samych wielkości kwantowych. Ponieważ moment pędu jest wektorem, otrzymałem pewne, zresztą bardzo proste równanie wektorowe. Z tego równania wynikały jednoznacznie reguły wyboru dla azymutalnej i magnetycznej liczby kwantowej.

Jednoznacznie otrzymałem także z tego równania regułę polaryzacji dla składowych $\Delta m = \pm 1$ zjawiska Zeemana. Pewien kłopot miałem jednak z regułą polaryzacji w przypadku składowej $\Delta m = 0$ zjawiska Zeemana. Z mojego równania wektorowego nie można było w tym przypadku bez dodatkowego założenia wnioskować, że harmoniczne drgania promieniującego elektronu są liniowe, a po wtóre mają kierunek przyłożonego pola magnetycznego. Aby do tych wniosków dojść, trzeba było posługiwać się pewnym, zresztą dość prostym założeniem dodatkowym. Sommerfeld był zdania, że należy je do mojej pracy wprowadzić. Mnie natomiast zależało na tym, aby praca moja zawierała tylko wnioski wynikające z zasad zachowania momentu pędu i energii.

Praca była gotowa już w jesieni 1917 r., ale dyskusja na temat dodatkowego założenia trwała aż do maja 1918 r., to znaczy aż do chwili, gdy Sommerfeld otrzymał od Bohra pierwszą część pracy *On the Quantum Theory of Line Spectra*, w której zawarta była pewna część moich wyników. Wówczas dopiero Sommerfeld zgodził się na publikację mojej pracy. Posłałem ją więc do redakcji *Phys. Z.* Ale jak to w życiu często bywa, nieszczęścia chodzą parami. Ówczesny redaktor prof. Simon przyjął wprawdzie moją pracę do publikacji, ale nie zorientował się od razu, że jest ona dla jego czasopisma za długa. Kiedy się to ujawniło, zaproponował mi, abym skomprimował pracę do połowy. Sommerfeld poparł jego propozycję sugerując, abym pierwszą część pracy opublikował w *Phys. Z.*, a jednocześnie całość odesłał np. do *Ann. Phys.* Nie mogłem się jednak na to zgodzić, bo opóźniłoby to bardzo znacznie publikację całości. I tak w drodze kompromisu praca moja ukazała się w *Phys. Z.* w dwu częściach.

Jako dalszy ciąg pracy o regułach wyboru i polaryzacji należy uważać moje prace, które doprowadziły do odkrycia elektrycznego promieniowania kwadrupolowego. Zawsze uważałem, nawet w okresie panowania starszej teorii kwantów, że reguły wyboru dla elektrycznego promieniowania dipolowego są ścisłym prawem przyrody, a więc odstępstwa od tych reguł są niemożliwe. Wynikają one bowiem z dwu zasad zachowania, a mianowicie energii i momentu pędu, które, jak byłem przekonany, nie tracą swojej ważności w fizyce kwantów.

W 1927 r. odkrył I. S. Bowen w widmie mgławic planetarnych linie widmowe nie dozwolone dla elektrycznego promieniowania dipolowego, ponieważ

przejścia kwantowe im odpowiadające sprzeczne były z regułą Laporta dla tego promieniowania. Wśród tych linii znajdowała się jednak jedna jedyna linia odpowiadająca przejściu, przy którym azymutalna liczba kwantowa zmieniała się o dwie jednostki. Ale ta linia spędzała mi sen z oczu, ponieważ nie spełniała moich reguł wyboru. W końcu udało mi się wybrnąć z tej trudnej sytuacji i opublikować na podstawie klasycznej elektrodynamiki pracę, która ukazała się w 1928 r. w zbiorze prac dedykowanych Sommerfeldowi z okazji 60 rocznicy jego urodzin. Wykazałem w niej, że przy promieniowaniu multipolowym wyższego rzędu stosunek wypromieniowanego momentu pędu do wypromieniowanej w tym samym czasie energii może być większy niż w elektrycznym promieniowaniu dipolowym. A więc moje reguły wyboru dla tego promieniowania nie muszą być konieczne spełnione.

Zbiór prac dedykowany Sommerfeldowi został przesłany mi do Stanów Zjednoczonych Ameryki, gdzie wówczas przebywałem. Będąc w Pasadenie referowałem tam moją pracę. Co on o niej powiedział, nie wiem, bo z Pasadeny otrzymałem od niego list, w którym oświadczał, że nie może zrozumieć jak promieniowanie multipolowe mgławic może być widoczne na ziemi. Twierdził bowiem, że natężenia pól multipoli wyższych rzędów znikają z rosnącą odległością prędzej niż pól dipoli. List kończy się słowami: *Hoffentlich ist das, was ich hier schreibe kein Unsinn*. A jednak było to nonsensem, bo Sommerfeld zakładał, że natężenia pól drgających multipoli opadają z rosnącą odległością tak samo jak pól multipoli statycznych. Tak więc czasem nawet geniusz tej miary co Sommerfeld może się omylić.

W następnej pracy, którą jeszcze w tym samym roku 1928 opublikowałem w *Phys. Z.*, obliczyłem już na podstawie nowszej teorii kwantów zupełnie ściśle natężenia elektrycznych linii multipolowych, dowolnych rzędów w serii Lymana, tzn. dla przejść z jakiegokolwiek dowolnego stanu początkowego do stanu podstawowego atomu wodoru.

Najważniejsze prace o elektrycznym promieniowaniu kwadrupolowym opublikowałem w *Z. Phys.* w 1930 r. Rozstrzygające znaczenie miała pierwsza praca, która ukazała się pod tytułem *Zeemaneffekt der Quadrupollinien*. Zawierała ona bowiem teorię efektu Zeemana dla elektrycznych linii kwadrupolowych. Ponieważ efekt Zeemana tych linii jest zupełnie inny niż elektrycznych linii dipolowych, praca ta umożliwiała doświadczalną identyfikację elektrycznych linii kwadrupolowych wytwarzanych w laboratorium. W liście skierowanym do czasopisma *Die Naturwissenschaften* wskazałem na to, że teorię kwadrupolowego efektu Zeemana można sprawdzić doświadczalnie na zielonej linii zorzy północnej. Linię tę otrzymał bowiem w laboratorium J. C. McLennan i zbadał w 1928 r. jej podłużny efekt Zeemana. Ten efekt jest jednak dla elektrycznych linii multipolowych wszystkich rzędów taki sam, a więc taki jak dla elektrycznych linii dipolowych. Z jego doświadczeń nie można było więc wnioskować, czy zielona linia zorzy północnej jest elektryczną linią dipolową czy też kwadrupolową. Aby tę kwestię rozstrzygnąć, trzeba było zbadać przynajmniej poprzeczny efekt Zeemana tej linii. Wykonali to w 1930 r. R. Frerichs

i I. S. Campbell i dowiedli w ten sposób, że zielona linia zorzy północnej jest rzeczywiście elektryczną linią kwadrupolową.

Zeeman gratulował mi w liście z dnia 3 grudnia 1930 r. tego wyniku słowami: *Permettez moi de vous féliciter avec ce résultat magnifique, dont la théorie classique aurait bien du affirmer l'impossibilité.* Fakt ten uważałem z dumą za dowód zadowolenia Zeemana, że jego efekt pozwolił rozwiązać jeszcze jeden problem w fizyce. Zaraz po otrzymaniu tego listu pochwaliłem się więc nim przed jednym z moich kolegów. Niestety, nie zaimponowałem mu, bo odparł mi, że Zeeman jest przecież starcem (miał wówczas 66 lat), a więc jego wypowiedzi nie należy brać na serio.

Że teoria przepowiada poprawnie efekt Zeemana elektrycznych linii kwadrupolowych także w pozostałych kierunkach obserwacji, stwierdzili w 1931 r. E. Segrè i C. J. Baker w laboratorium Zeemana na kwadrupolowych liniach serii głównych sodu i potasu. Było to o tyle ciekawe, że w zjawisku Zeemana elektrycznych linii kwadrupolowych występują składowe, które znikają równocześnie w zjawisku podłużnym i poprzecznym.

Druga moja praca z 1930 r. ukazała się pod tytułem *Über Intensitäten und Summenregeln in normalen Quadrupolmultipletts* i zawierała kwantowe wyrażenia na natężenia oraz reguły sum dla elektrycznych multipletów kwadrupolowych w przypadku sprzężenia Russella-Saundersa. Że wzory moje mogłem porównać z pomiarami doświadczalnymi, zawdzięczam prof. P. W. Merillo wi. Sprawdził on mianowicie dawne oszacowania natężeń linii wzbronionych jednokrotnie zjonizowanego żelaza w kilku multipletach w widmie mgławicy η -Carinae.

W związku z opracowywaniem drugiego tomu swojego dzieła *Atombau und Spektrallinien* wypowiedział się Sommerfeld o znaczeniu odkrycia elektrycznego promieniowania kwadrupolowego w liście z dnia 13 maja 1937 r. w sposób następujący: *Ich zähle Ihre Quadrupolarbeiten zu den schönsten Ergebnissen der Wellenmechanik nach Schrödinger und hoffe, dass dies in meiner Darstellung zum Ausdruck kommt.*

W 1920 r. ogłosiłem dwie prace, w których wykazałem, że zjawisko, nazwane przez F. Ehrenhafta fotoforezą, spowodowane jest przez efekt radiometryczny. Ehrenhaft zaobserwował mianowicie, że kuleczki z różnych materiałów poruszają się pod wpływem naświetlania w gazach rozrzedzonych albo w kierunku postępowania światła padającego, albo w kierunku przeciwnym, zależnie od materiału kuleczki. Zdecydowałem się do opracowania teorii tego efektu, ponieważ Ehrenhaft twierdził, że odkrył zupełnie nowe zjawisko fizyczne, nie dające się wytłumaczyć na podstawie praw ówczesnej fizyki. Moja teoria wymagała wprawdzie dość długich rachunków, ale była zasadniczo dość prosta. W przypadku, gdy promień kuleczki jest wielki wobec długości fali padającej, łatwo wytłumaczyć powstawanie zjawiska fotoforezy w sposób poglądowy. Kuleczka z materiału nieprzezroczystego bywa bardziej ogrzewana na oświetlonej półkuli i porusza się jak wiatraczek w radiometrze w kierunku postępowania światła padającego. Jeżeli natomiast kulka słabo absorbuje, to światło prze-

chodzące przez kulkę ogniskowane bywa w sąsiedztwie nieoświetlonej półkuli. Ponieważ siły radiometryczne działają w kierunku normalnym do powierzchni, ich wypadkowa na półkuli nieoświetlonej może być większa niż na półkuli oświetlonej, mimo że średnia temperatura na półkuli oświetlonej będzie zwykle większa niż na nieoświetlonej półkuli. Niewiele brakowało, aby pierwsza z obu tych prac opublikowana została z bardzo istotnym błędem rachunkowym. Na szczęście moja żona, czytając korektę mojej pracy, wykryła na czas ten błąd i zapobiegła awarii.

W 1920 r. ukazała się w *Monatshefte für Mathematik und Physik* praca, którą odesłałem do redakcji tego czasopisma już w 1918 r. Druk pracy trwał aż trzy lata, ponieważ odbywał się przed i po zakończeniu pierwszej wojny światowej w pewnej drukarni w Cieszynie. W pracy tej udowodniłem następujące twierdzenie i to dla uproszczenia rozumowania w przypadku dwuwymiarowym: Załóżmy, że mamy pewien zespół ciał i że dla każdego z nich z osobna możemy rozwiązać tak zwane zagadnienie mieszane. Znaczy to, że możemy dla każdego z tych ciał znaleźć ruch falowy, który spełnia zadane warunki brzegowe na powierzchni tego ciała oraz w pewnej chwili określone warunki początkowe w pewnym obszarze przestrzeni. Wówczas daje się pokazać, że możemy rozwiązać zagadnienie mieszane w przypadku, gdy wszystkie ciała są obecne równocześnie.

Aby dowód ten ściśle przeprowadzić, trzeba było posługiwać się dowodem jednoznaczności dla zagadnienia mieszanego. I właśnie ten dowód spowodował to, że praca ta była nieraz cytowana. Dopiero później dowiedziałem się, że już w 1915 r., a więc dwa lata przede mną, dowód ten podał prof. S. Zaremba w *Rend. Reale Accad. Lincei*, ale zdaje się tylko dla zagadnienia na wartości początkowe, a nie dla zagadnienia mieszanego.

Gdy w 1962 r. byłem w Kopenhadze na sympozjonie Międzynarodowej Naukowej Unii Radiowej URSI, spotkałem tam prof. J. B. Kellera z Instytutu Matematycznego imienia Couranta w Nowym Jorku. Opowiadał mi wówczas, że ma w druku pracę, w której podał sposób rozwiązywania zagadnienia mieszanego dla grupy ciał, jeżeli znane są rozwiązania tego zagadnienia dla pojedynczych ciał tej grupy. Muszę przyznać, że z wielką satysfakcją powiedziałem mu, że rozwiązanie tego zagadnienia ogłosiłem prawie pół wieku. Należy jednak zaznaczyć, że rozważania prof. Kellera mają raczej charakter heurystyczny, ponieważ nie posługuje się on twierdzeniem o jednoznaczności rozwiązania zagadnienia mieszanego, lecz tylko faktem, że światło rozchodzi się z pewną skończoną prędkością.

Aby twierdzenie podane w ostatnio omawianej pracy nabrało, tak powiedziawszy rumieńców, trzeba było pokazać, że istnieją postaci ciał, dla których możemy rozwiązywać zagadnienia mieszane. Pokazałem to w pracy z 1927 r. dla klinów o dowolnych kątach rozwarcia. Mimo że praca ta ukazała się w *Math. Ann.*, a więc w bardzo poczytnym czasopiśmie matematycznym, rozwiązanie tego samego zagadnienia opublikowane zostało następnie także przez dwu innych autorów. F. G. Friedlander rozwiązał je w 1951 r. dla

półplaszczyny, a w 1958 r. dla klina. M. B. Friedman podał w 1956 r. rozwiązanie od razu dla klina.

Chciałem jeszcze powiedzieć parę słów o pewnej drobnej zresztą pracy opublikowanej w 1921 r. w *Z. Phys.*, dotyczącej zjawiska Starka atomów wodoru ze względu na echo, które wywołała u jego odkrywcy. W zjawisku tym składowe rozszczepienia mają w pierwszym przybliżeniu położenia symetryczne wobec linii nierozszczepionej. Natomiast rozkład natężeń przy przyłożonym polu elektrycznym o kierunku zgodnym lub przeciwnym do kierunku biegu promieni kanalikowych jest niesymetryczny i zależy od tego, czy wodorowe promienie kanalikowe poruszają się w kierunku przyłożonego pola elektrycznego, czy też w kierunku przeciwnym. Spowodowane jest to faktem, że osie główne elips kwantowych poruszających się atomów skierowywane bywają w kierunku przeciwnym do kierunku lotu atomów. Dzieje się to na skutek zderzeń atomów wodoru poruszających się w promieniach kanalikowych z atomami tego gazu posiadającymi tylko prędkości termiczne. O wynikach tej pracy powiadomiłem listownie prof. Starka. W odpowiedzi z dnia 1 marca 1921 r. pisze on po surowej krytyce teorii względności: *Für einen Fortschritt halte ich dagegen Ihre Ausführungen über das Zustandekommen der Intensitätsdissymmetrie im Effekt des elektrischen Feldes auf die Linien der Wasserstoffkanalstrahlen. Ich gebe zu, dass man in der von Ihnen angegebenen Weise zu einer Deutung der Beobachtungen auf dem Boden der Bohrschen Theorie gelangen kann. Es wäre ein grosser Fortschritt, wenn die Theorie des von mir untersuchten Effektes auf dem von Ihnen skizzierten Wege vervollständigt werden könnte.* Z wypowiedzi tej wynika, że prof. Stark nie był bezwzględny przeciwnikiem teorii kwantów, za którego niekiedy bywa uważany.

Opowiedziałem Państwu jak powstawały ważniejsze prace moje z okresu przed drugą wojną światową i jakie były losy niektórych z nich. I na tym kończę moją gawędę.

Chciałbym tylko jeszcze zauważyć, że u naukowców istnieje zwyczaj, że przy końcu pracy autor dziękuje zwykle wszystkim osobom, które okazały mu jakakolwiek pomoc przy jej wykonywaniu. Spoglądając na całokształt mojej pracy naukowej, poczuwam się więc do obowiązku złożenia gorących podziękowań tej osobie, która w ciągu całej mojej działalności naukowej, począwszy od wpisywania wzorów w mojej dysertacji, zawsze otaczała ofiarnie troskliwą opieką moją pracę naukową, nie szcędząc nigdy swoich sił. Mam na myśli moją żonę.

Na zakończenie niech mi wolno będzie złożyć bardzo serdeczne podziękowania prof. Ingardenowi, prof. Jabłońskiemu oraz doc. Łęgowskiemu za ogromny trud, który włożyli z własnej i nieprzymuszonej woli w organizację obecnej sesji naukowej. Muszę stwierdzić, że zrobili to w sposób doskonały i że wzruszyli mnie tym do głębi mojego serca. Życzę im, aby w 80. rocznicę ich urodzin spotkała ich analogiczna przyjemność. Niestety, muszę się usprawiedliwić, że chyba nie będę mógł być przy tym obecny i cieszyć się ich radością.

Abstract: The article is based on the speech given by Professor Rubinowicz at the Jubilee Session organised in Toruń to celebrate his 80-th birthday. The origin and development of some of the works of Professor Rubinowicz are discussed.

Abdus Salam

Fundamentalna teoria materii. Przegląd metod i rezultatów *

Fundamental Theory of Matter. A Survey of Results and Methods

Wstęp

Nasza systematyczna wiedza o stabilnych i półstabilnych formach egzystowania materii¹ oparta jest na eksperymentach rozproszeniowych z użyciem wiązki protonów o energii mniejszej niż 30 GeV. To samo odnosi się do systematycznej, empirycznej wiedzy o fundamentalnych siłach, które rządzą zachowaniem się cząstek i rezonansów: nie sięga ona poza te stosunkowo niskie energie.

Tematem niniejszego artykułu jest przegląd tych rezultatów teoretycznej fizyki cząstek elementarnych, które w moim mniemaniu stanowią prawdy ogólne, są poprawnym odgadnięciem fundamentalnych praw fizyki. Rezultaty te, mimo iż wyabstrahowane z niskoenergetycznych danych, być może przeżyją w przyszłej teorii.

Kierunek, w którym pójdzie zapewne przyszła teoria, wskazał już Isaac Newton:

„...Najmniejsze drobiny materii przyciągając się najsilniej mogą się łączyć w większe cząsteczki. Te przyciągają się słabiej i łączą się w jeszcze większe, jeszcze słabiej oddziaływające. I tak dalej, sukcesywnie, aż do powstania największych cząsteczek, tych, od których zależą reakcje chemiczne i kolory ciał, tych, z których składają się ciała o zauważalnych rozmiarach.

...Są przeto w naturze czynniki sprawiające, że cząsteczki ciał są zlepione poprzez przyciąganie o wielkiej sile. Odkrycie ich jest zadaniem filozofii eksperymentalnej...“

W czasach Newtona jedynym znanym oddziaływaniem między cząsteczkami były siły grawitacji. Dziś wiemy, że istnieją co najmniej trzy inne rodzaje oddziaływań: 1) silne, 2) elektromagnetyczne, 3) słabe i być może 4) supersłabe. Trzeba podkreślić dwie ważne, charakterystyczne cechy tych oddziaływań:

1. Różnią się one między sobą siłą bardzo znacznie. Typowe stosunki są następujące²: silne, e.m., słabe, supersłabe, grawitacyjne

$$1 : 10^{-2} : 10^{-5} : 10^{-8} : 10^{-34}.$$

* Tłumaczenie referatu wygłoszonego w czasie Międzynarodowego Sympozjum Fizyki Współczesnej (czerwiec 1968) i opublikowanego w *Proceedings of the Symposium* (IAEA, Vienna).

¹ Możliwie najpełniejszy i najaktualniejszy zestaw danych na temat cząstek i rezonansów znajdzie czytelnik w tablicach A. H. Rosenfelda (A. H. Rosenfeld, *Rev. Mod. Phys.*, Jan. 1968).

² Są to stosunki kwadratów stałych sprzężenia znormalizowanych (tam, gdzie to jest potrzebne) do masy protonu. Swego czasu wysunięto hipotezę (Dirac), że siły oddziaływań,

2. Wszystkie rodzaje oddziaływań z wyjątkiem grawitacyjnych mają charakter ostro selektywny. Grawitacja, przeciwnie, jest oddziaływaniem uniwersalnym. Tak więc:

a) Oddziaływania silne dzielą materię na hadrony (cząstki silnie oddziaływające) i leptony (cząstki nie oddziaływające silnie).

b) Oddziaływania e.m. dzielą materię na cząstki naładowane i nienaładowane.

c) Oddziaływania słabe dzielą materię na cząstki prawoskrętne i lewoskrętne (w sensie, który zostanie precyzyjniej zdefiniowany w dalszym ciągu).

Tak, jak w przypadku dobrze nam znanej elektrodynamiki, okazuje się, że najlepszym sposobem wyrażenia owej selektywności jest przypisanie różnym rodzajom materii całkowicie lub częściowo zachowywanych ładunków (ładunków silnych, ładunków e.m. i ładunków słabych). Przypisanie to spełnia dwójką rolę:

1. Kinematyczną. Ponieważ ładunki są (całkowicie lub częściowo) zachowywane, mogą przeto służyć do klasyfikacji stanów jednocząstkowych.

2. Dynamiczną. Podobnie jak dla sił kulombowskich, długozasięgowa składowa wszystkich innych rodzajów sił określona jest przez wielkości odpowiadających ładunków.

Ponieważ pojęcie silnego, słabego i e.m. ładunku ma tak zasadnicze znaczenie dla fizyki cząstek elementarnych, blisko połowa tego artykułu zostanie poświęcona temu tematowi. Gdybym miał zrobić listę najważniejszych rezultatów teorii, wyglądałaby ona mniej więcej tak:

1. Rozjaśnienie pojęcia ładunku i roli, jaką ono odgrywa zarówno dla klasyfikacji cząstek, jak i dynamiki. W szczególności chodzi tu o odkrycie zasady uniwersalnej dla silnych, słabych i e.m. oddziaływań, wedle której dzielą one te same podstawowe ładunki i odpowiadające im prądy (naturalnie odmiennie skalowane).

2. Stwierdzenie zasadniczego braku odstępstw od podstawowych praw relatywistycznej mechaniki kwantowej (r.m.k.) w zakresie dostępnych obecnie energii. Mechanika kwantowa została stworzona dla opisu układów o rozmiarach rzędu 10^{-8} cm i energiach liczonych w eV. Można ją jednak ekstrapolować do sytuacji daleko odbiegających od tych, dla których została stworzona: do obszarów jąder atomowych z rozmiarami rzędu 10^{-12} cm i energiami liczonymi w MeV. Relatywistyczna teoria kwantowa pracuje, jak się wydaje, w zakresie energii BeV i rozmiarów opisywanych obiektów rzędu 10^{-14} cm. Jak powiada Jost, zbudowała nam ona gmach bez drzwi i okien, którego ściany są tak wysokie, że właściwie trudno się zorientować, czy to jest dom, czy też więzienie. W dalszym ciągu zobaczymy, jak bardzo ciasna i ograniczająca jest struktura kwantowej relatywistycznej mechaniki.

a także ich wzajemne stosunki, mogą się zmieniać wraz z wiekiem wszechświata (G. Gamow, *Phys. Rev. Letters*, **19**, 759 (1967)). Obecnie wiadomo, że jest to mało prawdopodobne, w każdym razie w odniesieniu do niektórych stałych sprzężenia (F. J. Dyson, *Phys. Rev. Letters*, **19**, 1291 (1967); A. Pares, *ibid*, **19**, 1293 (1967); J. N. Bahcall and M. Schmidt, *ibid*, **19**, 1294 (1967); S. M. Chitre and Y. Pal, *ibid*, **20**, 278 (1968)).

3. Renormalizowana elektrodynamika kwantowa — teoria, która zgadza się z doświadczeniem tak daleko, jak tylko sięgają współczesne techniki eksperymentalne.

4. Osiągnięcia teorii słabych oddziaływań, zapoczątkowane odkryciem szczególnych własności odbicia przestrzenno-czasowego. Własności te po raz pierwszy skorelowano w dwukomponentowej teorii neutrina, której uogólnienie na wszystkie formy materii doprowadziło do pojęcia spiralności (*chirality, handedness*).

Plan wykładu jest następujący: Na początku przeprowadzimy klasyfikację cząstek i rezonansów opartą o pojęcia uogólnionych ładunków. Część druga poświęcona będzie opisaniu kanonów relatywistycznej mechaniki kwantowej (r.m.k.). W części trzeciej omówimy dynamiczną rolę ładunków, a także inne dynamiczne symetrie, które, zgodnie z naszą obecną wiedzą, z ładunkami nie są związane. Część czwarta poświęcona będzie spekulacjom na temat ewentualnego odkrycia nowych form materii oddziaływającej super-silnie.

CZĘŚĆ I

Klasyfikacja cząstek i ładunki

A. Opis Poincaré

Będziemy zakładać, że prawa fizyki są symetryczne względem grupy Poincaré, tj. że pozostają niezmiennicze przy wszelkich translacjach i obrotach czasoprzestrzennych. Narzucenie symetrii Poincaré implikuje prawo zachowania³ energii-pędu (P_μ) i momentu pędu⁴ $J_{\mu\nu}$.

³ Warto przypomnieć w tym miejscu argument, który wiąże symetrie z prawami zachowania. W teorii kwantowej grupę operacji symetrii reprezentuje operator transformacji unitarnej U działający na stany kwantowo-mechaniczne. Dla transformacji nieskończenie małych

$$U = 1 + i\alpha_e \chi_e \quad (\chi_e \text{ — operator hermitowski}).$$

Symetria jest dokładna, jeśli operator jest przemienny z pełnym hamiltonianem układu. Symetria jest złamana, jeśli jest on przemienny z częścią dominującą hamiltonianu. Tak więc, jeśli symetria jest dokładna

$$[U, H] = 0 = [\chi_e, H],$$

tj.

$$\frac{d\chi_e}{dt} = 0.$$

χ_e jest więc niezależnym od czasu operatorem, jego wartości własne są stałe w czasie i mogą służyć do klasyfikacji stanów. Jeśli symetria jest złamana poprzez niepodlegającą symetrii domieszkę do hamiltonianu:

$$H = H_{\text{inv.}} + gH_{\text{non-inv.}},$$

wówczas $\frac{d\chi_e}{dt} \neq 0$, χ_e zmienia się w czasie z prędkością określoną poprzez parametr łamania symetrii g .

⁴ Zachowanie momentu pędu (w skali mikro) zostało potwierdzone eksperymentalnie, np. na podstawie pomiarów współczynnika wewnętrznej konwersji przejść $0^+ \rightarrow 0^+$ w Ge^{22} .

Za Wignerem wyspecyfikujemy obecnie spośród operatorów infinitezmalnych grupy Poincaré ($P_\mu, J_{\mu\nu}$) kompletny układ operatorów, których wartości własne będą służyć do klasyfikacji stanów cząstki swobodnej (stanów jedno-cząstkowych).

Rozpatrzmy układ spoczynkowy cząstki ($P_i = 0, i = 1, 2, 3$). Następujące liczby kwantowe numerują stany jednocząstkowe:

(i) Masa spoczynkowa (wartości własne operatora energii P_0).

(ii) Spin. Trzy operatory spinu ⁵ J_i odpowiadają obrotom przestrzennym i tworzą algebrę $SU(2)$

$$[J_i, J_j] = i\epsilon_{ijk}J_k \quad i = 1, 2, 3.$$

Stany kwantowo-mechaniczne cząstki można więc numerować (w jej układzie spoczynkowym) przy pomocy wartości własnych dwu operatorów niezmienniczych (Casimira) grupy $SU(2)$ ⁶ J^2 i J_3 , gdzie

$$J^2 = J_1^2 + J_2^2 + J_3^2,$$

$$J = 0, \frac{1}{2}, 1, \dots,$$

$$J_3 = 0, \pm\frac{1}{2}, \pm 1, \dots$$

(iii) Dualność cząstka — antycząstka.

Jednym z licznych stanowczych wymagań r.m.k. jest, aby każda cząstka posiadała swą antycząstkę z tą samą masą, z tym samym czasem życia i z przeciwnym ładunkiem. Jeśliby eksperyment pokazał, że istnieje odstępstwo od tej symetrii, wówczas musielibyśmy się pożegnać bądź to z lorentzowską niezmienniczością, bądź z lokalnością teorii.

B. Ładunki klasyfikujące

Operatory spinu J_i wraz z ich grupowo teoretycznymi własnościami stanowią prototyp dla rozmaitych ładunków klasyfikujących cząstki. Zrobimy przegląd tych ładunków.

B.1. Ładunek elektryczny (Q)

Z doświadczenia wiadomo, że ładunek elektryczny

a) jest zachowywany, $\dot{Q} = 0$, czas życia elektronu $\tau > 2 \times 10^{21}$ lat;

b) podobnie jak dla J_3 jego wartości własne przybierają wartości

Współczynnik ten jest $< 10^{-3}$. Ponieważ szybkość przejść $\gamma \ 1^\pm \rightarrow 0^\pm$ byłaby ok. 10^6 razy większa niż szybkość przejść $e^- \ 0^+ \rightarrow 0^+$, przeto stwierdza się, że domieszka stanów spinowych 1 do stanów spinowych 0 jest nie większa niż 10^{-4} (G. Feinberg, M. Goldhaber, *Proc. Nat. Academy*, 45, 1301 (1959)).

⁵ J_1, J_2, J_3 są identyczne odpowiednio z J_{23}, J_{31}, J_{12} .

⁶ Spin J numeruje cały $(2J+1)$ wymiarowy multiplet cząstek. Rzut spinu J_3 numeruje cząstki wewnątrz multipletu. W dalszym ciągu spin J będziemy specyfikować poprzez podanie liczby wymiarów multipletu (krotność stanu spinowego): $\underline{1}, \underline{2}, \underline{3}, \dots$ oznaczać będą odpowiednio spiny $0, 1/2, 1, \dots$

$0, \pm 1, \pm 2, \dots$ w jednostkach ładunku elektronu. (W języku algebry Q jest generatorem grupy wewnętrznej symetrii $U(1)$.) Innymi słowy wszystkie znane ładunki są wielokrotnościami ładunku elementarnego;

c) najbardziej rzucającą się w oczy manifestacją powyższego faktu jest równość ładunków elektronu i protonu. Doświadczalnie stwierdza się, że różnica jest nie większa niż 10^{-20} część ładunku elementarnego.

B.2. Ładunki silne (hadronowe)

O ile siły natury elektromagnetycznej uzależnione są od jednego tylko rodzaju ładunków⁷, o tyle w oddziaływaniach silnych manifestuje swoje istnienie cały szereg ładunków. Są to mianowicie ładunek barionowy (B), hiperładunek (Y), ładunek izotopowy (I) i ładunki unitarne (F).

(a) Ładunek barionowy B

Podobnie jak ładunek elektryczny, ładunek barionowy, którym obdarzone są protony, neutrony itd. (przegląd barionów znajdzie czytelnik w tabelicy I)

(i) jest całkowicie zachowywany⁸,

czas życia dla protonów swobodnych $> 10^{21}$ lat,

czas życia dla protonów związanych $> 4 \times 10^{23}$ lat;

(ii) podobnie jak dla J_3 jego wartości własne przybierają wartości

Tablica I

Wyciąg z tabelicy Rosenfelda. Ładunki elektryczne w górnych indeksach; $J^P = \text{spinparzystość}$

Oktety				Dekuplet		
Mezony $B = 0$			Bariony $B = 1$		$B = 1$	
J^P	0^-	1^-	1^+	$1/2^+$	$3/2^+$	Masa [MeV]
$I = 1$	$Y = 0$ π^+, π^0, π^-	ρ^+, ρ^0, ρ^-	A_1^+, A_1^0, A_1^-	$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	$\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$	1236
$I = \frac{1}{2}$	$Y = 1$ K^+, K^0	K^{*+}, K^{*0}	K_A^+, K_A^0	p, n	Y_1^+, Y_1^0, Y_1^-	1385
$I = \frac{1}{2}$	$Y = -1$ \bar{K}^0, K^-	\bar{K}^{*0}, K^{*-}	\bar{K}_A^0, \bar{K}_A^-	Ξ^0, Ξ^-	Ξ^{*0}, Ξ^{*-}	1530
$I = 0$	$Y = 0$ η^0	φ	D	Λ	Ω^-	1672

⁷ Mogłyby, w zasadzie, istnieć cząstki z ładunkiem magnetycznym (monopole). Dotychczas nie znaleziono jednak żadnej ewidencji, która by potwierdziła istnienie monopoli.

⁸ Oszacowanie czasu życia protonu wykonane przez Reinesa, Cowana i Goldhabera (patrz G. Feinberg, M. Goldhaber, *Proc. Nat. Academy*, 45, 1301 (1959)).

0, ± 1 , ± 2 , ... w jednostkach ładunku barionowego protonu. Godna uwagi (choć niewyjaśniona) jest empiryczna relacja wiążąca spin J z ładunkiem barionowym B : $J - \frac{1}{2}B$ przybiera wyłącznie wartości całkowite⁹.

(b) Hiperładunek Y

Odkrycie hiperładunku silnie oddziaływających cząstek jest jednym z ważniejszych odkryć powojennej eksperymentalnej fizyki hadronów. Tak jak B i Q , Y związany jest z algebrą grupy $U(1)$ (wartości własne $Y = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Dotychczas nie stwierdzono występowania cząstek z bezwzględną wartością Y większą niż 2 (największa dobrze zidentyfikowana wartość Y równa jest -2 (cząstka Ω^-)).

Podczas gdy Q i B są zachowywane całkowicie, Y jest tylko częściowo zachowywanym ładunkiem: $\dot{Y} \neq 0$. Mezon K^0 ($Y = +1$) rozpada się z czasem życia 10^{-10} sek na parę mezonów π , z których każdy niesie hiperładunek $Y = 0$, tj. jednostkowy hiperładunek znika w ciągu 10^{-10} sek. Ponieważ cząstki oddziałują silnie w czasie rzędu 10^{-23} — 10^{-24} sek, jest oczywiste, że tak wolne stosunkowo naruszenie hiperładunku jest bez znaczenia¹⁰ dla fizyki silnych oddziaływań¹¹.

(c) Ładunki izotopowe

Pojęcie ładunków izotopowych I_3 , które podobnie jak operatory spinu generują algebrę $SU(2)$, znane było już w latach trzydziestych.

(i) Podobnie jak dla spinu multiplety ładunku izotopowego (nazywanego też spinem izotopowym) numerowane są liczbami

$$\begin{aligned} |I| &= 0, \quad \frac{1}{2}, \quad 1, \quad \frac{3}{2}, \dots \\ I_3 &= 0, \pm \frac{1}{2}, \pm 1, \pm \frac{3}{2}, \dots \\ &0, \pm \frac{1}{2}, \dots \end{aligned}$$

i są 1, 2, 3, 4, ... wymiarowe.

⁹ Istnienie tej relacji doprowadziło do pewnych nieporozumień w terminologii. Wyjaśniamy: wszystkie silnie oddziaływające cząstki nazywamy hadronami. Są wśród nich cząstki o spinie półkwadowym (fermiony) i całkowitym (bozony). Wszystkie bariony oddziałują silnie, są więc hadronami. Z relacji $J - \frac{1}{2}B = \text{liczba całkowita}$ wynika, że cząstki z zerowym ładunkiem barionowym mają spin całkowity. Cząstki te nazywamy mezonami. Deuteron ($J = 1$, $B = 2$) jest hadronem, bozonem, barionem, ale nie mezonem. Kiedy cząstkę nazywamy barionem nie specyfikując jej ładunku barionowego, rozumiemy, że $B = 1$ i (z relacji $J - \frac{1}{2}B = \text{liczba całkowita}$) spin jest półkwadowy.

¹⁰ Naruszenie zachowania hiperładunku spowodowane jest częścią hamiltonianu odpowiedzialną za słabe oddziaływania:

$$\dot{Y} \propto g_{\text{słabe}}^2.$$

Świadczy o tym (jakościowo) stosunek czasu rozpadu naruszającego hiperładunek ($K^0 \rightarrow 2\pi$) do czasu rozpadu nienaruszającego hiperładunku ($\rho^0 \rightarrow 2\pi$), który po zredukowaniu różnic pochodzących od przestrzeni fazowej, jest rzędu 10^{-11} ($g_{\text{słabe}}^2/g_{\text{silne}}^2$).

¹¹ Jest tu być może najważniejsze miejsce na rozróżnienie między cząstkami półstabilnymi i rezonansami. Hadron, który rozpada się za pośrednictwem sił e.m. lub słabych (np. $K^0 \rightarrow 2\pi$) nazywany jest cząstką półstabilną. Nazwa „rezonans” zarezerwowana jest dla hadronów rozpadających się za pośrednictwem silnych oddziaływań (np. $\rho \rightarrow 2\pi$).

(ii) Tak jak hiperładunek, ładunek izotopowy jest tylko częściowo zachowywany: $\dot{I} \neq 0$, jeśli w grę wchodzi nie tylko silne oddziaływania. Jak wiadomo z fizyki jądrowej, symetria izotopowa łamana jest przez siły elektromagnetyczne. Tak więc

$$\frac{d}{dt} |I| \propto g_{e.m.}^2$$

Płościową miarą niezachowania $|I|$ są różnice mas członków tego samego I -multipletu. Np. dla $|I| = 1$

	Masa (MeV)	I_3
Σ^+	1189	1
Σ^0	1192	0
Σ^-	1197	-1

(iii) Dla hadronów istnieje empiryczna relacja¹², która wyraża ładunek elektryczny jako liniową kombinację hiperładunku i ładunku izotopowego

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y.$$

Mamy tu pierwszą manifestację faktu, że różne oddziaływania (tu: silne i elektromagnetyczne) dzielą te same, podstawowe ładunki.

(d) Ładunki unitarne

W latach 1959—1961 dokonano zadziwiającej syntezy ładunków izotopowych i hiperładunku. Zauważono, że te cztery ładunki stanowią część większego układu ośmiu tzw. unitarnych ładunków F_i ($i = 1, 2, \dots, 8$) zamykających algebrę $SU(3)$

$$[F_i(t), F_j(t)] = if_{ijk} F_k(t)$$

przy czym F_1, F_2, F_3 identyfikujemy z I_1, I_2, I_3 , zaś $Y = \frac{2}{3} F_8$. Wyżej wspomnianą relację możemy zatem zapisać:

$$Q = F_3 + \frac{1}{3} F_8.$$

Multiplety ładunku unitarnego odpowiadają 1, 3, 8, 10, 27, 35 wymiarowym reprezentacjom algebry $SU(3)$. Ponieważ algebry hiperładunku $U_Y(1)$ i ładunku izotopowego $SU_I(2)$ zawierają się w algebrze $SU(3)$, przeto każdy multiplet $SU(3)$ zawiera w pewien określony sposób kilka multipletów ładunku izo-

¹² Wszystkie tego rodzaju numeryczne relacje odnoszą się do ładunków w „naturalnej” skali jednostek.

topowego i hiperładunku. W tabelicy I znajdzie czytelnik kilka znanych obecnie 8- i 10-krotnych multipletów cząstek i rezonansów, odpowiadających reprezentacjom 8 i 10 grupy $SU(3)$. Istnienie 10 (dekupletu barionowego)¹³ zostało fantastycznie potwierdzone odkryciem cząstki Ω^- . Fundamentalne reprezentacje trypletowe $\underline{3}$ i $\overline{3}$ grupy $SU(3)$, z których, jak uczy teoria grup, można otrzymać wszystkie reprezentacje poprzez wielokrotne tworzenie iloczynów prostych¹⁴ otrzymały nazwy kwarkowa i antykwarkowa. Z tabelicy II można odczytać ładunki izotopowe, hiperładunki i wyliczone stosownie do empirycznej formuły $Q = I_3 + \frac{1}{2} Y$ elektryczne ładunki wszystkich członków multipletu. Ułamkowe ładunki kwarków i antykwarków świadczą przeciwko istnieniu takich cząstek. Dotychczas nie stwierdzono bowiem występowania tego rodzaju ładunków w przyrodzie.

Tabelica II

	I_3	Y	$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y$
Kwarki $\underline{3}$	1/2	1/3	2/3
	-1/2	1/3	-1/3
	0	-2/3	-1/3
Antykwarki $\overline{3}$	-1/2	-1/3	-2/3
	1/2	-1/3	1/3
	0	2/3	1/3

Powróćmy do tabelicy I. Zawiera ona dobrze zidentyfikowane multiplety $SU(3)$, w których każda cząstka (rezonans) ma określony eksperymentalnie spin J i parzystość:

- (i) Oktet bozonowy $J^P = 0^-, 1^-, 1^+, 2^+$;
- (ii) Oktet barionowy $J^P = \frac{1}{2}^+$;
- (iii) Dekuplet barionowy $J^P = \frac{3}{2}^+$.

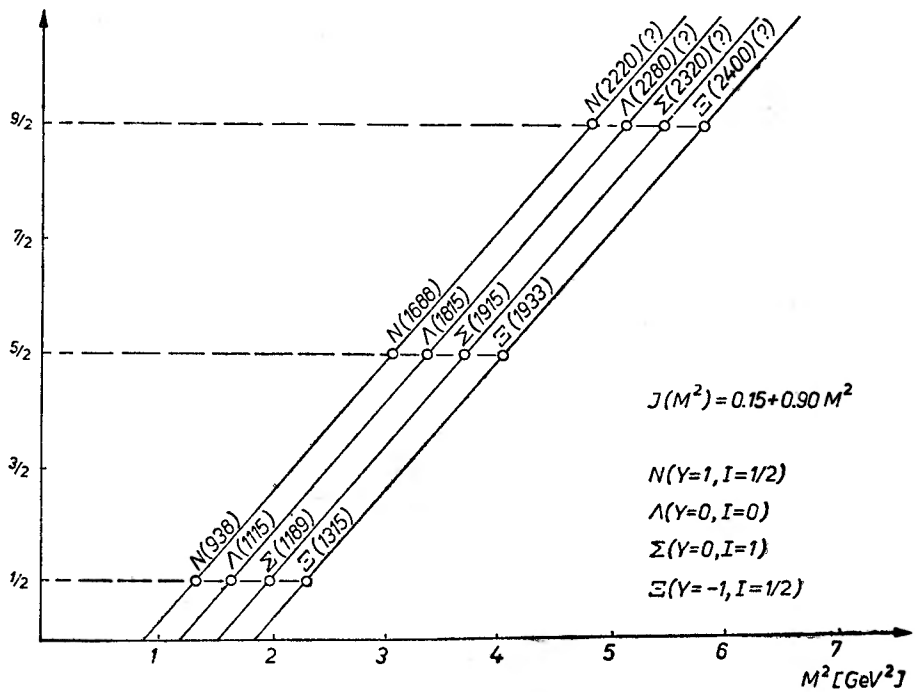
Na rys. I.1 przedstawiony został wykres zależności spinu cząstek od kwadratu ich masy. Niektóre z tych cząstek, już zidentyfikowane, figurują w tablicach Rosenfelda. Inne są cząstkami hipotetycznymi, które, jak spodziewamy się, wypełnią puste miejsca w „napoczętych“ multipletach $SU(3)$. Zwróćmy uwagę na ważny i zadziwiający empiryczny fakt: wykresy te (zwane wykresami trajektorii Reggego) przedstawiają w zasadzie proste, wznoszące się linie. Jak daleko można je przedłużać? Jakie wartości spinu i masy pojawiają się jeszcze w spektrum cząstek? Czy istnieje coś na kształt „granicy jonizacji“,

¹³ Zagadkę, dlaczego nie ma cząstek z $Y > 2$ można sformułować w języku reprezentacji następująco: dlaczego nie występują wyższe multiplety $SU(3)$, tj. $\underline{27}$, $\underline{35}$, ...?

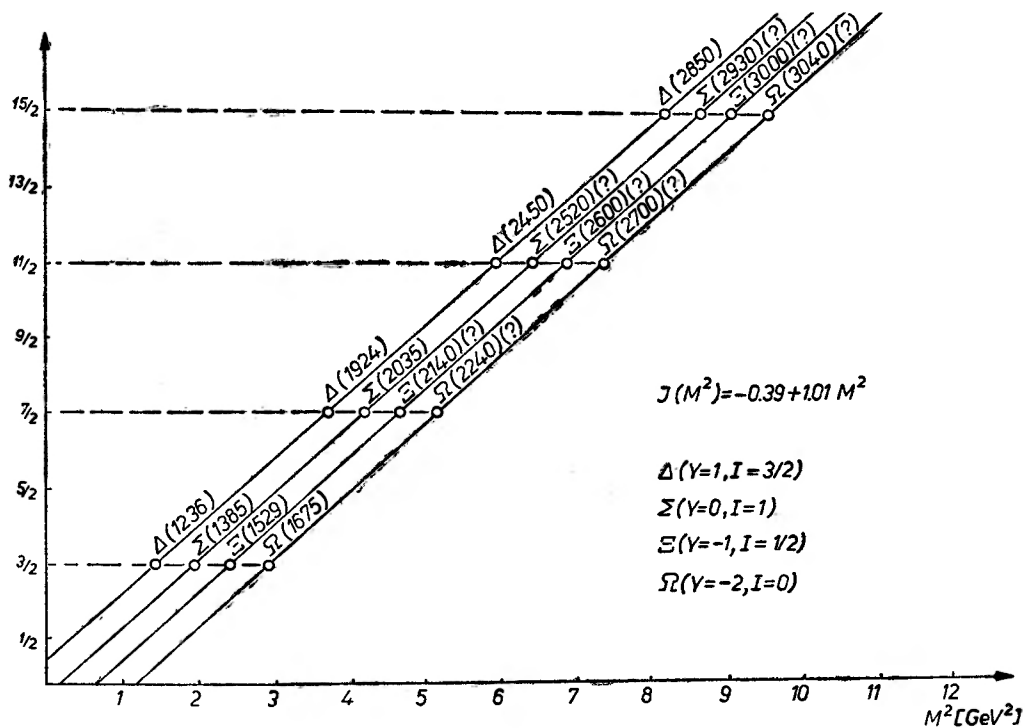
¹⁴ Np.

$$\underline{3} \otimes \underline{3} = \underline{8} \oplus \underline{1}$$

$$\underline{3} \otimes \underline{3} \otimes \underline{3} = \underline{1} \oplus \underline{8} \oplus \underline{8} \oplus \underline{10}$$



Rys. I.1a. Rekurencje Reggego dla oktetu N, Λ, Σ, Ξ



Rys. I.1b. Rekurencje Reggego dla dekapletu $\Delta, \Sigma, \Xi, \Omega$

na której kończy się bohrowski wykres zależności J od E dla poziomów wzbudzonych atomu wodoru? Na razie są to wielkie niewiadome fizyki hadronów.

Wracając do unitarnej symetrii, $SU(3)$ podobnie jak symetria izotopowa $SU(2)$ jest symetrią łamaną, tj. ładunki unitarne są tylko częściowo zachowywane. Miarę $\frac{dF}{dt}$ stanowią różnice mas różnych członków multipletu. Np. dla członków barionowego deketu $J^P = \frac{3}{2}^+$ (tablica IV) $Y = 1$ odpowiada różnica masy niemal stała¹⁵ — 145 MeV. Wedle grubego oszacowania

$$\frac{dF}{dt} \sim \frac{\Delta m}{m} \approx \frac{1}{10}.$$

Ta (raczej duża) liczba równa jest stosunkowi stałej sprzężenia średnio-silnych oddziaływań łamiących symetrię do stałej sprzężenia najsilniejszych oddziaływań, które są $SU(3)$ symetryczne. Natura średnio-silnych oddziaływań łamiących $SU(3)$ pozostaje jednym z najważniejszych nierozwiązanych problemów.

Podsumujemy. Dostrzegamy coś w rodzaju hierarchii silnych ładunków i związanych z nimi symetrii. Na szczycie: $SU(3)$ -unitarne ładunki, dalej $SU(2)$ -izotopowe ładunki, hiperładunki i (stanowiące odrębną kategorię) ładunki barionowe. Jeśliby zaniedbać wszystkie oddziaływania z wyjątkiem najsilniejszych, wówczas ładunki te byłyby całkowicie zachowywane. To, że są tylko częściowo zachowywane jest odbiciem faktu, że działają w przyrodzie także średnio-silne, elektromagnetyczne i słabe siły.

(e) Lewe i prawe ładunki unitarne

Niezależnie od faktu czy tryplety $SU(3)$ (kwarki) istnieją, czy też nie, każda wyższa reprezentacja stanowi ich formalną kombinację. Aby z kwarków dało się skonstruować tak fermiony jak i bozony, każdy kwark musi posiadać spin $1/2$. Ta właśnie okoliczność pozwala na rozszerzenie pojęcia ładunku unitarnego w wyjątkowo owocnym kierunku. Poruszająca się cząstka o spinie $1/2$ ma dwie możliwe polaryzacje: spin wzdłuż kierunku ruchu i spin przeciwnie do kierunku ruchu (lewy i prawy spin). Dla cząstek o zerowej masie spoczynkowej te dwa stany polaryzacji są stanami niezależnymi¹⁶, nie istnieje bowiem układ spoczynkowy, w którym możliwa jest transformacja jednego stanu w drugi przez prosty obrót.

Mamy zatem zamiast trzech — aż sześć kwarków: trzy lewe i trzy prawe. Każdej polaryzacji spinu odpowiada odrębny typ ładunków unitarnych. Ładunki te zamykają zatem dwie niezależne algebry $SU(3)_{\text{lewa}}$ i $SU(3)_{\text{prawa}}$.

¹⁵ Nie będziemy tu wchodzić w szczegóły łamania symetrii $SU(3)$ przez średnio-silne oddziaływania. Rozpatrywanie ich wymaga nieco większego zaangażowania aparatu teorii grup i przekracza ramy tego wykładu. Kluczowe dla tych rozważań jest założenie, że łamiąca symetrię część hamiltonianu transformuje się tak jak hiperładunek.

¹⁶ Dobrze znany przykład stanowi neutrino. Lewe (lewoskrętne) neutrino istnieje, prawe neutrino nie istnieje. Ten właśnie aspekt fizyki neutrino dał początek koncepcji prawych i lewych (spiralnych) ładunków.

Symetria reprezentowana przez iloczyn prosty $SU(3)_L \times SU(3)_P$ (zwana symetrią spiralną) jest oczywiście silnie łamana, ponieważ nasza konstrukcja ma ścisły sens tylko w granicy zerowej masy kwarków. Nie jest ona, jak później to zobaczymy, dobrą symetrią kinematyczną, tj. nie nadaje się do klasyfikacji cząstek. Ma ona jednak zastosowanie jako doskonała (przynajmniej w odniesieniu do zjawisk przy niskich energiach) symetria dynamiczna¹⁷.

Tablica III

Ładunki klasyfikujące hadrony

Ładunek	Algebra	Typowe multiplety	Zachowanie ładunku
Elektryczny Q	$U(1)$		$\dot{Q} = 0$
Barionowy B	$U(1)$		$\dot{B} = 0$
Hiperładunek Y	$U(1)$		$\dot{Y} \propto g_{\text{slabe}}^2$
Izotopowy I	$SU(2)$	1, 2, 3, ...	$\dot{I} \propto g_{\text{e.m.}}^2$
Unitarny F^t	$SU(3)$	$\tilde{3}, \tilde{8}, \tilde{10}, \dots$	$\dot{F} \propto g_{\text{sr. silne}}^2$
Spiralny	$SU_L(3) \otimes SU_P(3)$	$(\tilde{3}, \tilde{3}) + (\tilde{3}, \tilde{3}), \dots$	

(f) Natura symetrii wewnętrznych

Źródłem pojęcia spinu jest Poincaré-lorentzowska symetria czasu i przestrzeni. O ładunkach Q, B, Y, I, F zakładamy, że reprezentują symetrie związane z wewnętrznymi stopniami swobody. Ale czy rzeczywiście ładunki te nie mają nic wspólnego ze strukturą czasoprzestrzeni? Wrócimy do tego problemu w części II E.

B.3. Leptony

Dotychczas mówiliśmy o hadronach. Zajmijmy się teraz leptonami — cząstkami, które nie oddziałują silnie. Ich spektrum jest bardzo ubogie w przeciwieństwie do bogactwa spektrum hadronów¹⁸.

Znamy tylko cztery leptony:

(a) μ^-, ν_μ

(b) e^-, ν_e

ν_μ i ν_e są lewoskrętne. μ^- i ν_μ obdarzone są jednostkowymi ładunkami „mionowymi“, e^- i ν_e — jednostkowymi ładunkami „elektronowymi“. Są to tzw. ładunki leptonowe, z których każdy (indywidualnie) jest zachowywany. Leptony oddziałują elektromagnetycznie, słabo i grawitacyjnie. Jednym z niewyjaśnionych faktów empirycznych jest identyczność mionowych i elektronowych oddziaływań, szczególnie zadziwiająca wobec znacznej różnicy mas

¹⁷ Bardziej szczegółowe omówienie znajduje się w III części tego artykułu.

¹⁸ Systematyczne poszukiwania nowych cząstek leptonowych o masie > 1 GeV nie dały żadnych rezultatów (A. Barna *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 360 (1967)).

tych cząstek¹⁹. Nieco upraszczając można powiedzieć, że ładunki leptonowe typu mionowego i elektronowego są sobie równe. Jest w tym pewna analogia do numerycznej równości ładunków elektrycznych elektronu i protonu, o której już wspominaliśmy.

B.4. Słabe ładunki

Hadrony także oddziałują słabo. Przez analogię do ładunków silnych można zdefiniować²⁰ ładunki słabe. Abstrahując od skali jednostek są one dla leptonów identyczne z (lewyimi) leptonowymi ładunkami wprowadzonymi wyżej, dla hadronów zaś sprowadzają się do pewnej kombinacji ładunków $SU_L(3)$.

C. Cząstki wyróżnione i elementarne

Jak już wspominaliśmy, wszystkie hadrony można złożyć (w sensie formalnym) z trzech kwarków. Wraz z czterema leptonami mamy więc siedem obiektów, które można by uznać za ostateczną pozostałość koncepcji elementarności. Obiekty te stanowią wyróżniony układ cząstek (czy pól), z których można utworzyć wszystkie pozostałe cząstki.

Gdyby ktoś chciał na miejsce niezobserwowanych kwarków podstawić układ zidentyfikowanych cząstek, otwiera mu się cały szereg możliwości. Jedną z nich, bardzo ekonomiczną, to układ Sakaty: p, n, λ . Byłoby jednak bardzo trudno wtłoczyć ten model w ramy $SU(3)$. W tym aspekcie stosunkowo najdogodniejszy byłby stary i dobrze znany kandydat: oktet barionowy N, Λ, Σ, Ξ . Jest to jednak, jak podkreślamy, jedna z wielu możliwości.

Na skutek dowolności wyboru układu elementarnych obiektów wracamy z powrotem na to samo miejsce: stoimy przed dylematem elementarności. Tradycja fizyki opowiada się przy „arystokracji“ cząstek: każe poszukiwać najmniejszego układu wyróżnionych cząstek, z których wszystkie inne mogą być złożone. Jest jednak drugi, „demokratyczny“ punkt widzenia: układ wyróżniony nie istnieje (przynajmniej dla hadronów), bowiem wszystkie cząstki (hadrony) są nawzajem swoimi składnikami. Te dwa kontrastujące ze sobą poglądy na elementarność cząstek: „arystokratyczny“ kontra „demokratyczny“ będziemy rozpatrywać bardziej szczegółowo w części II tego wykładu.

CZĘŚĆ II

Relatywistyczna mechanika kwantowa

Niniejsza część artykułu poświęcona jest omówieniu struktury relatywistycznej mechaniki kwantowej (r.m.k.), a więc ideom, które należą zapewne do najgłębszych i najpiękniejszych w całej fizyce. Staralem się osiągnąć możliwie

¹⁹ Duża masa mionu (bliska masie pionu) zawsze nasuwała podejrzenia, że mion może być obdarzony także i silnym ładunkiem.

²⁰ Szczegóły w części III tego artykułu.

największą jasność wykładu, ale wyjątkowo duża liczba pojęć czyni to zadanie niemalże niewykonalnym. Pewną pomocą okaże się, być może, następujący „drogowskaz“:

Rozdział A: Omówienie kinematyki relatywistycznej;

Rozdział B: Dwa rodzaje podejścia do r.m.k.: teoria polowa i teoria macierzy S ;

Rozdział C: Uznane kanony r.m.k. wyabstrahowane z obydwu podejść;

Rozdział D: Daleko idące konsekwencje kanonów r.m.k.;

Rozdział E: O próbach odtworzenia spektrum hadronów w ramach r.m.k.

A. Rozważania kinematyczne

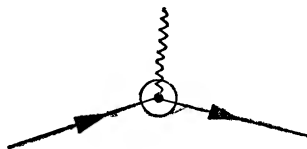
Rozdział ten będzie zapewne najnudniejszą częścią tego wykładu, niemniej jednak niezbędną dla wprowadzenia rozmaitych oznaczeń. Czytelnik zaznajomiony z nimi może się ograniczyć do lektury „Podsumowania“ na końcu tego rozdziału.

A.1. Masy cząstek półstabilnych i rezonansów

Jednym z głównych i — w przeciwieństwie do nierelatywistycznej mechaniki kwantowej — zasadniczo nierozwiązanych problemów jest przewidywanie spektrum cząstek: mas, spinów, parzystości i ładunków półstabilnych cząstek i rezonansów. Problem ten atakowany był zarówno z „arystokratycznego“ (patrz część II C), jak i „demokratycznego“ punktu widzenia. Powrócimy do niego w części II B.

A.2. Szerokości rozpadów, stałe sprzężenia, formfaktory

Drugim zadaniem teorii jest przewidywanie szerokości rozpadów. Konstrukcja kinematyczna służąca do opisu dwuciałowych rozpadów zwana jest funkcją trójpunktową lub też funkcją werteksu (rys. II.1).



Rys. II.1

Oznaczmy czteropędy trzech zaangażowanych w rozpadzie obiektów A , B , C poprzez p_A , p_B , p_C . Z zasady zachowania energii-pędu $p_B = p_A + p_C$. Ogólnie rzecz biorąc, funkcja werteksu zależy także od spinów oddziaływających obiektów A , B , C . Ponieważ opis winien być lorentzowsko-niezmienniczy, przeto można ją zapisać w formie skalarnego iloczynu czynników spinowych

χ^i i tzw. niezmienniczych funkcji F^i , które: 1) nie zawierają spinu, 2) są funkcjami lorentzowskich skalarów utworzonych z czteropędów p_A , p_B i p_C .

$$V = \Sigma \chi^i \text{ (spiny) } F^i(p_A^2, p_B^2, p_C^2).$$

Tego rodzaju zapis ma tę zaletę, że oddziela kinematykę (zawartą w czynnikach spinowych χ^i) od dynamiki oddziaływania wyrażonej poprzez funkcje F^i .

Rozpatrzmy dwa szczególne przypadki:

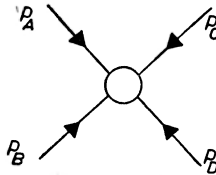
(i) A , B , C reprezentują trzy stabilne cząstki o masach m_A , m_B , m_C ($p_A^2 = m_A^2$, $p_B^2 = m_B^2$, $p_C^2 = m_C^2$). Wartość graniczną $F^i(m_A^2, m_B^2, m_C^2)$ funkcji niezmienniczej nazywamy stałą sprzężenia.

(ii) Jeśli $m_A^2 > (m_B + m_C)^2$, cząstka A jest niestabilna. W tym przypadku funkcja werteksu daje bezpośrednio amplitudę rozpadu $A \rightarrow B + C$ ¹.

(iii) Jeśli obiekty A i B są identyczne ($p_A^2 = p_B^2 = m^2$), zaś C jest fotonem (wirtualnym), wówczas F^i są funkcjami tylko jednego argumentu — transferu pędu $t = (p_C)^2 = (-p_A + p_B)^2$. W tym przypadku nazywamy je formfaktorami elektromagnetycznymi².

A.3. Amplituda rozpraszania

Kinematyczna konstrukcja, którą będziemy rozpatrywać, nazywana jest funkcją czteropunktową (rys. II.2).



Rys. II.2

Rozpatrzmy cztery oddziaływające obiekty, których czteropędy oznaczymy p_A , p_B , p_C , p_D . Z zasady zachowania energii-pędu

$$p_A + p_A + p_C + p_D = 0.$$

¹ Jeśli A , B , C należą do tego samego multipletu $SU(2)$ (lub $SU(3)$), amplituda $A \rightarrow B + C$ jest w prostej relacji (poprzez współczynniki Clebscha-Gordana) z amplitudą $A' \rightarrow B' + C'$, gdzie poprzez A' , B' , C' oznaczyliśmy innych członków tego multipletu. Eksperymentalna weryfikacja takich właśnie kinematycznych relacji stanowi podstawę empirycznej $SU(2)$ (lub $SU(3)$) klasyfikacji cząstek.

² Transformata Fouriera tych funkcji do przestrzeni konfiguracji reprezentuje przestrzenny rozkład ładunku elektrycznego i gęstość momentu magnetycznego cząstki A . Jednym z najpiękniejszych rezultatów eksperymentalnych jest stwierdzenie, że (abstrahując od skali jednostek) formfaktor elektrycznego ładunku protonu oraz formfaktor magnetyczny dla neutronu są identycznymi funkcjami, dla transferów pędu nie przekraczających 4 (BeV)². Oznacza to, że gęstość ładunku elektrycznego pokrywa się z gęstością momentu magnetycznego. Zobaczymy później (część IV), w jaki sposób fakt ten można zinterpretować w ramach symetrii dynamicznych (np. $\tilde{U}(12)$).

Podobnie jak funkcję werteksu, również funkcję czteropunktową $T(p_A, p_B, p_C, p_D)$ można przedstawić w formie

$$T(p_A, \dots) = \sum_i \chi^i(\text{spiny}) F^i(p_A^2, p_B^2, p_C^2, p_D^2, s, t),$$

gdzie

$$s = (p_A + p_B)^2,$$

$$t = (p_A + p_C)^2.$$

Wśród sześciu lorentzowskich skalarów, od których mogą zależeć niezmiennicze funkcje F^i , tylko trzy są niezależne, ponieważ

$$p_D = -(p_A + p_B + p_C).$$

Będziemy się interesować głównie (choć nie wyłącznie) takimi sytuacjami, w których wszystkie cztery obiekty A, B, C, D są fizycznymi cząstkami na powłoce masy, tj. kiedy $p_A^2 = m_A^2, p_B^2 = m_B^2, p_C^2 = m_C^2, p_D^2 = m_D^2$. Rozpatrzmy następujące przypadki szczególne (wszystkie przedstawia rys. II.2):

(a) Rozpady trójciałowe

Jeśli $p_A^2 = m_A^2 > (m_B + m_C + m_D)^2$, cząstka A jest niestabilna i amplituda opisuje jej trójciałowy rozpad.

(b) Rozproszenie

Kanał I. Niech p_A i p_B będą czteropędami cząstek nadbiegających (p_{A0} i $p_{B0} > 0$), zaś p_C i p_D czteropędami cząstek wybiegających (p_{C0} i $p_{D0} < 0$), wówczas zmienne s i t , od których zależą $F^i(s, t)$ odpowiadają dobrze znanym zmiennym fizycznym:

$$s = (p_A + p_B)^2 = E_c^2 = 4(k_c^2 + m^2),$$

$$t = (p_A + p_C)^2 = -2k_c^2(1 - \cos \theta_c),$$

tj. s równe jest kwadratowi energii w układzie środka masy cząstek A i B (E_c), zaś t jest przekazem pędu. Podkreślamy, że funkcja $F^i(s, t)$ opisuje rozproszenie $A + B \rightarrow C + D$ tylko wtedy, gdy

$$s \geq (m_A + m_B)^2 > 0,$$

$$t \leq 0.$$

Kanał II. Ten sam rysunek przedstawia drugą sytuację fizyczną, w której p_A i p_C są czteropędami cząstek nadbiegających, zaś p_B i p_D — czteropędami cząstek wybiegających. W tym przypadku zmienne s i t zamieniają swe role³,

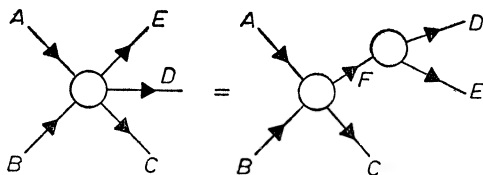
³ Zauważmy, że kanały I i II można odróżnić bądź to przez wskazanie, które cząstki nadbiegają a które wybiegają, bądź to przez wyspecyfikowanie w płaszczyźnie s, t obszaru, w którym $F^i(s, t)$ opisują fizyczne rozproszenia ($s > 0, t < 0$ dla kanału I i *vice versa* dla kanału II).

tj. t reprezentuje kwadrat całkowitej energii w środku masy cząstek A i C , zaś s przekaz pędu cząstki A do cząstki B

$$t = E_c^2 = 4(k_c + m^2) > 0,$$

$$\text{przekaz pędu} = s < 0.$$

A.4. Można iść dalej tworząc pięcio- i więcej punktowe funkcje, reprezentujące procesy produkcji. W analizie tego rodzaju procesów posługujemy się wielostopniowym przybliżeniem. Dla przykładu większość prac na temat pięciopunktowych funkcji opiera się na założeniu, że jest ona dominowana przez sekwencję dwóch procesów, z których jeden opisywany jest funkcją czteropunktową, drugi zaś funkcją trójpunktową (rys. II.3).



Rys. II.3

Obiekt F jest pośrednim rezonansem (utworzonym w procesie $A + B \rightarrow F + E$), który rozpada się następnie $F \rightarrow C + D$. Przybliżenie to okazało się zadziwiająco trafne w analizie całego szeregu danych.

A.5. Podsumowanie problemów teoretycznych stojących przed fizyką cząstek elementarnych

1) Przewidywanie spektrum mas cząstek, ich spinów, parzystości i wewnętrznych ładunków. Sukcesy w tej dziedzinie można uznać za znikome.

2) Spójny opis trzyciałowych stałych sprzężenia, stałych rozpadu i kształtu formfaktorów.

3) Opis zależności amplitud rozpraszania $F^i(s, t)$ od energii s i przekazu pędu t w kanale I (w kanale II role s i t są odwrócone).

B. Elementy teorii⁴

Historycznie, relatywistyczna mechanika kwantowa (r.m.k.) była mniej więcej współczesna wielkim dniom einsteinowskiej teorii pola grawitacyjnego. Jeszcze wcześniej powstał inny piękny model teorii pola — elektrodynamika Maxwella i Faradaya. Było przeto zupełnie naturalne, że w swej pierwszej realizacji r.m.k. oparta została na koncepcji lokalnego pola. Oto podstawowe elementy teorii:

⁴ W tym rozdziale omawiam bardzo skomplikowane koncepcje, w dodatku chyba niezbyt przejrzyste. Mało wytrzymały czytelnik może przejść od razu do rozdziału C.

1) Lokalne pola. Z każdą cząstką związany jest operator lokalnego ⁵ pola $A(x)$, zdefiniowany dla wszystkich punktów czasoprzestrzeni x . Prototypowym przykładem są elektromagnetyczne pola $E(x)$ i $H(x)$.

2) Elementarność a złożoność. Jeśli A składa się z B i C , to pole $A(x)$ jest wielomianem utworzonym z $B(x)$ i $C(x)$ i ich pochodnych.

3) Amplituda rozproszenia. Niezmiennicze ⁶ funkcje $F^i(s, t)$, przy pomocy których opisujemy procesy rozpraszania, można wyrazić poprzez elementy macierzowe iloczynów operatorów pola (i ich pochodnych) związanych z cząstkami biorącymi udział w rozpraszaniu. Nie będzie żadnej przesady w stwierdzeniu, że koncepcja lokalnego relatywistycznego pola należy do najbardziej płodnych koncepcji stworzonych przez człowieka. Jest ona idealnym narzędziem r.m.k. ale i niejako *vice versa*. Koncepcja lokalnego pola poczęła żyć własnym życiem i w zdecydowany sposób ukształtowała kanony r.m.k. Dopiero po latach spróbowano ustalić owe kanony w sposób niezależny od niej. Zainteresowania teorii przesunęły się na wielkości bezpośrednio związane z eksperymentem — elementy macierzy rozproszenia (niezmiennicze funkcje $F^i(s, t)$). Jednocześnie zaszła potrzeba podstawienia czegoś w miejsce postulatu lokalności teorii polowej. Ponieważ symetria *CTP* ⁷ (dualność cząstka—antycząstka) i analityczność $F^i(s, t)$ stanowią dwie najważniejsze dedukcje z tego postulatu, przeto w naturalny sposób wynikła propozycja podniesienia ich do rangi podstawowych kanonów r.m.k. Tak powstała druga wersja r.m.k. —

⁵ Operatory lokalnego pola komutują dla interwałów przestrzenno-podobnych, tj.

$$[A(x), A(y)] = 0 \quad \text{dla} \quad (x-y)^2 \leq 0.$$

Warunek lokalności, zwany też relacją mikroprzyczynowości odpowiada mniej więcej żądaniu, aby oddziaływanie propagowało się z prędkością nie większą od prędkości światła. Najnaturalniejszym sposobem wprowadzenia stałej fundamentalnej l o wymiarze długości (jeśliby okazało się to kiedyś potrzebne) byłaby zapewne modyfikacja relacji mikroprzyczynowości:

$$[A(x), A(y)] = 0 \quad \text{dla} \quad (x-y)^2 < l^2.$$

Fakt, że $l = 0$ można uznać za (niezbyt precyzyjny) argument przeciwko istnieniu fundamentalnej długości w r.m.k.

⁶ Fakt, że teoria jest lokalna, niesie bardzo poważne konsekwencje. W części I wspomnieliśmy, że lokalność wraz z niezmienniczością lorentzowską implikuje dualność cząstka-antycząstka. Okazuje się, że postulat mikroprzyczynowości dla oddziaływających pól $A(x)$ i $B(x)$

$$[A(x), B(y)] = 0, \quad (x-y)^2 < 0$$

jest wystarczający aby zagwarantować, że amplituda rozproszenia $F^i(s, t)$ jest w pewnym obszarze analityczną funkcją zmiennych zespolonych s i t . Jest to zadziwiająco mocny rezultat. Warto podkreślić, że do jego wyprowadzenia nie angażujemy żadnej określonej dynamiki, prawa sił czy też relacji struktury w rodzaju $C(x) = A(x)B(x)$.

⁷ Operacja *CTP* stanowi złożenie trzech operacji elementarnych: *C* — zamiana cząstki na antycząstkę, *T* — odbicie czasowe, $t \rightarrow -t$, *P* — odbicie przestrzenne $x \rightarrow -x$. Teoria jest *CTP* symetryczna, co oznacza, że cząstka z czteropędem p_μ równoważna jest antycząstce z czteropędem $-p_\mu$ (operacja *TP* odpowiada transformacji $p_\mu \rightarrow -p_\mu$ w przestrzeni energii-pędu). Mówiąc innymi słowy stan reprezentujący nadbiegającą cząstkę jest dla teorii identyczny ze stanem wybiegającej antycząstki.

teoria macierzy S (macierzy rozproszenia). Mamy zatem obecnie dwie konstrukcje teoretyczne, dwie metodologie urzeczywistniające r.m.k.:

1. historyczna metoda lokalnej teorii pola,
2. metoda maksymalnie ⁸ analitycznej macierzy S .

Rozpatrzmy teraz oba te podejścia nieco bardziej szczegółowo.

B.1. Teoria polowa

Istnieją dwie klasy relatywistycznych teorii typu polowego, każda związana z odmiennym poglądem na elementarność cząstek: „arystokratycznym“ lub „demokratycznym“.

B.1.1. Klasa I — teorie wyróżnionych pól

W teoriach tego typu zakłada się *a priori* istnienie wyróżnionych pól, z których można skonstruować wszystkie inne. Za przykład posłużyć może elektrodynamika leptonów i fotonów, gdzie:

a) Każdemu z leptonów oraz fotonowi przypisujemy odrębne pole, np. dirakowskie pole $\psi(x)$ elektronu, maxwellowskie pole $A(x)$ fotonu.

b) Zakłada się pewną wyróżnioną postać hamiltonianu oddziaływania

$$e j_{\mu}(x) A_{\mu}(x),$$

gdzie

$$j_{\mu}(x) = i \bar{\psi}(x) \gamma_{\mu} \psi(x)$$

jest prądem elektronu. Postać ta jest wyróżniona nawet nie przez szacunek dla wielkiego Maxwella, ale raczej dlatego, że spełnia dodatkowe, ważne z fizycznego punktu widzenia ograniczenia dynamiczne (niezmienniczość cechowania). Prąd $j(x)$ jest prądem zachowywanym: $(\partial_{\mu} j_{\mu}(x) = 0)$, e oznacza stałą sprzężenia ⁹.

Elektrodynamika kwantowa stanowi przykład teorii pola klasy I. Jedyne stan związany występujący w tej teorii, pozytronium, nie może zyskać sobie demokratycznych praw na równi z elektronem i fotonem, ponieważ równania pola tych ostatnich tworzą zamknięty i niezależny od pola pozytronium układ. Teoria operująca wyróżnionymi polami reprezentuje szczególne zalety tam, gdzie

a) jej zadaniem jest opisanie niewielkiej liczby cząstek,

b) istnieje niemal jednoznacznie wyróżniona forma hamiltonianu oddziaływania, a parametr sprzężenia jest mały.

W fizyce hadronów żadna z tych okoliczności nie zachodzi, przeto II klasa teorii jest bardziej odpowiednia.

⁸ Podczas gdy teoria pola cierpliwie dedukuje, jaki powinien być obszar analityczności $F^{\mu}(s, t)$, w konkretnym problemie rozproszenia podejście typu macierzy S startuje z postulatu, że $F^{\mu}(s, t)$ jest analityczna tak dalece, jak to jest w ogóle możliwe. Osobliwości związane są jedynie ze spektrum fizycznych cząstek. Bardziej precyzyjną definicję maksymalnej analityczności podamy później.

⁹ Fakt, że parametr $e \ll 1$ pozwala na kompletne rozwiązanie perturbacyjne równań pola (rozwiązanie Feynmana). Nieskończoności typu $\int \frac{dx}{x}$, które pojawiają się w teorii, znalazły swą interpretację w sławnej teorii renormalizacji Dysona.

Klasa II

(a') Z każdą cząstką związany jest operator lokalnego pola. Zakładamy, że każda cząstka jest złożona ze wszystkich pozostałych.

(b') Szczegółowe badanie dynamiki oddziaływania wymaga znajomości równań pola. Ale z założenia o demokracji wynika, że każda cząstka oddziałuje lokalnie ze wszystkimi innymi. Trzeba zatem poszukiwać jedyne, nieskończonego układu równań ruchu, co wobec znacznej liczby dowolności wydaje się sprawą beznadziejną.

(c') Dynamikę można jednak wyspecyfikować poprzez zapostulowanie określonej formy równoczesowych relacji komutacji:

$$[A(x, t), B(x', t)] = C(x, t)\delta(x - x').$$

Jeśli A i B reprezentują operatory prądu związanego z jedną z grup wewnętrznych symetrii, wówczas można czynić rozsądne założenia o postaci operatora C w oparciu o algebraiczną strukturę symetrii. Przykłady będziemy rozpatrywać w części III¹⁰.

Podsumowanie metod teoretycznych

I. Podejście polowo-teoretyczne

Klasa I. Zakładamy istnienie układu wyróżnionych pól, z których można złożyć wszystkie inne pola. Zakładamy pewną wyróżnioną postać hamiltonianu. Jeśli parametr sprzężenia jest mały, to można skonstruować metodą perturbacji kompletne rozwiązanie dla macierzy rozproszenia. Jedyne swobodne parametry teorii to masy i stałe sprzężenia wyróżnionych pól (cząstek). Wszystkie inne parametry, w rodzaju np. mas stanów związanych, można w zasadzie wyznaczyć na podstawie wyrażenia dla macierzy S .

Klasa II. Każdej cząstce przypisujemy lokalne pola. Zakładamy, że każda cząstka złożona jest ze wszystkich pozostałych. Na skutek tego założenia klasyczna metoda równań pola staje się bezużyteczna. Dynamiczną część teorii budujemy w oparciu o postulowane przez nas równoczesowe relacje komutacji, które implikują sprawdzalne reguły sum. Lokalność teorii zapewnia analityczną strukturę amplitud rozproszenia.

¹⁰ W procesie nasycania (saturacji) relacji komutacji

$$[A, B] = C$$

otrzymujemy następującą regułę sum

$$\langle \alpha | C | \beta \rangle = \sum_n [(\langle \alpha | A | n \rangle \langle n | B | \beta \rangle) - (\langle \alpha | B | n \rangle \langle n | A | \beta \rangle)].$$

Proces nasycania polega na wykorzystaniu relacji kompletności $\sum_n |n\rangle \langle n| = 1$ układu stanów kwantowomechanicznych $\{|n\rangle\}$. W części III będziemy się zajmować regułami sum tego rodzaju w sytuacjach, w których A , B i C reprezentują operatory ładunków odpowiadających symetriom wewnętrznych stopni swobody. Warto podkreślić, że równoczesowe relacje komutacji i odpowiadające im reguły sum są dokładne nawet wtedy, kiedy symetria jest łamana.

II. Metoda analitycznej macierzy S

Zarzucamy koncepcję polową. Miejsce lokalności pola zajmuje postulat maksymalnej analityczności amplitud rozproszenia. Zgodnie z tym postulatem spektrum fizycznie obserwowalnych cząstek określa w zupełności charakter i położenie wszystkich osobliwości macierzy S . Podejście to oparte na zasadzie „demokracji“ cząstek jest pokrewne klasie II teorii polowych.

C. Postulowane kanony relatywistycznej mechaniki kwantowej

W rozdziale tym zebrałem wszystko to, co uznane zostało za kanony relatywistycznej mechaniki kwantowej. Jak już wspomniałem, niektóre z tych kanonów narzuciło z żelazną konsekwencją lokalno-polowo-teoretyczne sformułowanie r.m.k., inne wynikły w sposób bezpośredni i samonarzuczający się w podejściu macierzy S . Jest rzeczą zdumiewającą, że nie odkryto dotychczas sytuacji, w których teoria macierzy S dawałaby rezultaty sprzeczne z teorią polową.

C.1. Unitarność macierzy S , czyli prawo zachowania prawdopodobieństwa

To bardzo podstawowe prawo wyrażone nieliniowym równaniem

$$\sum_n (a|S|n)(n|S^+|b) = \delta_{ab}$$

narzuca na teorię niezwykle mocne więzy¹¹. W fizyce hadronów zbyt grube przybliżenia unitarności okazują się sprawą kryminalną. Z unitarności wynika bardzo użyteczna relacja, wiążąca całkowity przekrój czynny z urojoną częścią amplitudy rozproszenia elastycznego do przodu

$$\text{Im}F(s, \theta = 0) = k_c \sigma_T.$$

Jest to tzw. twierdzenie optyczne.

C.2. Symetria skrzyżowania czyli prawo podstawienia

Wspomnieliśmy już, że lokalna i lorentzowsko-niezmiennicza teoria ma wbudowaną niejako symetrię CTP . Operacja CTP odwraca nadbiegającą cząstkę w wybiegającą antycząstkę i *vice versa*. Następnym i uogólnieniem symetrii CTP jest następująca własność amplitud rozproszenia: jeśli $F^i(s, t)$ opisują proces $A + B \rightarrow C + D$, to te same funkcje opisują procesy $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$ i $A + \bar{D} \rightarrow \bar{B} + C$, w których nadbiegającą cząstkę zastąpiono wybiegającą antycząstką (przez \bar{X} oznaczamy antycząstkę X). Zauważmy jednak, że mówiąc o tym samym zespole funkcji $F^i(s, t)$ opisujących relacje

Kanał I $A + B \rightarrow C + D$

Kanał II $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$

¹¹ W elektrodynamice, w rozwinięciu perturbacyjnym, prawo to ma charakter liniowego związku, skutkiem czego traci swą siłę ograniczającą.

mamy na myśli dwa rozłączne obszary płaszczyzny s, t ($s > 0, t < 0$ w kanale I i $s < 0, t > 0$ w kanale II). Zadanie funkcji $F^i(s, t)$ w kanale I nie wystarcza zatem do określenia wartości amplitudy w jakimkolwiek punkcie (s, t) leżącym w obszarze kanału II. Cel ten osiągamy po wykonaniu odpowiedniego przedłużenia analitycznego funkcji $F^i(s, t)$. W tym właśnie sensie należy rozumieć relację skrzyżowania: istnieje jedna, uniwersalna funkcja, której rozmaite przedłużenia analityczne opisują procesy rozpraszania we wszystkich możliwych kanałach reakcji. Stąd płynie siła i ekonomia środków r.m.k., jakiej nie posiadała teoria nierelatywistyczna.

C.3. Osobliwości macierzy S

Do wykonania przedłużenia analitycznego z kanału I do kanału II konieczna jest znajomość wszystkich osobliwości macierzy S .

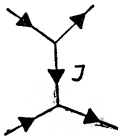
(i) Bieguny

Jednym z podstawowych postulatów macierzy S jest, aby bieguny macierzy S odpowiadały fizycznym cząstkom wymienianym w danym procesie i na odwrót¹². Istnieją dwa rodzaje biegunów:

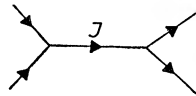
1) Bieguny Yukawy¹³ w płaszczyźnie zespolonego transferu pędu (t). Ich wkład do macierzy rozproszenia równy jest

$$\frac{g_{AEC}g_{BED}}{t - m_E^2},$$

gdzie (rys. II.4) m_E — masa cząstki Yukawy, g_{ACE} i g_{BDE} — stałe sprzężenia w obydwu werteksach.



Rys. II.4



Rys. II.5

2) Bieguny Breita-Wignera w płaszczyźnie zespolonej energii (s) (rys. II.5) z wkładem

$$\frac{g_{AE'B}g_{CE'D}}{s - m_{E'}^2}.$$

¹² Postulat ten jest odziedziczony bezpośrednio po lokalnej teorii pola.

¹³ Biegun Yukawy (zwany też członem bornowskim) określa w przestrzeni konfiguracji „potencjał”, jaki wytwarza wymieniana cząstka. Każda wymieniana cząstka E daje pewien wkład w oddziaływanie między cząstkami A i B . Siłę i zasięg tego oddziaływania określają stałe sprzężenia g_{ACE} i g_{BDE} oraz masa m_E . Im mniejsza jest masa, tym siła ma dłuższy zasięg. W fizyce hadronów, gdzie wszystkie stałe sprzężenia są niemal identyczne, pojęcie „fundamentalnej siły” związanej z „fundamentalną wymianą” okazuje się zgoła mętne.

3) W przypadku wymiany cząstki spinowej wkład odpowiedniego bieguna modyfikuje się do formy

$$gg' \frac{P_J(\theta_t)}{t - m_E^2}; \quad \cos \theta_t = 1 + \frac{2s}{t - 4m^2}$$

lub

$$gg' \frac{P_J(\theta_s)}{s - m_E^2}; \quad \cos \theta_s = 1 + \frac{2t}{s - 4m^2}.$$

Zwróćmy uwagę, że wkłady te są symetryczne względem zamiany s na t (symetria skrzyżowania).

(ii) Punkty rozgałęzienia

Osobliwości macierzy S o charakterze punktów rozgałęzienia są bezpośrednią konsekwencją nieliniowej relacji unitarności $SS^\dagger = 1$ oraz istnienia biegunów typu Yukawy i Breita-Wignera. Szczegółowa analiza tego faktu przekracza niestety ramy mojego wykładu. Dlatego ograniczę się do przedstawienia następującego rezultatu: macierz rozproszenia posiada punkty rozgałęzienia na progach produkcji dwu, trzech, ... n cząstek we wszystkich możliwych kanałach reakcji. Osobliwości te leżą wzdłuż rzeczywistej osi s i wzdłuż rzeczywistej osi t (w kanale, w którym t reprezentuje kwadrat energii w układzie środka masy).

Zwróćmy uwagę z jaką elegancją i prostotą zakładana struktura osobliwości wiąże się ze spektrum fizycznych cząstek. Kto wie, czy ten heurystyczny aspekt nie przeważałby szali na stronę teorii macierzy S w przypadku, gdyby dosyć ściśle choć mało błyskotliwe dedukcje lokalnej teorii pola dyktowały odmienną strukturę osobliwości.

D. Dedukcje z zasad podstawowych

Tyle o zasadach podstawowych. Z kolei przedstawię najważniejsze dedukcje wyprowadzone z tych zasad. Stanowią one praktyczny aparat teorii hadronów.

D.1. Relacje dyspersyjne (konsekwencje analityczności macierzy S)

Analityczną funkcję o znanej strukturze osobliwości można, korzystając z twierdzenia Cauchy'ego, zapisać w reprezentacji całkowej:

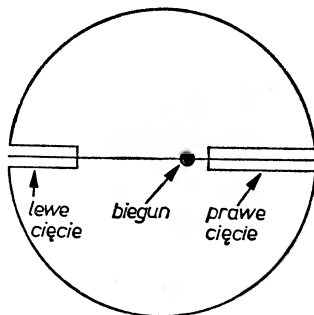
$$F(s, t) = \frac{1}{2\pi i} \int ds' \frac{F(s', t)}{s' - s}.$$

Kontur całkowania C przedstawia rys. II.6. Jeśli dla $|s| \rightarrow \infty$ $F(s, t)$ maleje do zera dostatecznie szybko, wówczas przyczynek od całkowania po wielkim okręgu zanika i otrzymujemy następującą relację:

$$F(s, t) = \frac{1}{2\pi i} \int ds' \left(\frac{F(s', t)}{s' - s + i\varepsilon} - \frac{F(s', t)}{s' - s - i\varepsilon} \right).$$

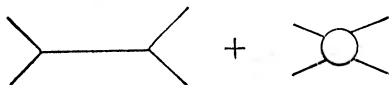
Można ją zapisać w postaci Hilberta

$$\operatorname{Re}F(s, t) = \frac{g^2}{s-s_0} + \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\operatorname{Im}F(s', t)}{s'-s} ds'.$$



Rys. II.6

Jest to typowa struktura tzw. relacji dyspersyjnej¹⁴, wiążącej rzeczywistą i urojoną część amplitudy rozproszenia. Wkład bieguna i cięcia (biegnącego od punktu rozgałęzienia) można przedstawić graficznie (rys. II.7). Z relacji



Rys. II.7

dyspersyjnej można wyznaczyć parametr sprzężenia pion-nukleon g^2 ($\operatorname{Re}F(s, t)$ i $\operatorname{Im}F(s, t)$ dostajemy z eksperymentu).

D.2. Zachowanie $F(s, t)$ przy wysokich energiach

Analityczność skombinowana z warunkiem unitarności ogranicza wzrost amplitudy przy dużych s (lub t). Jest to jeszcze jeden rezultat z gatunku nieznanego teorii nierelatywistycznej. Niestety, wyprowadzenie go z teorii pola czy też podejścia dyspersyjnego przekracza ramy tego wykładu. Ograniczę się do przykładu.

Ograniczenie wzrostu amplitudy rozproszenia do przodu

$$|F(s, t = 0)| < Cs \log^2(s/s_0).$$

Z twierdzenia optycznego wynika zatem, że całkowity przekrój czynny nie może rosnać prędzej niż kwadrat logarytmu energii

$$\sigma_T < C' \log^2(s/s_0).$$

¹⁴ Nazwa „relacja dyspersyjna“ ma pochodzenie tradycyjne: po raz pierwszy użyto tego rodzaju związku dla stałej dielektrycznej opisującej dyspersję światła w ośrodku.

Eksperyment wskazuje (uwzględniając dane z promieni kosmicznych — do 1000 GeV), że całkowite przekroje czynne dążą raczej do stałej. Widać stąd, że wspomniane ograniczenie jest zbyt grube. Jednak sam fakt, że w ogóle istnieje, napędza fizyków pracujących na tym polu zuchwałą wiarą w potęgę r.m.k.

D.3. Wymiana trajektorii Reggego

Rozpatrzmy bliżej problem rozproszenia z wymianą cząstki o spinie J . Przybliżając amplitudę przez wkład od bieguna mamy

$$F(s, t) \approx g^2 \frac{P_J(\cos \theta_t)}{t - m_J^2} \rightarrow g^2 \frac{(\cos \theta_t)^J}{t - m_J^2} \approx g^2 \frac{s^J}{t - m_J^2}.$$

Jeśli $J > 1$, $F(s, t)$ narusza logarytmiczne ograniczenie wzrostu. Zatem albo nie istnieją cząstki ze spinem > 1 (co, jak wiadomo, nie jest prawdą), albo też jakiś fizyczny mechanizm usuwa z amplitudy wyższe niż pierwsza potęgi s . Szczęśliwie mechanizm ten leży niedaleko: w pewnej szczególnej regularności spektrum hadronów. Każdy wymieniany hadron o masie m_J daje przyczynek do amplitudy $g^2 \frac{s^J}{t - m_J^2}$, przeto całkowity wkład biegunów równy jest

$$F(s, t) = \sum_J \frac{g_J^2 s^J}{t - m_J^2}.$$

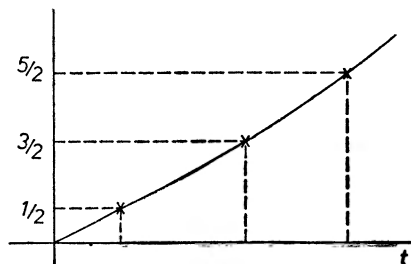
Jeśli liczba cząstek jest wystarczająco duża, wówczas sumę można aproksymować całką

$$F(s, t) \approx \int g_J^2 \frac{s^J}{\sin \pi J} \frac{dJ}{t - m_J^2}.$$

W części I wspomnieliśmy już, że hadrony układają się na prostoliniowych trajektoriach Reggego (rys. II.1), tzn. masa m_J stanowi pewną (liniową) funkcję spinu J . Można zatem rozwinąć równanie $t - m_J^2 = 0$ do postaci $J = a(t)$, skąd

$$F(s, t) \approx \int \frac{g_J^2 s^J}{\sin \pi J} \frac{dt}{t - m_J^2} \frac{dJ}{dt} \sim \frac{\alpha'(t)}{\sin \pi \alpha(t)} g_{\alpha(t)}^2 s^{\alpha(t)}.$$

Tym sposobem zachowanie amplitudy przy wysokich energiach kontrolowane jest nie przez spin jakiegokolwiek z wymienianych cząstek, ale przez zależny



Rys. II.8

od transferu pędu „efektywny“ spin $J = a(t)$. Jego wartość znajdziemy poprzez ekstrapolację wykresu $a(t)$ dla $t > 0$ (którego punkty wyznacza spektrum hadronów) do fizycznego obszaru rozpraszania w kanale I $t < 0$ (rys. II.8).

Wszystkie znane trajektorie spełniają empirycznie regułę $a(t) < 1$ dla $t < 0$, tym samym zachowanie się amplitud przy wysokich energiach nie narusza ograniczeń wynikających z analityczności i unitarności. W ten sposób r.m.k. dokonała pięknej i niezwykłej syntezy: własności spektrum hadronów ($t > 0$) z jednej strony z asymptotycznym zachowaniem się amplitudy rozproszenia ($t < 0$).

E. Spektrum hadronów a program teorii macierzy S

Teoria dyspersyjna i model wymiany trajektorii Reggego mają bez wątpienia wielką siłę przewidywania, jednak główny problem pozostał nierozwiązany. Ciągłe brakuje teorii, która by przewidywała spektrum cząstek tak, jak nierelatywistyczna mechanika Schrödingera przewiduje widma atomowe.

W duchu tradycyjnej metody Schrödingera zbudowano klasę I teorii pola. Wszystkie parametry stanów związanych (tj. masy i parametry sprzężenia) można w zasadzie odczytać z macierzy rozproszenia, którą z kolei całkowicie określają równania pola. Być może wyróżnione pola istnieją i fizyka cząstek elementarnych pójdzie tą właśnie tradycyjną drogą (patrz część IV). Na razie jednak mamy przeciwko takiemu podejściu więcej „przeciw“ aniżeli „za“.

Czym zastąpić równania pola, jeśli operujemy teorią pola II klasy lub też teorią macierzy S ? Ponieważ wszystkie cząstki są równie elementarne (a jeśli ktoś woli — równie złożone), jest tylko jeden sposób zaatakowania problemu: samouzgodnienie teorii. Każde zakładane spektrum cząstek musi być wewnętrznie konsystentne w tym sensie, że zapewnia spełnienie: 1) nasyconych przezeń równoczesowych relacji komutacji (II klasa teorii pola), 2) relacji superzbieżności (teoria analitycznej macierzy S)^{15, 16}.

¹⁵ Zwyczajna relacja dyspersyjna

$$\operatorname{Re} F(s, t) = \frac{g^2}{s - s_0} + \frac{1}{\pi} \int_C \frac{\operatorname{Im} F(s', t)}{s' - s} ds'$$

w granicy $|s| \rightarrow \infty$ redukuje się do relacji superzbieżności

$$\int \operatorname{Im} F(s', t) ds' = 0,$$

jeśli tylko $F(s, t)$ maleje dostatecznie szybko dla dużych s . Relacje superzbieżności spełniają amplitudy niezmiennicze odpowiadające dużym zmianom polaryzacji (*helicity*), ponieważ jak można wykazać w ramach r.m.k.

$$|F_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}(s, t)| < C s^{1 - \max(|\lambda|, |\mu|)},$$

gdzie

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \lambda; \quad \lambda_3 - \lambda_4 = \mu,$$

λ_i reprezentują helicity nadbiegających i wybiegających cząstek.

¹⁶ Wielką popularność zyskały sobie ostatnio reguły superzbieżności wyrażające warunki konsystencji, jakie nakłada na amplitudę analityczność oraz postulowana asymptotyka typu

Nie można powiedzieć, by idea samouzgodnienia teorii zapisała na swe konto cokolwiek poza marginesowymi sukcesami, chociaż być może coraz liczniejsze zastosowania relacji superzbieżności zmieniają tę sytuację na jej korzyść¹⁷. Samouzgodnienie stanowi bowiem bardzo atrakcyjną koncepcję. Część owych atrakcji kryje się w możliwości, że wewnętrzne symetrie okażą się być może warunkiem koniecznym istnienia teorii cząstek elementarnych, która by spełniała także mocne ograniczenia nakładane przez analityczność, unitarność i symetrię skrzyżowania. Być może, jak mawiał Voltaire, pewnego dnia zrobimy odkrycie, że żyjemy nie tylko w najlepszym z możliwych, ale w istocie, w jedynym możliwym świecie.

Podsumowanie

Dedukcja z ogólnych zasad r.m.k.

1) Przykłady ograniczeń nakładanych przez unitarność i analityczność

$$|F(s, t = 0)| < Cs \log^2(s/s_0),$$

$$\sigma_{\text{total}} < C' \log^2(s/s_0).$$

2) Typowa relacja dyspersyjna

$$\text{Re}F(s, t) = \frac{g^2}{s-s_0} + \frac{1}{\pi} \int_C \frac{\text{Im}F(s', 0)}{s'-s} ds'.$$

3) Przyczynek trajektorii Reggego do amplitudy rozpraszania

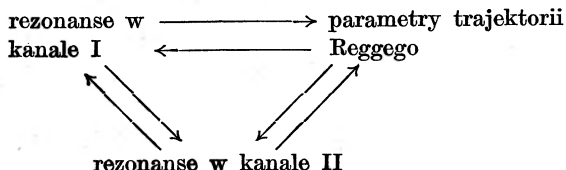
$$\sum_J g_J^2 \frac{P_J(\cos \theta)}{t-m^2(J)} \approx \beta(t) s^{\alpha(t)}$$

dla dużych s , gdzie

$$\alpha(t) = J \iff t - m^2(J) = 0.$$

4) Osiągnięcia teorii macierzy S :

Reggego (Finite Energy Sum Rules). Wiążą one niskoenergetyczne zachowanie amplitudy (określane przez bieguny typu Breit-Wignera (rezonanse)) z parametrami trajektorii Reggego, których wymiana określa zachowanie amplitudy przy wysokich energiach. Stąd nowa idea samouzgodnienia, którą ilustruje następujący schemat



(przyp. tłum.).

¹⁷ W istocie, od czasu napisania artykułu sytuacja zmieniła się radykalnie. Nowy model rozpraszania hadronów oparty o nową koncepcję samouzgodnienia (patrz przyp. 16), tzw. model Veneziano, znajduje się obecnie w centrum zainteresowania poważnej grupy teoretyków (przyp. tłum.).

(a) dokładne wyznaczenie stałych sprzężenia $g_{\pi NN}$, g_{KNA} itd. z relacji dyspersyjnych,

(b) przewidywanie pewnych rezonansów pion-nukleon w ramach koncepcji samouzgodnienia teorii,

(c) analiza regge'owska wysokoenergetycznych danych.

CZĘŚĆ III

Dynamiczna rola ładunków i prądów

W części II omówiłem ogólne prawa relatywistycznej mechaniki kwantowej, wyabstrahowane z teorii pola. Obecnie zajmę się podobnym i równie ważnym tematem: uogólnieniami pewnej szczególnej teorii pola — kwantowej teorii pola elektronów i fotonów. Chodzi tu o polowo-teoretyczne pojęcie prądów związanych z ładunkami, o których mówiliśmy w części I oraz ich dynamiczną rolę dla zjawisk niskiej energii. Omówię też problem uniwersalności prądów w odniesieniu do silnych, słabych i e.m. oddziaływań.

A. Dynamiczna rola ładunków

Dynamiczną rolę ładunku elektrycznego znamy dobrze z prawa Coulomba: siłę oddziaływania określa znak i wielkość ładunku, $F \approx \frac{e_1 e_2}{r^2}$. Podobnie, siła grawitacyjna proporcjonalna jest do iloczynu ładunków grawitacyjnych (mas), $F \approx \frac{m_1 m_2}{r^2}$. Mniej znana, choć równie dobrze zbadana, jest rola hiperładunków, ładunków izotopowych i innych, w tym samym kontekście. Okazuje się, że długozasięgowa składowa siły jest proporcjonalna do wielkości odpowiedniego ładunku.

A.1. Hiperładunek

Długozasięgowa składowa siły działającej w układzie K^-N jest przyciągająca, podczas gdy w układzie K^+N jest odpychająca. Odpowiada to różnicy znaków iloczynu hiperładunków w obu przypadkach: $Y_K Y_N = -1$ dla K^-N i $Y_K Y_N = +1$ dla K^+N .

A.2. Ładunek izotopowy

Jeśli piony (izospin I_π) oddziałują z tarczą (izospin I_t), to stwierdzamy eksperymentalnie, że długość rozpraszania jest proporcjonalna do iloczynu skalarnego $I_\pi \cdot I_t$

$$I_\pi \cdot I_t = \frac{1}{2}[(I_\pi + I_t)^2 - I_\pi^2 - I_t^2].$$

Jak widać, zachowywane ładunki odgrywają dla zjawisk niskiej energii rolę bardzo podobną do roli ładunku elektrycznego. Nasuwa się więc pytanie: czy można posunąć tę analogię dalej, tworząc na wzór hamiltonianu Maxwella-Diraca $e_j A_\mu$ hamiltoniany oddziaływań dla pól innego rodzaju?

B. Dynamiczna rola prądu

Dla każdego ładunku $Q(t)$ zawsze można skonstruować lokalny operator prądu — czterowektor $J_\mu(x)$ tak, że

$$Q(t) = \int d^3x J_0(x, t).$$

Jeśli prąd jest zachowywany, wówczas $\partial_\mu J_\mu = 0$ i na odwrót. Dla cząstek o spinie połówkowym (np. elektronów, mionów) można zdefiniować lewe i prawe prądy odpowiadające lewym i prawym ładunkom (przybliżenie zerowej masy). Sumę i różnicę lewego i prawego prądu nazywamy odpowiednio wektorem i aksjalno-wektorowym prądem

$$J_\mu^V(x) = J_\mu^L(x) + J_\mu^P(x),$$

$$J_\mu^A(x) = -J_\mu^L + J_\mu^P(x).$$

Eksperymentalnie stwierdzono, że z aksjalnymi i wektorowymi prądami, a także z ich dywergencjami (traktowanymi jako operatory pola) można związać fizyczne cząstki.

W lokalnej teorii pola cząstkę reprezentuje każdy operator, któremu można przypisać odpowiednie liczby kwantowe. Tak więc, jeśli rozpatrujemy izotopową symetrię $SU_L(2) \otimes SU_P(2)$, możemy wypisać układ (przybliżonych) identyczności dla operatorów pól i prądów:

$$j_\mu^V = \frac{m_e^2}{g_e} \rho_\mu + \dots, \quad j_\mu^A = \frac{m_A^2}{g_A} A_\mu,$$

$$\partial_\mu J_\mu^A = c_\pi \pi.$$

Ostatnia z nich zwana jest hipotezą PCAC (Partially Conserved Axial Current).

W jaki sposób ma wkroczyć w to wszystko dynamika oddziaływania?

W idealnym przypadku każdemu prądowi można by przypisać realną cząstkę i — poprzez analogię z klasycznym hamiltonianem oddziaływania grawitacyjnego $g\theta_{\mu\nu}G_{\mu\nu}$ lub elektromagnetycznego $eJ_\mu^{\text{e.m.}}A_\mu$ — utworzyć hamiltoniany w postaci

$$H^{\text{silny}} = g_V J_\mu^i V_\mu^i + g_A J_\mu^{A^i} A_\mu^i,$$

$$H^{\text{słaby}} = g^{\text{słaby}} J_{\mu L} W_\mu^{\text{słaby}},$$

V^i i A^i reprezentują silnie oddziaływające oktety $SU(3)$ 1^- i 1^{+1} . $W^{\text{słaby}}$ reprezentują pośrednie bozony wektorowe.

Idea skonstruowania hamiltonianu silnych i słabych oddziaływań dała praktyczne rezultaty jedynie w przypadku słabego sprzężenia. Dla sprzężeń silnych metoda perturbacji okazuje się bezużyteczna, przeto dla ukazania dynamicznej roli prądów użyjemy odmiennej techniki (rozdz. D). Upřednio

¹ W przypadku dokładnej symetrii $SU_L(3) \otimes SU_P(3)$ $g_A = \pm g_V$. W istocie symetria ta jest łamana ($\partial_\mu J_\mu^A \neq 0$) i przewidywany z reguł sum (patrz D.2) stosunek $|g_A/g_V| = 1,19$.

musimy się jednak zapoznać z innym aspektem pojęcia prądu — jego uniwersalnością.

Tablica IV

Prądy i związane z nimi cząstki

Prąd		Zachowanie prądu	Cząstka związana z prądem
grawitacyjny		$\partial_\mu \theta_{\mu\nu} = 0$	$\theta_{\mu\nu} \Rightarrow 2^+$ (grawiton?)
elektromagn.		$\partial_\mu J_\mu = 0$	$J_\mu \Rightarrow 1^-(\gamma)$
silny silny	barionowy $SU(3)$	$\partial_\mu J_\mu = 0$ $\partial_\mu J_\mu^V = 0$ Jeśli zaniedbać średnio-silne łamanie $SU(3)$	$J_\mu \Rightarrow 1^-(\omega)$ $J_\mu \Rightarrow 1^-$ oktet ($\rho, \varphi, K^*, \bar{K}^*$)
spiralny silny	$SU_L(3) \otimes SU_P(3)$	$\partial_\mu J_\mu^A \neq 0$	$J_\mu^A \Rightarrow 1^+$ oktet (A_1, D, K_A, \bar{K}_A) $\partial_\mu J_\mu^A \Rightarrow 0^-$ oktet (π, η, K, \bar{K})
słabe prądy $\Delta Y = 0$	J_μ^V (słaby) J_μ^A (słaby)	$\partial_\mu J_\mu^V$ (słaby) = 0 $\partial_\mu J_\mu^A$ (słaby) $\neq 0$	$J_\mu^{\text{słaby}} \Rightarrow$ pośrednie bozony wektorowe (?)

C. Uniwersalność prądów

C.1. Wspomnieliśmy już o ważnej relacji, jaka wiąże ładunek elektryczny z ładunkami unitarnymi:

$$Q^{\text{hadr}} = I_3 + \frac{1}{2} Y = F^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} F^8.$$

Oczywiście istnieje analogiczna relacja między odpowiednimi silnymi prądami

$$J_\mu^{\text{e.m.}} = J_\mu^3(x) + \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^8(x),$$

gdzie $J_\mu^3(x)$ jest (neutralnym) izotopowym prądem, zaś $J_\mu^8(x)$ — prądem hiperładunku. Oprócz tej relacji postulujemy, że kombinacje dwóch pozostałych lewych izotopowych prądów $J_{\mu L}^1$ i $J_{\mu L}^2$

$$J_{\mu L}^\pm(x) = J_{\mu L}^1 \pm i J_{\mu L}^2(x)$$

stanowią słabe prądy odpowiedzialne za przejścia $n \rightarrow p$ i $p \rightarrow n$ w rozpadzie β . Innymi słowy wierzymy, że natura jest oszczędna: układ ładunków izotopowych i hiperładunek, lub ogólniej układ ładunków $SU_L(3) \otimes SU_P(3)$ wystarcza do konstrukcji silnych, słabych i e.m. ładunków i prądów (z zastrzeżeniem, że

dla każdego z tych oddziaływań należy się posługiwać odmienną skalą jednostek).
C.2. Nasza wiara w oszczędność natury została utwierdzona w licznych eksperymentach. Oto jeden z nich dla przykładu: Rozpatrzmy dwa rozpady

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \pi^0 + (e^+ + \nu), \\ n &\rightarrow p + (e^- + \bar{\nu}).\end{aligned}$$

Jeśli wspomniana wyżej koncepcja uniwersalności prądów jest poprawna, to stosunek przejść $n \rightarrow p$ i $\pi^+ \rightarrow \pi^0$ ² powinien być równy stosunkowi ładunków izotopowych nukleonu i pionu. Eksperyment w istocie potwierdza naszą hipotezę. Nie ulega wątpliwości, że gdyby pojęcie ładunku izotopowego nie zostało stworzone wcześniej na użytek teorii silnych oddziaływań, to wynikłoby ono w badaniach nad słabymi oddziaływaniami hadronów.

C.3. Ładunki elektryczne i słabe są w pewnym sensie bardziej uniwersalne od ładunków silnych. Elektrycznie oddziałują jednak tak leptony jak i hadrony, te ostatnie zaś mogą oddziaływać także słabo. Dlatego całkowity ładunek elektryczny Q

$$Q = Q^{\text{hadr.}} + Q^{\text{lept.}}$$

Relacja wiążąca ładunek elektryczny z ładunkami unitarnymi odnosi się oczywiście tylko do jego hadronowej części, tj.

$$Q^{\text{hadr.}} = I_3 + Y/2.$$

Podobnie dla słabych ładunków i prądów³.

Bardzo charakterystycznym faktem eksperymentalnym jest idealna równość ładunków elektrycznych elektronu i protonu. Mówiąc innymi słowy $Q^{\text{lept.}}$ i $Q^{\text{hadr.}}$, a także $J_{\text{e.m.}}^{\text{lept.}}$ i $J_{\text{e.m.}}^{\text{hadr.}}$ mają identyczne skale. Zachodzi pytanie: czy to samo jest prawdą w odniesieniu do słabych prądów leptonów i hadronów? Zanim będzie można odpowiedzieć na nie, trzeba przypomnieć, że słabo oddziałuje tylko materia lewoskrętna. Mówiąc ściślej, w oddziaływaniu słabym zaangażowane są tylko lewe prądy $J_{\mu L}$ równe różnicy wektorowego i aksjalnego prądu. Spośród tych ostatnich tylko prąd wektorowy jest zachowywany, tzn. tylko „wektorowy“ słaby ładunek nie zmienia się w czasie. Teraz możemy odpowiedzieć na postawione pytanie. Słaby, wektorowy ładunek leptonu jest równy (w sensie skali jednostek) słabemu, wektorowemu ładunkowi hadronu.

² Ściśle rzecz biorąc, ponieważ rozpad $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + (e^+ + \nu)$ jest czysto wektorowy, przeto porównywać należy z wektorową (Fermiego) częścią rozpadu β neutronu.

³ Całkowity słaby prąd jest sumą trzech składników:

$$J_{\mu}^{\pm}(\text{słaby}) = J_{\mu L}^{\pm}(\text{leptonowy}) + J_{\mu L}^{\pm}(\text{hadr. } \Delta Y = 0) + J_{\mu L}^{\pm}(\text{hadr. } \Delta Y = \pm 1).$$

Ostatni z nich odpowiada za dziwne przejścia typu $\Lambda \rightarrow n$, $n \rightarrow \Lambda$, w których hiperładunek zmienia się o jednostkę. Wszystkie zaangażowane tu prądy są złożone z $SU_L(3)$ prądów. Fakt, że operujemy tylko lewymi prądami implikuje, że słabe oddziaływania nie są symetryczne względem odbić przestrzennych — natura wyróżnia lewą stronę.

Doskonałej ewidencji doświadczalnej dla tej hipotezy dostarcza pomiar stałych rozpadu wektorowego $n \rightarrow p + (e^- + \bar{\nu}_e)$ i $\bar{\mu} \rightarrow \nu_\mu + (e^- + \nu_e)$. Z wielką dokładnością potwierdzono ich przewidywaną równość⁴.

D. Dynamika oddziaływań przy niskich energiach

Jak już wspomniałem, metoda hamiltonianu, która pozwala skonstruować teorię e.m. i słabych oddziaływań, w przypadku oddziaływań silnych jest, z uwagi na dużą stałą sprzężenia, bezużyteczna w tym sensie, że nie sposób uzyskać w jej ramach testowalnych przewidywań. Jaka jest więc rola prądów $SU(3) \otimes SU(3)$ dla dynamiki hadronów? Odpowiedzi udzielić może eksperymentalna weryfikacja tzw. niskoenergetycznych twierdzeń, które stanowią bezpośrednią konsekwencję symetrii oddziaływań.

Istnieją dwa typy tego rodzaju twierdzeń:

Typ I: Dla każdego prądu $J_\mu(p)$ związanego z dokładną lub łamaną symetrią ($J_\mu(p)$ jest transformatą Fouriera prądu $J_\mu(x)$) można wyprowadzić relacje wiążące ze sobą następujące procesy

$$A \rightarrow B$$

$$A \rightarrow B + J_\mu(0) \quad \text{„miękką emisją“ } J_\mu$$

$$A \rightarrow B + J_\mu(0) + J_\nu(0)$$

Typ II: Jeśli prąd nie jest zachowywany, lecz $\partial_\mu J_\mu = \chi$, wówczas podobne relacje wiążą procesy

$$A \rightarrow B$$

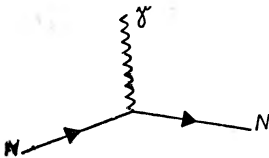
$$A \rightarrow B + \chi(0) \quad \text{„miękką“ emisją } \chi$$

$$A \rightarrow B + \chi(0) + \chi(0)$$

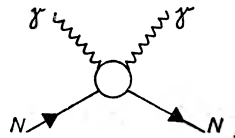
Przykłady

1. Elektrodynamika

Twierdzenie wiąże własności werteksu $NN\gamma$ (rys. III.1) z procesem rozproszenia „komptonowskiego“ fotonów (rys. III.2). Niech $F(\omega)$ opisuje proces



Rys. III.1



Rys. III.2

rozpraszania. Wówczas zgodnie z twierdzeniem kinematyczna struktura $F(\omega)$ przy małych częstościach określona jest w zupełności przez parametry werteksu

⁴ Aksjalne stałe rozpadu nie wykazują podobnych równości. Odpowiada to niezachowaniu prądu aksjalnego J_μ^A .

$NN\gamma$, a mianowicie:

$$F(\omega) = F_1(0)\mathbf{s}' \cdot \mathbf{s} + \omega F_2(0) i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{s}' \times \mathbf{s}),$$

gdzie:

$$F_1(0) = \frac{\alpha}{m} Q^2 \quad \alpha = e^2 = \frac{1}{137}$$

$$F_2(0) = -\frac{\alpha}{2m} \kappa^2$$

\mathbf{s}, \mathbf{s}' — polaryzacja fotonów,

$\boldsymbol{\sigma}$ — spin nukleonu,

eQ — ładunek nukleonu,

$\kappa e/2m$ — anomalny moment magnetyczny nukleonu.

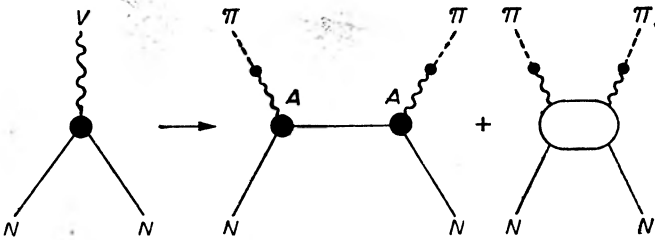
2. Stosunek aksjalnej i wektorowej stałej sprzężenia nukleon-nukleon

Jedna z ważniejszych relacji, jakie wyprowadzono przy użyciu niskoenergetycznych twierdzeń, wiąże werteks NNJ_μ^V z „miękkim“ rozpraszaniem pion-nukleon. Można z niej wyliczyć stosunek stałych (efektywnych) sprzężenia $g_V = g_{NNV}$ i $g_A = g_{NNA}$. Oto szkic wyprowadzenia:

$$(1) \quad \partial_\mu J_\mu^A = m_\pi^2 c_\pi \vec{\pi}. \quad (\text{PCAC})$$

Wartość c_π wyznaczamy z pomiarów aksjalnego rozpadu β . Jednocześnie

$$c_\pi = \sqrt{2} \frac{g_A}{g_V} \frac{m_N}{g_{\pi NN}}.$$



Rys. III. 3

(2) Przy użyciu równoczesowej relacji komutacji

$$(N|V|N) = (N|[A, A]|N)$$

i techniki teorii pola II klasy (relacje dyspersyjne) (rys. III.3) wyprowadzamy następującą regułę sum

$$1 = c_\pi^2 \left[\frac{g_{\pi NN}^2}{2m_N^2} + \int \frac{d\omega}{\omega} (\sigma^+ - \sigma^-) \right].$$

Stąd i z (1) otrzymujemy $|g_A/g_V| = 1,19$. Wartość ta zmierzona eksperymentalnie: $-1,18$.

Zauważmy, że na wyprowadzenie tego rezultatu złożyła się teoria i dane eksperymentalne o słabych i silnych oddziaływaniach. Potwierdza to: (a) hipotezę uniwersalności prądów unitarnych dla słabych i silnych oddziaływań; (b) że prądy te zamykają algebrę $SU(3) \otimes SU(3)$. Ponadto jeszcze raz przekonujemy się, jak doskonałym narzędziem mogą okazać się — w zręcznych rękach — techniki rozwinięte przez r.m.k. (tu: relacje dyspersyjne).

E. Spektrum cząstek a program algebr symetrii

Korelacje niskoenergetycznych danych, które uzyskano za pomocą metod polowo-teoretycznych, polegających na stosowaniu równoczesowych relacji komutacji algebry $SU(3) \otimes SU(3)$ były wystarczająco impresywne, by dać początek jeszcze jednemu wcieleniu idei samouzgodnienia. Teoretycy spodziewali się, że algebra $SU(3) \otimes SU(3)$ okaże się równoważna kompletnej dynamicznej teorii, zaś spektrum hadronów wyniknie w procesie nasycenia równoczesowych relacji komutacji algebry $SU(3) \otimes SU(3)$. Nadzieja pozostała niespełniona. Algebra symetrii, choć odgrywa ważną rolę w dynamice niskoenergetycznych procesów, niewątpliwie nie zastępuje kompletnej teorii.

CZĘŚĆ IV

Struktura hadronów, wyższe symetrie dynamiczne

W części III rozpatrywaliśmy dynamikę niskoenergetycznych procesów, która jest konsekwencją istnienia jakiegokolwiek symetrii (izotopowej, unitarnej itp.). W szczególności widzieliśmy, że można wyprowadzić związki pomiędzy procesami z udziałem bozonów-prądów (oktety 0^- , 1^- , 1^+). Oczywiście, bozony te nie wyczerpują całego spektrum hadronów. Jakie zatem miejsce w teorii mają zająć rozmaite inne obiekty, w szczególności zaś bariony o wyższych spinach? W tym miejscu przekonująca wydaje się koncepcja, aby poszukiwać nowych dynamicznych symetrii, które by zawarły całe spektrum cząstek. Przekonująca tym bardziej, że symetria $SU(3) \otimes SU(3)$ źle klasyfikuje cząstki.

Czym jest w istocie dynamiczna symetria?

Aby odpowiedzieć na to pytanie, przejdźmy na chwilę na grunt fizyki atomowej. Podstawową teorią oddziaływań naładowanych cząstek jest relatywistyczna elektrodynamika kwantowa. Niemniej jednak, aby otrzymać spektrum wodoru, wracamy do nierelatywistycznego równania Schrödingera ze statycznym potencjałem Coulomba. Równanie to jest kompletnie $O(4)$ symetryczne, przy czym symetria ta jest najzupełniej „przypadkowa“ w tym sensie, że wynika ze szczególnej formy potencjału. Pomimo swej przypadko-

wości raczej symetria ta aniżeli fundamentalny hamiltonian Diraca-Maxwella decyduje o spektrum wodoru¹. Wygląda na to, że podobna sytuacja ma miejsce w fizyce cząstek elementarnych, gdzie symetria $SU(6)$ lepiej klasyfikuje cząstki i lepiej opisuje funkcje werteksu niż $SU(3) \otimes SU(3)$.

Prekursorem koncepcji, które będą teraz omawiał, był Wigner, który wprowadził symetrię $SU(4)$ w fizyce jądrowej. Symetria ta kompiluje niejako

Tablica V

Atom wodoru — symetria $O(4)$

Hamiltonian	$E = 1/2p^2 - 1/r$
Definiujemy	$L = r \times p$ $M = \sqrt{-8E}(L \times p - p \times L) + r/r$
Operatory	$I = 1/2(L + M)$ } generują niezależne $K = 1/2(L - M)$ } $O_3 \otimes O_3 \sim O_4$ obroty
Ponieważ	$L \cdot M = 0$
więc	$ I = K = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$
Z tożsamości	$-4E = [I^2 + K^2 + 1/2]^{-1} =$ $= [i(i+1) + k(k+1) + 1/2]^{-1}$
otrzymujemy	$E = -1/2n^2,$
gdzie	$n = (2i+1) = (2k+1).$

dwie własności sił jądrowych: ich spinową $SU_J(2)$ i izotopową $SU_I(2)$ niezależność ($SU(4) \supset SU_I(2) \otimes SU_J(2)$). W fizyce cząstek elementarnych miejsce symetrii izotopowej zajmuje symetria unitarna. Najprostszą grupą pokrywającą jednocześnie symetrię spinową $SU_J(2)$ i symetrię $SU_F(3)$ jest $SU(6)$. Zakłada się przeto, że $SU(6)$ jest dynamiczną symetrią odpowiedzialną za spektrum hadronów (podobnie jak $O(4)$ w przypadku atomu wodoru). Każda reprezentacja $SU(6)$ zawiera cząstki o różnych spinach i różnych ładunkach unitarnych.

Reprezentacja fundamentalna $SU(6)$ jest 6-wymiarowa (3 kwarki spin \uparrow , 3 kwarki spin \downarrow). Wyższe reprezentacje $\underline{35}$, $\underline{56}$, $\underline{70}$, $\underline{405}$, ... zawierają:

$$SU(6) \rightarrow SU_F(3) \otimes SU_J(2)$$

$$\underline{35} = \underline{1} \otimes \underline{3} + \underline{8} \otimes \underline{3} + \underline{8} \otimes \underline{1}$$

tj. nonet spin 1 + oktet spin 0,

$$\underline{56} = \underline{10} \otimes \underline{4} + \underline{8} \otimes \underline{2}$$

tj. dekuplet spin 3/2 + oktet spin 1/2 itd.

¹ Sposób klasyfikacji poziomów wzbudzenia atomu wodoru podług symetrii $O(4)$ wyjaśnia tablica V.

Rzut oka na tablicę Rosenfelda przekonuje, że hipoteza $SU(6)$ jest zupełnie rozsądna: najlżejsze bozony wchodzą tam jako nonet 1^- i oktet $0^-(35)$, najlżejsze bariony składają się precyzyjnie na dekuplet $3/2^+$ i oktet $1/2^+$ (56).

Nie będę tu omawiał dalszych rozwinięć teorii, np. symetrii $U(6) \otimes U(6)$, która odróżnia fundamentalną reprezentację kwarkową od antykwarkowej, ani sformułowania $\tilde{U}(12)$, które uwzględni relatywistyczną kinematykę funkcji werteksu. Niektóre przewidywania symetrii $SU(3)$ i $SU(6)$ zebrano w tablicach VI, VII. Na szczególną uwagę zasługuje niezwykle trafne przewidywanie stosunku momentów magnetycznych protonu i neutronu. Spośród sukcesów $\tilde{U}(12)$ warto wymienić bezpośrednio wytłumaczenie prawa skali formfaktorów elektromagnetycznych: zgodnie z teorią

$$\frac{F^C(q^2)}{F^M(q^2)} \sim 1 + \frac{m}{2M},$$

gdzie m — masa multipletu, M — masa nukleonu. Wspomnieliśmy o tym w części II A.

Tablica VI

Formuły masowe

Symetria	Reprezentacja	Teoria	Eksperyment
$SU(3)$	8 (bariony)	$M_{\Sigma^+} + 3M_{\Lambda} = 2(M_N + M_{\Xi})$	4539,7 ~ 4512,8 MeV
	10	$M_{Y_1^*} - M_{N^*} = M_{\Xi^*} - M_{Y_1^*} = M_{\Omega^-} - M_{Y_1^*}$	149 ~ 145 ~ 142 MeV
$SU(6)$	56 (bariony)	$M = M_{00} + M_1(J+1)J + M_2 Y + M_3 [I(I+1) - \frac{1}{4} Y^2]$	zgodne z przewidywaniem masy 8 i 10 $SU(3)$.
	35 (mezony)	$m_{\rho}^2 - m_{\pi}^2 = m_{K^*}^2 - m_K^2$	0,571 ~ 0,553 MeV

Wraz z niewątpliwymi sukcesami $SU(6)$ i $\tilde{U}(12)$ w opisie struktury multipletów i werteksów pojawia się szereg problemów. Jak pogodzić $SU(6)$ i $\tilde{U}(12)$ na przykład z $SU(3) \otimes SU(3)$? Jaka jest natura ładunków związanych z $SU(6)$, czy są one zachowywane? Jeśli odpowiadające im prądy reprezentują coś, to co? Czy spin zaangażowany w $SU(6)$ ma charakter ładunku i w ogóle jaka jest jego precyzyjna definicja? Może pakujemy na siłę do jednej szuflady kompletnie niezwiązane ze sobą pojęcia?

Stanowczych odpowiedzi na postawione pytania na razie nie posiadamy. Tymczasem zdażyło się już pojawić nowe podejście do dynamiki hadronów — wychodzące z „arystokratycznego“ punktu widzenia. Szczerze mówiąc uraga ono wszelkim koncepcjom r.m.k., ale jednocześnie jest zadziwiająco proste

Momenty magnetyczne

Symetria	Moment magnetyczny	Teoria	Eksperyment
$SU(3)$	μ_Λ	$-0,96 \left(\frac{e\hbar}{2m_p c} \right)$	$-0,73 \pm 0,16 \left(\frac{e\hbar}{2m_p c} \right)$
	μ_{Σ^+}	$2,78 \left(\frac{e\hbar}{2m_p c} \right)$	$2,5 \pm 0,7 \left(\frac{e\hbar}{2m_p c} \right)$
$SU(6)$	μ_p/μ_n	$-3/2$	$-1,46$
	$\mu_{N^* \rightarrow N+\gamma}$	$\frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p$	$(1,28 \pm 0,02) \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p$

i owocne. Traktujemy wszystkie mezony i bariony jako złożone z fundamentalnych kwarków (nierelatywistycznie)

$$\begin{aligned}
 q &\rightarrow \underline{\underline{6}} \\
 q\bar{q} &\rightarrow \underline{\underline{6}} \otimes \underline{\underline{6}} = \underline{\underline{35}} + \underline{\underline{1}} \\
 qq\bar{q} &\rightarrow \underline{\underline{6}} \otimes \underline{\underline{6}} \otimes \underline{\underline{6}} = \underline{\underline{56}} \oplus \underline{\underline{70}} \oplus \underline{\underline{70}} \oplus \underline{\underline{20}}.
 \end{aligned}$$

Model opisuje procesy rozpraszania i produkcji. W założeniu modelu każda amplituda fizycznego procesu rozpraszania jest skonstruowana addytywnie z dwóch niezależnych amplitud rozproszenia kwark-kwark i kwark-antykwarck. Model kwarków zapożycza od r.m.k. jedynie zasadę superpozycji.

Jak już wspominałem, model ten zaprzecza koncepcji hadronów, które się na siebie wzajemnie składają. Zagadką jest, dlaczego mimo swej niezwyklej prostoty pozwala osiągnąć często niezłe rezultaty. Gdyby odkryto kwarki jako fizyczne cząstki, stanęlibyśmy przed nowym problemem: jak pogodzić arystokratyczny i demokratyczny punkt widzenia i to nie tylko w aspekcie klasyfikacji cząstek, ale także ich dynamiki².

Rozpatrzmy dla przykładu trajektorię Reggego. Ta regularność spektrum hadronów ma zgoła odmienne interpretacje w teorii macierzy S , w ramach wyższych symetrii i w modelu kwarków. Interpretacja w modelu kwarków jest najprostsza. Każda cząstka na bozonowej, dla przykładu, trajektorii Reggego stanowi stan wzbudzony układu związanego $q\bar{q}$ z krętem orbitalnym l .

² Dotychczasowy brak ewidencji można przypisywać wielkiej masie kwarków, która uniemożliwia ich produkcję przy dostępnych energiach akceleratorowych.

W schemacie wyższych symetrii cząstki, które układają się na trajektorii, wchodzi w skład nieskończenie wielowymiarowej reprezentacji grupy niekompaktycznej, np. $U(6, 6)$ lub $U(6, 6) \otimes O(3)$. Dla analogii: poziomy wzbudzone wodoru w języku teorii grup opisują reprezentacje $O(4)$

$$(0, 0), \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right), (1, 1), \dots$$

Ten ciąg stanowi jedną, nieredukowalną reprezentację unitarną niekompaktycznej grupy $O(4, 1)$.

Czas na konkluzję naszego krótkiego przeglądu osiągnięć teoretycznej fizyki cząstek elementarnych. Wydaje się, że wszystkie systematyczne dane eksperymentalne mieszczą się w ciasnym schemacie r.m.k. Znamy wewnętrzne symetrie cząstek (w każdym razie przynajmniej niektóre z nich) i dostrzegamy, że są one uniwersalne dla materii oddziaływającej silnie, słabo i elektromagnetycznie. Symetrie te umiemy wykorzystać nie tylko do klasyfikacji cząstek, lecz za ich pomocą konstruujemy także dynamikę oddziaływań przy niskich energiach.

Znacznie gorzej rozumiemy samą architekturę materii. Atrakcyjna z estetycznych względów, ale zbyt trudna do matematycznego ujęcia koncepcja samouzgodnienia teorii macierzy S jest nie do pogodzenia ze znacznie prostszym addytywnym modelem kwarków. Wyższe symetrie hadronów, np. $SU(6)$, $U(6) \otimes U(6)$, $U(12)$, ... które omijają tę trudność traktując kwarki jako czysto matematyczne obiekty (i dając jednocześnie te same rezultaty co model kwarków) wciąż wymagają konfrontacji z symetrią typu $SU_L(3) \otimes SU_P(3)$.

Wiele jest do wyjaśnienia w teorii słabych oddziaływań, w szczególności zaś sprawa naruszenia CP i upośledzenia słabych procesów ze zmianą dziwności ($\Delta Y = \pm 1$) w stosunku do słabych procesów z $\Delta Y = 0$. Aby wymazać wszystkie te znaki zapytania, trzeba będzie jeszcze wielu eksperymentów i głębokich przemyśleń. Energie, którymi dziś dysponujemy, są, w skali kosmicznej, żałośnie małe. W tej sytuacji trudno było chyba o bardziej pretensjonalny tytuł dla tego wykładu aniżeli „Fundamentalna teoria materii“. Taka już jednak jest zarozumiałość ludzkiej natury.

Możemy być dumni z osiągnięć naszej generacji i niejeden spyta: więc aż tyle udało się zrobić? Z drugiej strony jednak, jeśli osiągnięcia mierzyć w skali tego, co wciąż stoi przed nami zakryte, bardziej na miejscu jest pytanie: więc aż tak mało wiemy?

Artykuł ten został przygotowany we współpracy z dr Harun-ar-Rashidem, który przygotował tablice i którego krytycznym uwagom wiele zawdzięczam.

Tłumaczył Jacek Turnau

Lecture delivered during the International Symposium on Contemporary Physics (June 1968).

Miroslaw Lukaszewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Przekazywanie spójności stanów w doświadczeniach pompowania optycznego

Transfer of Coherence in Optical Pumping Experiments

I. Wstęp

Pompowanie optyczne jest to optyczna metoda wytwarzania różnicy obsadzeń podpoziomów zeemanowskich lub podpoziomów struktury nadsubtelnej atomów. Jedną z zasadniczych korzyści, wynikających z istnienia takiej różnicy obsadzeń, jest możliwość przeprowadzenia doświadczenia rezonansu magnetycznego pomiędzy nierówno obsadzonymi podpoziomami. Mierząc częstość rezonansową i wartość stałego pola magnetycznego, przy której zachodzi rezonans, oraz szerokość połówkową otrzymanej krzywej rezonansowej, wyznaczać można wielkości struktur zeemanowskich lub nadsubtelnych, ich anomalie, czasy życia poziomów atomowych, momenty jądrowe i inne wielkości atomowe. Badanie układu atomowego, w którym wytworzona jest różnica obsadzeń, w obecności lub nieobecności rezonansu magnetycznego, dostarcza ponadto informacji o procesach relaksacyjnych, dzięki którym układ powraca do stanu równowagi termodynamicznej (m. in. o różnego rodzaju procesach zderzeniowych), o pewnych nowych, charakterystycznych dla otrzymanych warunków, aspektach oddziaływania układu atomowego z polem promieniowania, wreszcie prowadzi do zastosowań praktycznych takich jak pompowane optycznie atomowe wzorce częstości i magnetometry¹.

Jeśli ograniczymy się dla ustalenia uwagi do pompowania zeemanowskiego (które jest realizowane najczęściej), to wytworzenie w układzie atomowym różnicy obsadzeń oznacza przekazanie temu układowi momentu pędu skierowanego wzdłuż kierunku stałego pola magnetycznego (podłużnego momentu

¹ Zagadnienia te omawiane były szczegółowo na łamach *Postępów Fizyki* w wielu artykułach przeglądowych [1—4].

pędu). Z faktu, że w układzie atomowym $\langle J_{\parallel} \rangle \neq 0$, wynika istnienie makroskopowego namagnesowania podłużnego układu: $M_{\parallel} \neq 0$. Ponieważ, jak stwierdziliśmy powyżej, wytworzenie makroskopowego namagnesowania podłużnego daje szerokie możliwości badawcze, zapytać można, czy możliwe jest wprowadzenie do układu atomowego makroskopowego namagnesowania poprzecznego i czy jego istnienie daje, analogicznie jak w przypadku namagnesowania podłużnego, rozszerzenie pola badań ².

Odpowiedź na oba te pytania jest twierdząca. Warunki, w jakich możliwe jest wprowadzenie do układu atomowego $M_{\perp} \neq 0$ przedyskutowane będą w następnej części artykułu.

Przy rozważaniu zagadnień związanych z tzw. wielkościami poprzecznymi opis stanu układu przy użyciu wyłącznie obsadzeń podpoziomów jest niewystarczający. Pełną informację o stanie układu daje macierz gęstości. Aby ją zdefiniować, oznaczymy przez $|E\rangle$ energetyczne stany własne atomu. Dowolny stan atomu jest superpozycją liniową tych stanów:

$$|\psi\rangle = \sum_E a_E(t) |E\rangle.$$

Zamiast podawać współczynniki rozwinięcia $a_E(t)$ podać można wielkości $\sigma_{EE'}^{(t)}(t) \stackrel{\text{def}}{=} a_E(t) a_{E'}^*(t)$. Utworzona w ten sposób macierz nazywamy macierzą gęstości. Globalna macierz gęstości, opisująca zbiór identycznych, nie oddziaływających ze sobą atomów, jest średnią macierzy gęstości dla poszczególnych atomów:

$$\sigma_{EE'}(t) = \overline{\sigma_{EE'}^{(t)}(t)}.$$

Z równania ewolucji macierzy gęstości wynika, że w nieobecności zaburzenia jej elementy diagonalne są stałymi ruchu. Elementy te są względnymi obsadzeniami podpoziomów energetycznych. Elementy pozadiagonalne $\sigma_{EE'}$ są zależne od czasu, mianowicie

$$\sigma_{EE'}(t) = \sigma_{EE'}(0) e^{-\frac{i}{\hbar}(E-E')t}. \quad (1)$$

Istnienie nieznikających elementów pozadiagonalnych globalnej macierzy gęstości oznacza istnienie relacji fazowych pomiędzy współczynnikami rozwi-

² W przypadku gdy pompowanie dotyczy podpoziomów zeemanowskich tego samego stanu atomowego mówimy, że układ zostaje *zorientowany*. Orientacja ta nazywana jest *polaryzacją*, gdy wytwarzana jest różnica obsadzeń pomiędzy podpoziomami o dodatnich i ujemnych wartościach magnetycznej liczby kwantowej m . Jeżeli wytwarzana jest różnica obsadzeń podpoziomów o różnym $|m|$, orientacja nazywana jest *uporządkowaniem (alignment)*. Polaryzacja oznacza anizotropię momentu pędu, uporządkowanie — redystrybucję kwadratu momentu pędu. Tak więc zakładając $\langle J \rangle \neq 0$ ograniczamy się do przypadku polaryzacji (w przypadku uporządkowania $\langle J \rangle = 0$, ale $\langle J^2 - \frac{1}{3}J(J+1) \rangle \neq 0$). Założenie to usprawiedliwia fakt, że końcowe wnioski rozważań przeprowadzanych w dalszej części artykułu są słuszne dla obu wariantów orientacji, choć same rozważania są w przypadku uporządkowania nieco bardziej złożone i mniej pogłębione.

nięcia $a_E(t)$ i $a_{E'}(t)$ dla poszczególnych atomów. W tym przypadku mówimy, że istnieje spójność stanów $|E\rangle$ i $|E'\rangle$, a odpowiednie elementy pozadiagonalne $\sigma_{EE'}$ nazywamy *spójnościami* tych stanów. Definicję tę uważać można za uogólnienie pojęcia spójności optycznej, do którego sprowadza się ona, gdy jeden ze stanów należy do stanu podstawowego, a drugi do stanu wzbudzonego atomu. W przypadku, gdy $|E\rangle$ i $|E'\rangle$ są podpoziomami zeemanowskimi tego samego lub różnych poziomów nadsubtelnych, mówimy odpowiednio o spójności zeemanowskiej lub nadsubtelnej. Spójności te obejmuje się czasem wspólną nazwą spójności hertzowskiej, gdyż ich częstotści $(E-E')/\hbar$ należą do hertzowskiego obszaru widma. Wartość oczekiwana dowolnej wielkości fizycznej G związana jest z macierzą gęstości relacją

$$\langle G \rangle = \text{Tr}(\sigma G).$$

Dla wielkości komutujących z hamiltonianem, w wyrażeniu powyższym występują jedynie elementy diagonalne macierzy gęstości. Wielkości takie nazywamy *podłużnymi* (np. $J_{\parallel}, J_{\parallel}^2, \dots$). Wartość oczekiwana wielkości niekomutujących z hamiltonianem zależy także od elementów pozadiagonalnych macierzy gęstości. Wielkości takie nazywamy *poprzecznymi* (np. $J_{\perp}, J_{\perp}^2, \dots$). Jak wynika z powyższego, nieznikanie wartości średniej wielkości poprzecznej oznacza istnienie spójności w układzie atomowym. Wniosek ten będzie często wykorzystywany w dalszej części artykułu.

II. Wprowadzenie spójności do układu atomowego

Wprowadzenie spójności do układu atomowego oznacza wytworzenie makroskopowego namagnesowania poprzecznego M_{\perp} , oznacza więc przekazanie układowi poprzecznego momentu pędu J_{\perp} . Pompowanie optyczne wytwarzające różnicę obsadzeń (pompowanie podłużne) polega na przekazaniu układowi atomowemu podłużnego momentu pędu J_{\parallel} . Efektywne przekazanie układowi J_{\perp} jest o tyle trudniejsze, że w tym przypadku istnieje dodatkowy czynnik relaksacyjny: ewolucja własna przekazanych układowi elementarnych poprzecznych momentów pędu (patrz równanie (1)).

1. Aby przeanalizować możliwości efektywnego pompowania poprzecznego rozpatrzmy następującą sytuację eksperymentalną. Niech stałe pole magnetyczne skierowane będzie wzdłuż osi z , i niech będzie obecne oddziaływanie przekazujące układowi atomowemu w sposób jednostajny moment pędu tak, że momenty atomowe ustawiane są wzdłuż osi x . Wytworzone w ten sposób poprzeczne momenty atomowe zaczynają wykonywać precesję larmorowską z częstotścią $\omega_0 = \gamma H_0$ (γ — stosunek gyromagnetyczny, H_0 — natężenie stałego pola magnetycznego) wokół kierunku H_0 . Jednocześnie zanikają one w wyniku różnych procesów relaksacyjnych (emisja spontaniczna, relaksacja przez światło, relaksacja w zderzeniach itp.). Oznaczmy prawdopodobieństwo zaniku momentu poprzecznego w jednostce czasu przez Γ . Będziemy chcieli obliczyć

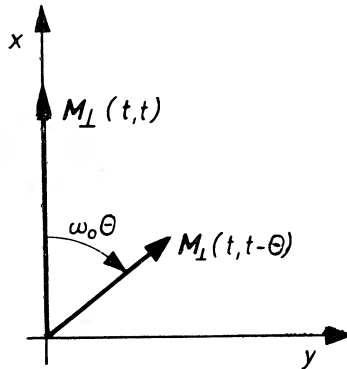
wypadkowe namagnesowanie poprzeczne układu w określonej chwili czasu. W tym celu oznaczmy przez $\mathbf{M}_\perp(t, t')$ tę część namagnesowania układu w chwili t , która pochodzi od namagnesowania wprowadzonego do układu w chwili t' . $\mathbf{M}_\perp(t, t)$ jest więc skierowane wzdłuż osi x (patrz rys. 1). $\mathbf{M}_\perp(t, t - \Theta)$ leży w płaszczyźnie xy tak, że tworzy z osią x kąt $\omega_0 \Theta$, a długość ma równą

$$|\mathbf{M}_\perp(t, t - \Theta)| = |\mathbf{M}_\perp(t - \Theta, t - \Theta)| e^{-r\Theta}.$$

Ponieważ założyliśmy, że poprzeczny moment pędu wprowadzany jest do układu w sposób jednostajny, to

$$|\mathbf{M}_\perp(t - \Theta, t - \Theta)| = |\mathbf{M}_\perp(t, t)| = \text{const} \stackrel{\text{ozn.}}{=} C.$$

Aby otrzymać wypadkowe namagnesowanie poprzeczne $\mathbf{M}_\perp(t)$, musimy dokonać sumowania wszystkich $\mathbf{M}_\perp(t, t - \Theta)$ wytworzonych w chwilach poprzedzających



Rys. 1. Modelowe przedstawienie wprowadzania spójności do układu atomowego

chwile t , a więc dla $0 \leq \Theta < \infty$. Sumowanie to najwygodniej jest przeprowadzić na składowych x i y namagnesowania, co daje

$$\left. \begin{aligned} M_x(t) &= \int_0^\infty C e^{-r\Theta} \cos \omega_0 \Theta d\Theta = C \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \omega_0^2}, \\ M_y(t) &= \int_0^\infty C e^{-r\Theta} \sin \omega_0 \Theta d\Theta = C \frac{\omega_0}{\Gamma^2 + \omega_0^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Tak więc długość i orientacja w płaszczyźnie xy namagnesowania wypadkowego dane są wzorami:

$$|\mathbf{M}_\perp(t)| = \frac{C}{\sqrt{\Gamma^2 + \omega_0^2}},$$

$$\text{tg}(\mathbf{M}_\perp, \text{ox}) = \frac{\omega_0}{\Gamma}.$$

Jak wynika z otrzymanych związków, wielkość namagnesowania wypadkowego zależy od wartości stałego pola magnetycznego (gdyż $\omega_0 = \gamma H_0$). Dla $\omega_0 \ll \Gamma$

moduł M_{\perp} jest maksymalny i M_{\perp} jest niemal równoległe do osi x . Przy wzroście stosunku $\frac{\omega_0}{\Gamma}$ moduł M_{\perp} maleje, a jednocześnie wzrasta kąt tworzony przez M_{\perp} z osią x . Dla $\frac{\omega_0}{\Gamma} \rightarrow \infty$ moduł M_{\perp} dąży do zera, a kąt (M_{\perp} , ox) dąży do $\pi/2$.

Podsumowując powyższe rozważania stwierdzamy, że przy jednostajnej generacji poprzecznego momentu pędu wypadkowe namagnesowanie poprzeczne jest znaczące, jeśli ω_0 nie jest znacznie większe niż Γ ($\omega_0 \gg \Gamma$), tzn. jeśli stałe pole magnetyczne jest względnie słabe. Zauważmy, że otrzymane namagnesowanie wypadkowe M_{\perp} jest w tym przypadku statyczne (nie zależy od czasu).

2. Trudność związaną z precesją larmorowską poprzecznych momentów atomowych można ominąć wprowadzając do układu J_{\perp} nie w sposób jednostajny, ale krótkimi impulsami zachodzącymi z częstością Larmora ω_0 . W tym przypadku otrzymamy znaczące wypadkowe namagnesowanie poprzeczne M_{\perp} niezależnie od wartości stałego pola magnetycznego. Nie będzie ono jednak statyczne, ale wykonywać będzie precesję wokół H_0 z częstością ω_0 .

3. Można wprowadzić spójność do układu atomowego na jeszcze innej drodze. Można mianowicie generować w układzie J_{\perp} wprawdzie w sposób jednostajny, ale nie w stałym kierunku, lecz wzdłuż półprostej wirującej wokół H_0 z częstością Larmora ω_0 . I w tym przypadku otrzymamy znaczące M_{\perp} niezależnie od wartości H_0 , i znów nie będzie ono statyczne, ale będzie wirować wokół H_0 z częstością ω_0 .

4. Kolejna metoda wprowadzania spójności do układu atomowego polega na jednostajnym wprowadzaniu momentu poprzecznego do układu, którego częstość larmorowska jest modulowana. Oznacza to, że prędkość precesji larmorowskiej jest periodycznie zmienna w czasie, co prowadzi do nierównomiernego rozkładu momentów atomowych w płaszczyźnie prostopadłej do H_0 . Globalne namagnesowanie poprzeczne $M_{\perp} \neq 0$ otrzymujemy w tym przypadku wówczas, gdy częstość z jaką modulowana jest częstość larmorowska równa jest samej częstości larmorowskiej. Namagnesowanie to jest statyczne.

Wszystkie opisane powyżej sposoby wprowadzenia spójności do układu atomowego mogą być (i zostały) zrealizowane doświadczalnie. Jako oddziaływanie wprowadzające do układu poprzeczny moment pędu służy najczęściej oddziaływanie z polem elektromagnetycznym, zorientowanym w przestrzeni tak, aby wyróżniany przez nie kierunek był poprzeczny w stosunku do H_0 . Zastosowane pole elektromagnetyczne musi być spolaryzowane kołowo, gdyż tylko wtedy niesie ono moment pędu. Opiszemy obecnie krótko odpowiednie doświadczenia, przy czym zachowamy podział na doświadczenia z atomami znajdującymi się w stanie podstawowym i wzbudzonym, gdyż jest on bardzo często spotykany w literaturze przeglądowej [5—8].

1. Pierwsza z omawianych przez nas metod wprowadzania spójności nosi dla stanu podstawowego nazwę pompowania poprzecznego w słabym polu magnetycznym. Została ona po raz pierwszy zrealizowana przez Lehmana

i Cohena-Tannoudji dla izotopów nieparzystych kadmu [9]. Dla stanów wzbudzonych otrzymany przez nas warunek $\omega_0 \gg \Gamma$ spełniony może być nie tylko w słabym polu magnetycznym, ale także w polach silniejszych, gdy dwa podpoziomy zeemanowskie ulegają degeneracji. Doświadczenie tego typu przeprowadzone zostało po raz pierwszy przez Frankena i współpracowników [10, 11] dla skończonych pól magnetycznych, a przez Hanlego [12] (patrz także [13]) dla pola zerowego. Doświadczenia te dały początek bardzo cennej metodzie pomiarów spektroskopowych nazywanej metodą przecinania poziomów (*level crossing*)³.

2. Drugi z opisanych powyżej sposobów wprowadzania spójności zrealizowany został dla stanów wzbudzonych Cd i Hg przez Dodda i in. [15, 16] oraz Aleksandrowa [17]. W doświadczeniach tych spójność wprowadzana była przy wzbudzeniu atomów krótkim impulsem świetlnym. Analogiczne doświadczenia przeprowadzono poddając układ atomowy oddziaływaniu z modulowaną wiązką świetlną. W przypadku stanu podstawowego otrzymujemy wówczas pompowanie poprzeczne światłem modulowanym, przeprowadzone po raz pierwszy przez Bella i Blooma dla atomów metali alkalicznych oraz helu [18]. W przypadku stanu wzbudzonego doświadczenia z wprowadzeniem spójności przez wzbudzenie światłem modulowanym zrealizowane zostały przez Aleksandrowa [19] oraz Corneya i Seriesa [20] dla kadmu oraz przez Skalińskiego, Kopystyńską i Ernsta [21] dla rtęci.

3. Trzeci z opisanych sposobów wprowadzania spójności jest najpopularniejszy, gdyż w ten sposób wprowadzona zostaje spójność w doświadczeniu rezonansu magnetycznego. Dzięki pompowaniu podłużnemu wytworzone zostaje w układzie atomowym namagnesowanie podłużne M_{\parallel} . Przyłożenie pola magnetycznego H_1 (częstości radiowej) wirującego z częstością Larmora ω_0 w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku H_0 powoduje zmianę kierunku tego namagnesowania, dzięki czemu powstaje jego składowa poprzeczna wirująca razem z polem H_1 . Doświadczenie rezonansu magnetycznego wygodnie jest analizować w układzie współrzędnych, wirującym wokół kierunku stałego pola magnetycznego z częstością pola H_1 . W układzie tym sytuacja jest analogiczna jak w pierwszej z metod wprowadzania spójności, z tym, że rolę H_0 gra H_1 . Jeśli przyjąć, że osie współrzędnych układu wirującego są x' , y' , z' , i że H_1 jest skierowane zgodnie z osią x' , to precesja momentów atomowych zachodzi w płaszczyźnie $y'z'$. Interesujące nas namagnesowanie poprzeczne jest skierowane wzdłuż osi y' i, zgodnie ze wzorem (2), wynosi

$$M_{y'}(t) = C' \frac{\gamma H_1}{\Gamma^2 + (\gamma H_1)^2} \quad (3)$$

Jak widać z powyższego wzoru, znaczące namagnesowanie poprzeczne otrzymuje się dla pośrednich natężeń pola rezonansowego H_1 . Dla małych H_1

³ Przeprowadzone zostało także interesujące doświadczenie, w którym przecinanie poziomów następowało w stanie dolnym badanego przejścia optycznego [14]. Doświadczenie to omówione będzie bliżej w dalszej części artykułu.

M_y jest małe ze względu na licznik ułamka występującego w równaniu (3), dla dużych H_1 — ze względu na jego mianownik. Otrzymane w ten sposób M_y jest w układzie wirującym statyczne, tak więc wracając do układu laboratoryjnego otrzymujemy namagnesowanie poprzeczne wirujące z częstością pola częstości radiowej ω_0 .

Omawiany obecnie sposób wprowadzania spójności może być, w przypadku stanu wzbudzonego, zrealizowany w bardziej bezpośredni sposób — przez modulację z częstością larmorowską płaszczyzny polaryzacji wiązki wzbudzającej. Doświadczenie takie przeprowadzone zostało dla Cd przez Aleksandrowa [22].

4. Czwarty sposób wprowadzenia spójności (modulacja częstości larmorowskiej), polegający na przekazywaniu momentu poprzecznego układowi atomowemu znajdującemu się w polu magnetycznym o modulowanym natężeniu $H = H_0 + H_1 \cos \omega_0 t$ ($\omega_0 = \gamma H_0$), nazywa się rezonansem parametrycznym. Został on zrealizowany dla stanu wzbudzonego Cd przez Aleksandrowa i in. [23] oraz Favre i Geneux [24]. W przypadku stanu podstawowego analogiczne doświadczenia przeprowadzili Polonsky i Cohen-Tannoudji dla ^{199}Hg [25] oraz Aleksandrow i in. dla Cs [26]. Doświadczenia z rezonansem parametrycznym są bardzo podobne do doświadczeń z rezonansem magnetycznym, różnią się one tylko kierunkiem pola magnetycznego częstości radiowej H_1 . Różnica ta ma istotne następstwa: w przypadku rezonansu parametrycznego pole to nie wymusza rzeczywistych przejść pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi, a więc nie poszerza otrzymywanych krzywych rezonansowych.

Istnienie spójności w układzie atomowym zmienia jego własności optyczne, możliwa jest więc detekcja wielkości poprzecznych na drodze czysto optycznej. Istnienie spójności statycznej w stanie wzbudzonym powoduje zmianę stopnia polaryzacji fluorescencji, w stanie podstawowym — zmianę współczynnika absorpcji dla spolaryzowanej wiązki świetlnej. Istnienie w układzie atomowym spójności, która nie jest statyczna (tzn. spójności, której częstość ewolucji jest różna od zera), prowadzi do szeregu efektów modulacyjnych. Modulacja fluorescencji z częstością larmorowską stanu wzbudzonego, świadcząca o istnieniu w tym stanie spójności, zaobserwowana została po raz pierwszy przez Seriesa i wsp. dla Hg [27]. Obserwowane przez siebie efekty nazwali oni dudnieniami świetlnymi (*light beats*). Analogiczne efekty modulacyjne dla stanu podstawowego, występujące w absorpcji, obserwowali po raz pierwszy Bell i Bloom [28] dla metali alkalicznych ⁴.

Optyczna detekcja wielkości poprzecznych prowadzona może być (analogicznie jak detekcja różnicy obsadzeń) nie tylko przez badanie oddziaływania z układem atomowym rezonansowej wiązki świetlnej, ale także wiązki pozarezonansowej. W tym przypadku obserwuje się wpływ makroskopowego

⁴ Ostatnio zaobserwowano także w absorpcji modulację z częstością rozszczepienia nadsubtelnego stanu podstawowego metali alkalicznych [29, 30], wynikającą z istnienia spójności pomiędzy podpoziomami nadsubtelnymi tego stanu.

namagnesowania poprzecznego pary na różne efekty o charakterze dyspersyjnym, takie jak skręcenie płaszczyzny polaryzacji [31, 32], dwójłomność [33, 34] itp.

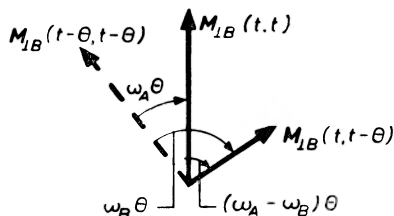
Na zakończenie tej części artykułu podamy kilka uwag uzupełniających. Po pierwsze, w doświadczeniach dotyczących stanów wzbudzonych wytwarza się na ogół (zarówno dla wielkości podłużnych jak poprzecznych) nie polaryzację, ale uporządkowanie. W tych przypadkach nie istnieje globalne namagnesowanie układu, w związku z czym podane powyżej modelowe rozumowanie nie może być zastosowane bezpośrednio. Tym niemniej otrzymane przez nas wnioski końcowe są słuszne i w tych przypadkach. Po drugie, wprowadzenie spójności do układu atomowego można zrealizować nie tylko przy wzbudzeniu optycznym, ale także przy wzbudzeniu przez zderzenie z elektronami. Wiele doświadczeń analogicznych do wymienionych powyżej zostało przeprowadzonych na tej drodze (patrz np. [35]). Po trzecie, należy odnotować, że ostatnio przeprowadzono kilka doświadczeń, w których wykorzystano podobne do opisanych powyżej, choć nieco odmienne warianty wprowadzenia spójności do układu atomowego (antyprzecinanie poziomów [36], wzbudzenie światłem o modulowanej częstotliwości [37], doświadczenia w zmiennych polach elektrycznych [38]).

III. Przekazywanie spójności

Jak już mówiliśmy, układ atomowy, w którym wytworzona jest różnica obsadzeń podpoziomów, wykazuje pewne nowe własności w stosunku do układu, w którym obsadzenia te są jednakowe, co prowadzi do szeregu nowych zjawisk i procesów. Jak następnie pokazaliśmy, analogiczne rozszerzenie pola badań otrzymujemy przez wprowadzenie do układu atomowego spójności, czyli orientacji poprzecznej. Jednakże nie do wszystkich układów lub stanów atomowych można wprowadzić orientację lub spójność na jednej z dróg opisanych w poprzedniej części artykułu (ze względu na np. nieosiągalną spektroskopowo długość fali potrzebnego promieniowania). Z tego względu istotne jest zbadanie procesów, w których wielkości te mogą być przeniesione z jednego układu do innego układu lub stanu. Przekazywanie orientacji realizowane jest już od dawna, przede wszystkim w tzw. zderzeniach wymiennych, wykorzystanych w tym celu po raz pierwszy przez Dehmelta [39]. W obecnej części artykułu zbadamy warunki, które muszą być spełnione przy przekazaniu spójności.

Założmy, że mamy dwa układy atomowe A i B , i że w układzie A istnieje spójność (inaczej mówiąc, makroskopowe namagnesowanie poprzeczne $M_{\perp A}$), której częstość ewolucji wynosi ω_A . Założmy następnie, że częstość własna układu B (tzn. częstość precesji larmorowskiej momentów atomowych tego układu) wynosi ω_B , i że w układzie tym nie ma spójności. Założmy wreszcie, że istnieje oddziaływanie, które w sposób jednostajny przenosi poprzeczny moment pędu z układu A do układu B . Opisana sytuacja jest bardzo podobna

do tej, którą analizowaliśmy przy wprowadzaniu spójności do układu atomowego, toteż rozumować będziemy teraz w sposób analogiczny. Przez $\mathbf{M}_{\perp B}(t, t')$ oznaczymy tę część wypadkowego namagnesowania poprzecznego układu B w chwili t , która pochodzi od namagnesowania wprowadzonego do tego układu w chwili t' . $\mathbf{M}_{\perp B}(t, t)$ i $\mathbf{M}_{\perp B}(t - \Theta, t - \Theta)$ (patrz rys. 2) nie są teraz równoległe, ale tworzą kąt $\omega_A \Theta$, gdyż $\mathbf{M}_{\perp A}$ wykonuje precesję z częstością ω_A , a pomiędzy $\mathbf{M}_{\perp A}(\tau)$ i $\mathbf{M}_{\perp B}(\tau, \tau)$ (τ — dowolne) istnieje stała w czasie relacja fazowa. Wobec



Rys. 2. Modelowe przedstawienie przekazywania spójności

tego $\mathbf{M}_{\perp B}(t, t - \Theta)$ tworzy z $\mathbf{M}_{\perp B}(t, t)$ kąt $(\omega_B - \omega_A) \Theta$. Długość $\mathbf{M}_{\perp B}(t, t - \Theta)$ wynosi

$$|\mathbf{M}_{\perp B}(t, t - \Theta)| = |\mathbf{M}_{\perp B}(t - \Theta, t - \Theta)| e^{-\Gamma_B \Theta}.$$

Analogicznie jak poprzednio zakładamy

$$|\mathbf{M}_{\perp B}(t - \Theta, t - \Theta)| = |\mathbf{M}_{\perp B}(t, t)| = \text{const} \stackrel{\text{ozn.}}{=} C''.$$

Aby otrzymać $\mathbf{M}_{\perp B}(t)$ dokonujemy sumowania wszystkich $\mathbf{M}_{\perp B}(t, t - \Theta)$ dla $0 \leq \Theta < \infty$. Jak łatwo zauważyć, otrzymujemy znaczące namagnesowanie poprzeczne w układzie B $\mathbf{M}_{\perp B}(t)$, gdy

$$|\omega_B - \omega_A| \gg \Gamma_B,$$

gdyż

$$|\mathbf{M}_{\perp B}(t)| = \frac{C''}{\sqrt{\Gamma_B^2 + (\omega_B - \omega_A)^2}},$$

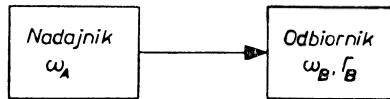
a

$$\text{tg}(\mathbf{M}_{\perp B}(t), \mathbf{M}_{\perp B}(t, t)) = \frac{\omega_B - \omega_A}{\Gamma_B}.$$

Zauważmy, że kierunek $\mathbf{M}_{\perp B}(t, t)$ jest związany z kierunkiem $\mathbf{M}_{\perp A}(t)$, a więc $\mathbf{M}_{\perp B}(t)$ jest skrócone w stosunku do $\mathbf{M}_{\perp A}(t)$. Skrócenie to nie zależy od czasu, skąd wynika, że ewolucja wypadkowego namagnesowania poprzecznego układu B $\mathbf{M}_{\perp B}$ zachodzi z tą samą częstością co ewolucja wypadkowego namagnesowania poprzecznego układu A $\mathbf{M}_{\perp A}$, a więc z częstością układu A .

Powyższe wnioski pozwalają sformułować analogię z układami elektrycznymi. Wyobraźmy sobie (rys. 3), że mamy nadajnik emitujący sygnał o czę-

stości ω_A i odbiornik nastrojony na częstotliwość ω_B , którego pasmo przenoszenia ma szerokość Γ_B . Sygnał z nadajnika przekazywany jest do odbiornika. Jak wiadomo, odbiór jest najlepszy (tzn. sygnał indukowany w odbiorniku jest największy), gdy częstotliwości obu układów są równe: $\omega_B = \omega_A$. Odbiór następuje także, gdy różnica częstotliwości nie przekracza szerokości pasma przenoszenia odbiornika ($|\omega_B - \omega_A| \not\gg \Gamma_B$). Sygnał indukowany w odbiorniku jest wówczas mniejszy, ale ma on częstotliwość sygnału emitowanego przez nadajnik (ω_A). Jednocześnie, w wyniku różnicy częstotliwości obu układów, sygnały te są prze-



Rys. 3. Analogia pomiędzy przekazywaniem spójności a przekazywaniem sygnału pomiędzy dwoma układami elektrycznymi

sunięte względem siebie w fazie, co jest odpowiednikiem skręcenia namagnesowania obu układów $M_{\perp B}$ i $M_{\perp A}$.

Na zakończenie tej części artykułu zwróćmy uwagę, że gdy w poprzedniej części artykułu omawialiśmy drogi, na których wprowadzić można do układu atomowego spójność ewoluującą z częstotliwością ω_0 (przypadki 2 i 3), zakładaliśmy zgodność częstotliwości, z którą zmienne jest oddziaływanie i częstotliwości własnej układu. Było to uproszczenie; częstotliwości te mogą się różnić, ale spełniony musi być warunek $\Delta\omega \not\gg \Gamma$. Warunek ten otrzymuje się w wyniku rozumowania takiego jak przeprowadzone powyżej (spójność wprowadzana jest z częstotliwością ω_A do układu o częstotliwości własnej ω_B i szerokości poziomu Γ_B). Tak więc wprowadzenie i przekazanie spójności są procesami w pełni analogicznymi. W obu przypadkach zachodzi przekazanie wielkości poprzecznej — poprzecznego momentu pędu — między dwoma układami. W pierwszym przypadku układami tymi są pole elektromagnetyczne (ewentualnie wiązka elektronów) i układ atomowy, w drugim — dwa układy (lub stany) atomowe.

IV. Przegląd doświadczeń z przekazywaniem spójności

Przekazanie spójności między dwoma stanami tego samego układu atomowego odbywa się najczęściej w oddziaływaniu z polem promieniowania (wiązką świetlną). Pierwsze doświadczenie tego rodzaju przeprowadzone zostało w następujący sposób.

1. Układ atomowy poddany został pompowaniu optycznemu (podłużnemu), dzięki czemu wytworzone zostało w stanie podstawowym makroskopowe namagnesowanie podłużne. Przeprowadzenie w tym stanie doświadczenia rezonansu magnetycznego spowodowało powstanie składowej poprzecznej namagnesowania, a więc także spójności hertzowskiej. Następnie atomy były wzbudzone optycznie i obserwowano fluorescencję rezonansową. Stwierdzono, że

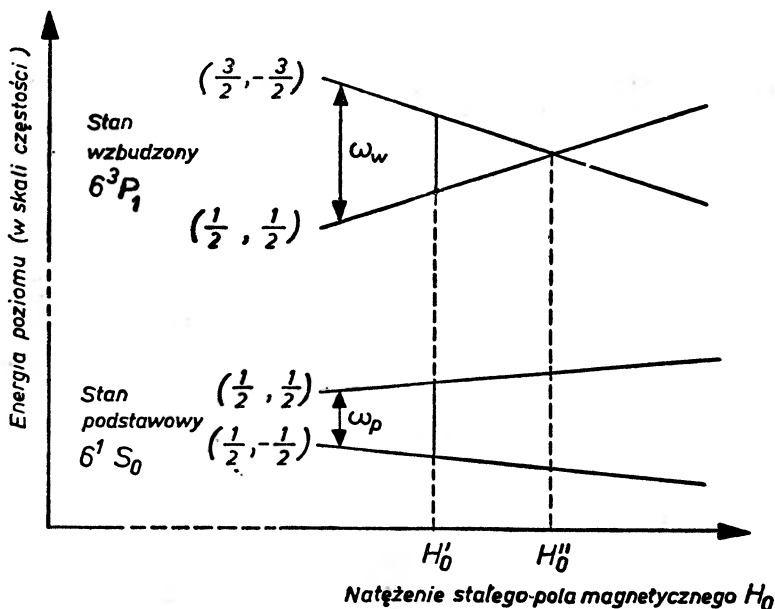
fluorescencja ta modulowana była z częstością larmorowską stanu podstawowego. Oznacza to istnienie w stanie wzbudzonym namagnesowania poprzecznego, którego zmienność czasowa zachodzi z częstością Larmora stanu podstawowego ω_p . Tak więc przy wzbudzeniu optycznym spójność zostaje przeniesiona ze stanu podstawowego do stanu wzbudzonego⁵. Zgodnie z rozważaniami przeprowadzonymi w poprzedniej części artykułu, efekt ten powinien wystąpić wówczas, gdy spełniony jest warunek $|\omega_w - \omega_p| \gg \Gamma_w$, gdzie ω_w — częstość larmorowska stanu wzbudzonego, Γ_w — szerokość tego poziomu. Badanie amplitudy modulacji w funkcji natężenia stałego pola magnetycznego H_0 (ω_p i ω_w są zależne od H_0) w pełni potwierdziło ten wniosek. Odpowiednie doświadczenia przeprowadzone zostały przez Cohena-Tannoudji dla ^{199}Hg [40] i Rosińskiego dla Na [41]. Przeniesienie spójności przy wzbudzeniu optycznym zostało także zastosowane do badania niszczenia spójności w stanie wzbudzonym w zderzeniach z atomami gazów szlachetnych [42, 43].

2. W omówionych powyżej doświadczeniach warunek $|\omega_w - \omega_p| \gg \Gamma_w$ spełniany był przez zastosowanie stałego pola magnetycznego o dostatecznie niewielkim natężeniu. Warunek ten może być spełniony nie tylko w okolicy $H_0 = 0$, ale także w polach dużych, w pobliżu punktu przecinania podpoziomów stanu wzbudzonego. Częstość odpowiadająca różnicy energii tych podpoziomów staje się wówczas niewielka i dla pewnej wartości stałego pola magnetycznego (w pobliżu punktu przecięcia) częstości stanu podstawowego i wzbudzonego są takie same. Dla tej wartości $H_0(H'_0)$ i dla wartości sąsiednich z obszaru, w którym spełniony jest warunek $|\omega_w - \omega_p| \gg \Gamma_w$, przeniesienie spójności ze stanu podstawowego do wzbudzonego jest możliwe. Odpowiednie doświadczenie przeprowadzili Quarré i Omont [44] dla ^{199}Hg . Rys. 4 przedstawia energie interesujących nas podpoziomów ^{199}Hg w funkcji H_0 w otoczeniu punktu przecinania podpoziomów stanu wzbudzonego H'_0 . Poziomy oznaczane są przez (F, m_F) . Spójność w stanie podstawowym wytwarzana była przez zastosowanie podłużnego pompowania optycznego i rezonansu magnetycznego w stanie podstawowym. Wiązka pompująca służyła także do przeniesienia spójności do stanu wzbudzonego. Przeniesienie spójności stwierdzono przez obserwację modulacji fluorescencji z częstością stanu podstawowego ω_p . Warunek $|\omega_w - \omega_p| \gg \Gamma_w$ został potwierdzony doświadczalnie przez badanie amplitudy tej modulacji w funkcji H_0 .

3. Przeanalizujmy dalsze losy spójności przeniesionej ze stanu podstawowego do wzbudzonego przy wzbudzeniu optycznym. Atomy wzbudzone powracają do stanu podstawowego przez spontaniczną emisję promieniowania rezonansowego. I w tym procesie przekazywana może być spójność.

⁵ Z modulacji fluorescencji z częstością larmorowską stanu podstawowego nie zawsze wynika przeniesienie spójności ze stanu podstawowego do stanu wzbudzonego. Istnienie spójności w stanie podstawowym może się ujawniać w stanie wzbudzonym przez oscylacje namagnesowania *podłużnego* tego stanu z częstością stanu podstawowego, co także prowadzi do modulacji fluorescencji. Na ogół możliwe jest odróżnienie od siebie tych dwóch efektów przez odpowiedni dobór polaryzacji wiązek wzbudzającej i fluorescencyjnej.

Powrót spójności do stanu podstawowego przejawiać się może w różny sposób. Spójność ta jest w stosunku do spójności istniejącej w stanie podstawowym przesunięta w fazie (pokazaliśmy w części III, że $M_{\perp B}$ jest skrócone w stosunku do $M_{\perp A}$). W wyniku tego średnia częstość larmorowska stanu podstawowego ulega niewielkiej zmianie, co przejawia się przez przesunięcie



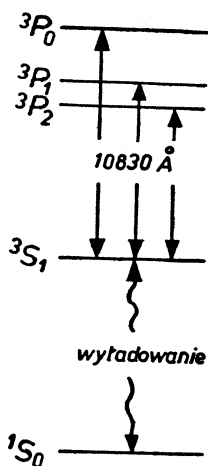
Rys. 4. Schemat poziomów energetycznych ^{199}Hg w pobliżu punktu przecięcia podpoziomów stanu wzbudzonego

linii rezonansu magnetycznego w stanie podstawowym. Efekt taki obserwowany był przez Cohena-Tannoudji dla ^{199}Hg [40].

Z drugiej strony, doświadczenia przeprowadzone przez Partridge'a i Seriesa dla ^4He [45] pokazały, że cyrkulacja spójności w cyklu pompowania optycznego jest przyczyną efektów modulacyjnych wyższych rzędów, występujących w absorpcji. W helu stanem, w którym prowadzi się pompowanie optyczne, jest nie stan podstawowy 1S_0 , ale stan metatrwały 3S_1 , przy czym pompowanie zachodzi poprzez najbliższy stan tripletowy $^3P_{0,1,2}$ (patrz rys. 5). Istnienie spójności w stanie podstawowym (tutaj — metatrwałym 3S_1) prowadzi do modulacji absorpcji (patrz część II). Analizując tę sytuację w sposób bardziej szczegółowy przekonać się można, że ponieważ stan 3S_1 rozszczepia się na trzy podpoziomy zeemanowskie (dla ^4He spin jądrowy $I = 0$), to modulacja ta zachodzi na częstościach ω_p i $2\omega_p$. Partridge i Series pokazali, że w wyniku cyrkulacji spójności w cyklu pompowania optycznego, w absorpcji powinny pojawić się także modulacje na częstościach wyższych ($n\omega_p$, $n > 2$). Przewidywania te zostały przez nich potwierdzone doświadczalnie.

Jak stwierdziliśmy w poprzedniej części artykułu, przeniesienie spójności jest możliwe, jeśli spełniony jest warunek $|\omega_B - \omega_A| \gg I_B$. W omawianej sytuacji ω_B

jest to częstość larmorowska stanu podstawowego ω_p , Γ_B — szerokość tego poziomu Γ_p , ω_A — częstość ewolucji spójności w stanie wzbudzonym. Spójność ta została jednak przeniesiona ze stanu podstawowego, a więc jej częstość ewolucji jest to częstość stanu podstawowego ω_p . Lewa strona warunku częstości jest jednak niekoniecznie zerem, gdyż spójność przenoszona ze stanu podstawowego do wzbudzonego i spójność powracająca ze stanu wzbudzonego do



Rys. 5. Schemat poziomów energetycznych helu

podstawowego mogą być spójnościami pomiędzy różnymi podpoziomami stanu podstawowego (zależy to od kierunku i polaryzacji wiązki wzbudzającej).

Jeśli lewa strona warunku częstości jest zerem, to jest on spełniony bezwarunkowo, a więc spójność przenoszona jest ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego przy każdej wartości stałego pola magnetycznego. W tym wypadku warunkiem na cyrkulację spójności w cyklu pompowania optycznego jest warunek na jej przeniesienie przy wzbudzeniu $|\omega_w - \omega_p| \gg \Gamma_w$ (przeniesienie spójności w emisji nie wnosi dodatkowego ograniczenia). Jeśli lewa strona warunku częstości nie jest zerem, to przybiera on postać $k\omega_p \gg \Gamma_p$ (k — całkowite). Warunek ten jest wówczas warunkiem częstości na cyrkulację spójności w cyklu pompowania optycznego, gdyż jest on zazwyczaj znacznie mocniejszy od warunku częstości na przeniesienie spójności ze stanu podstawowego do wzbudzonego $|\omega_w - \omega_p| \gg \Gamma_w$ (w typowych przypadkach Γ_w jest o kilka rzędów wielkości większe niż Γ_p).

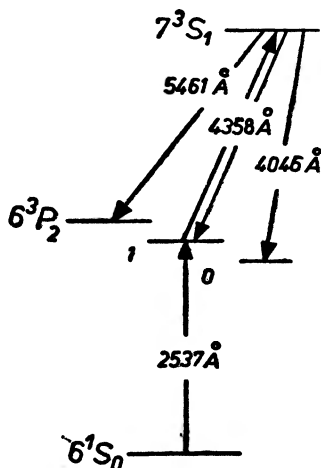
Sformułowane wyżej wnioski zostały w pełni potwierdzone przez cytowane powyżej doświadczenia. Pierwszy z omawianych przypadków ($k = 0$) realizowany był w doświadczeniu Cohena-Tannoudji z przesunięciem linii rezonansu magnetycznego w stanie podstawowym, drugi ($k \neq 0$) — w doświadczeniu Partridge'a i Seriesa z efektami modulacyjnymi wyższych rzędów w absorpcji.

4. Przekazanie spójności następować może nie tylko w oddziaływaniu z wiązką świetlną, ale także w zderzeniach atomowych. Dla tego przypadku typowe jest przekazanie spójności pomiędzy różnymi układami atomowymi. Najprostsze ideowo doświadczenie tego typu wygląda następująco. Zbiór atomów A jest pompowany optycznie i w stanie podstawowym realizowany jest rezonans magnetyczny, tak że do zbioru tego wprowadzana jest spójność. Atomy A znajdują się w obecności atomów B . W wyniku zderzeń wymiennych następuje zorientowanie atomów B . Przekazanie spójności z A do B może być wykryte przez badanie absorpcji spolaryzowanej wiązki światła rezonansowego dla atomów B . Jeśli spójność jest przekazywana, to wiązka ta powinna być po przejściu przez komórkę absorpcyjną modulowana z częstością larmorowską układu A . Badania takie prowadzone są w Warszawie (IF PAN i IFD UW [46]) dla mieszaniny Rb—Cs, i ich wstępne wyniki wskazują na istnienie tego efektu. Doświadczenia te prowadzone są przy ustalonym natężeniu stałego pola magnetycznego, a więc warunek częstości nie jest badany w sposób systematyczny. Pompowanie optyczne i rezonans magnetyczny wytwarzają spójność w Rb i prowadzi się poszukiwania modulacji wiązki Cs z częstością larmorowską Rb. Wydaje się, że można tutaj badać następnie przekazanie spójności z powrotem z Cs do Rb, analogicznie jak w cyklu pompowania optycznego.

5. Jako cel tego rodzaju badań podaje się często zastosowanie techniki związanej ze zjawiskami spójności (*coherence spectroscopy*) do układów atomowych nieosiągalnych spektroskopowo (analogicznie jak zderzenia wymienne pozwalają rozciągnąć na takie układy technikę podłużnego pompowania optycznego). W tym przypadku doświadczenie wyglądać musi nieco inaczej. Pompowanie optyczne prowadzimy w układzie B , a następnie przekazujemy orientację do układu A w zderzeniach wymiennych $A—B$. Istnienie orientacji w A pozwala zrealizować rezonans magnetyczny i wprowadzić do A spójność. Spójność ta zostaje następnie przekazana przez zderzenia do B , co obserwuje się przez modulację absorpcji światła rezonansowego układu B z częstością układu A . Doświadczenie takie przeprowadzili Ruff i Carver [47] dla mieszaniny H—Na. Układem nieosiągalnym spektroskopowo jest tutaj wodór, którego linia rezonansowa leży w bardzo dalekim nadfiolecie (L_a — ok. 1200 Å). W doświadczeniu tym, przeprowadzonym tak jak opisano powyżej, zaobserwowano modulację absorpcji wiązki sodowej z częstością larmorowską wodoru. Analiza zależności występowania efektu od natężenia stałego pola magnetycznego nie była prowadzona.

6. W zderzeniach nastąpić może także przekazanie spójności pomiędzy dwoma stanami tego samego układu atomowego. Taka specyficzna sytuacja ma miejsce dla ^3He . Układ poziomów energetycznych He omawiany był już poprzednio dla przypadku $^4\text{He}\cdot^3\text{He}$, w przeciwieństwie do ^4He , ma strukturę nadsubtelną ($I = 1/2$), co powoduje, że stan podstawowy 1S_0 (patrz rys. 5) ma nie jeden, ale dwa podpoziomy zeemanowskie. Pompowanie prowadzi się jak poprzednio linią 10830 Å w stanie metatrwałym 3S_1 . W wyniku zderzeń atomów metatrwałych z atomami znajdującymi się w stanie podstawowym

nastąpić może wymiana metatrwałości. Dla atomów ^4He efekt ten jest nieobserwowalny, ponieważ ze względu na nieobecność spinu jądrowego sytuacja przed zderzeniem jest identyczna jak po zderzeniu. Dla atomów ze spinem jądrowym (^3He) nie jest już tak, gdyż podczas zderzenia zachowana zostaje orientacja jądra (pompowanie optyczne w stanie 3S_1 orientuje zarówno moment pędu elektronowy, jak i jądrowy), tak że w wyniku zderzeń z wymianą metatrwałości wytworzona zostaje orientacja jądrowa w stanie podstawowym 1S_0 . Wobec tego w stanie tym można przeprowadzić doświadczenie rezonansu magnetycznego. Wytworzona na tej drodze spójność zostaje potem przekazana w zderzeniach do stanu metatrwałego, i jest w tym stanie wykrywana przez modulację absorpcji wiązki świetlnej o długości fali 10830 Å z częstością Lar-



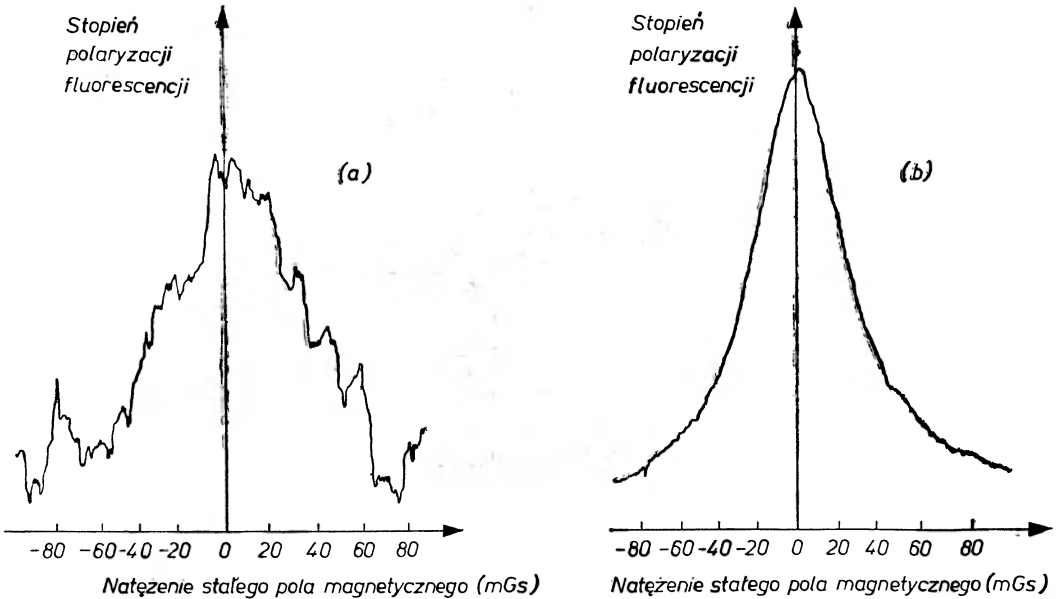
Rys. 6. Schemat poziomów energetycznych izotopów parzystych rtęci

mora rezonansu jądrowego w stanie 1S_0 . Mamy tutaj znów do czynienia z układem nieosiągalnym spektroskopowo (długość fali rezonansowej linii singletowej He wynosi ok. 600 Å). I w tym doświadczeniu, przeprowadzonym przez Partridge'a i Seriesa [48], nie badano efektu w funkcji H_0 .

7. We wszystkich omawianych dotąd doświadczeniach spójność w układzie wyjściowym nie była statyczna. Przekazywanie spójności statycznej przy wzbudzeniu optycznym obserwowane było przez Kibble'a i Pancharatnama [14]. W doświadczeniu tym badano efekt Hanlego we fluorescencji schodkowej ^{198}Hg (patrz schemat poziomów energetycznych izotopów parzystych rtęci — rys. 6). Spójność statyczna w stanie wzbudzonym 6^3P_1 generowana była przez wzbudzenie w słabym polu magnetycznym. Spójność ta była następnie przenoszona do stanu 7^3S_1 przy wzbudzeniu schodkowym linią 4358 Å ($7^3S_1 \leftarrow 6^3P_1$). Istnienie spójności w stanie 7^3S_1 obserwowano poprzez zmiany stopnia polaryzacji fluorescencji schodkowej ($7^3S_1 \rightarrow 6^3P_{2,1,0}$).

8. Doświadczenie z przekazaniem spójności statycznej w zderzeniach przeprowadzone zostało przez Gougha [49]. W pracy tej spójność statyczna

wprowadzana była do stanu wzbudzonego układu A (Hg) przez wzbudzenie w słabym polu magnetycznym (metoda Hanlego). W zderzeniach atomów A z atomami B (Cd) następowało przekazanie wzbudzenia optycznego. Aby stwierdzić, czy w zderzeniach tych następowało także przekazanie spójności, badano stopień polaryzacji fluorescencji uczulonej Cd. Wynikający z przeprowadzonej przez nas analizy warunek częstości daje w tym przypadku $\omega_B \gg \Gamma_B$, gdyż $\omega_A = 0$ (spójność statyczna). Warunek ten został potwierdzony doświadczalnie, gdyż zaobserwowano we fluorescencji uczulonej Cd sygnał hanlowski o szerokości odpowiadającej szerokości poziomu wzbudzonego kadmu,



Rys. 7. Efekt Hanlego we fluorescencji uczulonej (a) i we fluorescencji rezonansowej (b) kadmu (z pracy Gougha [49])

a nie rtęci. Pokazuje to rys. 7, na którym przedstawiono krzywe hanlowskie zaobserwowane we fluorescencji uczulonej i we fluorescencji rezonansowej kadmu. Jak widać, szerokości tych krzywych są zbliżone, podczas gdy szerokość sygnału hanlowskiego dla rtęci jest ok. 20 razy większa.

Doświadczenie przeprowadzone przez Gougha było następnie dyskutowane przez Seriesa [50] oraz Chérona i Barrata [51]. Rozważania tych ostatnich sugerują, że stosowany w niniejszym artykule sposób interpretowania doświadczeń z przekazywaniem spójności w zderzeniach atomowych jest nieco uproszczony. Niedoskonałość tego podejścia wynika niewątpliwie z niedostatecznej wiedzy o własnościach oddziaływania, w którym następuje przekazanie spójności.

Zakładaliśmy dotąd, że oddziaływanie przenosi moment pędu w sposób jednostajny. W celu uściślenia tego podejścia należy więc odpowiedzieć na pytanie, czy tak jest w omawianych przypadkach, oraz na ile zmienia sytuację odstępstwo od tego założenia⁶.

Posiadanie takiej wiedzy jest tym bardziej utrudnione, że omawiane ostatnio zderzenia atomowe różnią się od siebie dość znacznie. W doświadczeniu Ruffa i Carvera (wymiana spinowa) zarówno energia przekazywana w zderzeniach, jak i różnica energetyczna są małe w porównaniu z energiami termicznymi (kT). W doświadczeniu Partridge'a i Seriesa (wymiana metatrwałości) energia przekazywana jest duża w porównaniu z kT , ale różnica energetyczna jest równa zeru, gdyż atomy są tego samego rodzaju. Wreszcie w doświadczeniu Gougha (wymiana wzbudzenia) zarówno energia przekazywana, jak i różnica energetyczna są duże w porównaniu z kT .

Niejasności te można próbować wyjaśnić prowadząc dalsze badania eksperymentalne, ze szczególnym zwróceniem uwagi na własności oddziaływania, w którym następuje przekazanie spójności. Niektóre z takich doświadczeń zostały już zasugerowane w trakcie tych rozważań, jeszcze innym może być zasugerowane przez Gougha doświadczenie z przekazaniem spójności ewoluującej z częstością różną od zera w doświadczeniu z fluorescencją uczuloną. W tym przypadku należałoby przeprowadzić w stanie wzbudzonym układu A doświadczenie rezonansu magnetycznego, a następnie szukać modulacji fluorescencji uczulonej układu B z częstością Larmora stanu wzbudzonego układu A . Podobnych możliwości jest zresztą wiele i należy się spodziewać, że doświadczenia tego typu zostaną przeprowadzone.

Na zakończenie artykułu wspomnijmy, że przekazywanie spójności zachodzi także w zjawisku spójnej dyfuzji promieniowania rezonansowego [53]. W tym przypadku spójność pozostaje w tym samym stanie (jest to stan wzbudzony) tego samego układu atomowego, ale przeniesiona zostaje z jednego atomu do innego przez foton promieniowania rezonansowego. Proces ten przejawia się przez zwięzienie linii rezonansu magnetycznego w stanie wzbudzonym (rezonans magnetyczny służy także do wprowadzenia spójności do tego stanu). Warto dodać, że właśnie przy opisie spójnej dyfuzji promieniowania rezonansowego po raz pierwszy zastosowane zostało pojęcie spójności hertzowskiej.

Abstract: The possibilities of generation of hertzian coherence in an atomic system, and the transfer of the coherence to another atomic system or state are discussed in a uniform way. The detailed review of experiments on the transfer of coherence from one atomic system to another atomic system or state is given.

⁶ Przekazywanie spójności w oddziaływaniu z polem promieniowania opisane jest (w każdym razie w niezbyt złożonych przypadkach) przez kwantową teorię cyklu pompowania optycznego (Barrat i Cohen-Tannoudji [52]). Przekazywanie spójności w zderzeniach atomowych opisywane jest jak dotychczas jedynie fenomenologicznie.

- [1] T. Skaliński, *Postepy Fizyki*, **9**, 515 (1958).
- [2] T. Skaliński, *Postepy Fizyki*, **13**, 27 (1962).
- [3] T. Skaliński, *Postepy Fizyki*, **18**, 131 (1967).
- [4] T. Dohnalik, W. Winiarczyk, *Postepy Fizyki*, **19**, 557 (1968).
- [5] G. W. Series, *Rep. Progr. Phys.*, **22**, 280 (1959).
- [6] J. Brosell, *Quantum Optics and Electronics*, Gordon and Breach, New York 1965, str. 187.
- [7] G. zu Putlitz, *Ergebnisse exakt. Naturwiss.*, **37**, 105 (1965).
- [8] C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler, *Progress in Optics*, vol. 5, North-Holland, Amsterdam 1966, str. 1.
- [9] J. C. Lehmann, C. Cohen-Tannoudji, *CR Acad. Sci. (France)*, **258**, 4463 (1964).
- [10] F. D. Colegrove, P. A. Franken, R. R. Lewis, R. H. Sands, *Phys. Rev. Letters*, **3**, 420 (1959).
- [11] P. A. Franken, *Phys. Rev.*, **121**, 508 (1961).
- [12] W. Hanle, *Ergebnisse exakt. Naturwiss.*, **4**, 214 (1925).
- [13] A. C. G. Mitchell, M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, At the University Press, Cambridge 1961.
- [14] B. P. Kibble, S. Pancharatnam, *Proc. Phys. Soc.*, **86**, 1351 (1965).
- [15] J. N. Dodd, R. D. Kaul, D. M. Warrington, *Proc. Phys. Soc.*, **84**, 176 (1964).
- [16] J. N. Dodd, W. J. Sandle, D. Zissermann, *Proc. Phys. Soc.*, **92**, 497 (1967).
- [17] E. B. Aleksandrow, *Optika i Spektrosk.*, **17**, 957 (1964).
- [18] W. E. Bell, A. L. Bloom, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 280 (1961).
- [19] E. B. Aleksandrow, *Optika i Spektrosk.*, **14**, 436 (1963).
- [20] A. Corney, G. W. Series, *Proc. Phys. Soc.*, **83**, 207, 213 (1964).
- [21] T. Skaliński, A. Kopystyńska, K. Ernst, *Bull. Acad. Polon. Sci. Sér. Sci. Math. Astron. Phys.*, **13**, 851 (1965).
- [22] E. B. Aleksandrow, *Optika i Spektrosk.*, **19**, 452 (1965).
- [23] E. B. Aleksandrow, O. W. Konstantinow, W. I. Perel, W. A. Chodowoj, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **45**, 503 (1963).
- [24] C. J. Favre, E. Geneux, *Phys. Letters*, **8**, 190 (1964).
- [25] N. Polonsky, C. Cohen-Tannoudji, *CR Acad. Sci. (France)*, **260**, 5231 (1965); **261**, 369 (1965).
- [26] E. B. Aleksandrow, O. W. Konstantinow, W. I. Perel, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **49**, 97 (1965).
- [27] J. N. Dodd, G. W. Series, M. J. Taylor, *Proc. Roy. Soc.*, **A273**, 41 (1963).
- [28] W. E. Bell, A. L. Bloom, *Phys. Rev.*, **107**, 1559 (1957).
- [29] A. H. Firester, T. R. Carver, *Phys. Rev. Letters*, **17**, 947 (1966); *Phys. Rev.*, **164**, 76 (1967).
- [30] B. S. Mathur, H. Tang, R. Bulos, W. Happer, *Phys. Rev. Letters*, **21**, 1035 (1968).
- [31] J. Manuel, C. Cohen-Tannoudji, *CR Acad. Sci. (France)*, **257**, 413 (1963).
- [32] W. Happer, B. S. Mathur, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 577 (1967).
- [33] S. Pancharatnam, *Phys. Letters*, **27A**, 509 (1968).
- [34] F. Laloë, M. Leduc, P. Minguzzi, *CR Acad. Sci. (France)*, **266B**, 1517 (1968); **267B**, 328 (1968).
- [35] H. H. Stroke, *Phys. Today*, **19**, 55 (1966).
- [36] H. Wieder, T. G. Eck, *Phys. Rev.*, **153**, 103 (1967).
- [37] G. D. Chapman, *Proc. Phys. Soc.*, **92**, 1070 (1967).
- [38] E. Geneux, *Optical Pumping and Atomic Line Shape, Proceedings of the International Conference OPALS, Warsaw 1968*, PWN, Warszawa 1969, str. 55.
- [39] H. G. Dehmelt, *Phys. Rev.*, **109**, 381 (1958).
- [40] C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys. (France)*, **7**, 423, 469 (1962).

- [41] K. Rosiński, *Bull. Acad. Polon. Sci. Sér. Sci. Math. Astron. Phys.*, **12**, 497 (1964); *Acta Phys. Polon.*, **31**, 107, 173 (1967).
- [42] M. Łukaszewski, K. Rosiński, *Bull. Acad. Polon. Sci. Sér. Sci. Math. Astron. Phys.*, **16**, 359 (1968).
- [43] M. Łukaszewski, A. Sieradzan, *Bull. Acad. Polon. Sci. Sér. Sci. Math. Astron. Phys.*, **16**, 677 (1968).
- [44] F. Quarré, A. Omont, *CR Acad. Sci. (France)*, **263B**, 41 (1966).
- [45] R. B. Partridge, G. W. Series, *Proc. Phys. Soc.*, **88**, 969 (1966).
- [46] Sz. Bauch, K. Rosiński (informacja prywatna).
- [47] G. A. Ruff, T. R. Carver, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 282 (1965).
- [48] R. B. Partridge, G. W. Series, *Proc. Phys. Soc.*, **88**, 983 (1966).
- [49] W. Gough, *Proc. Phys. Soc.*, **90**, 287 (1967).
- [50] G. W. Series, *Proc. Phys. Soc.*, **90**, 1179 (1967).
- [51] B. Chéron, J. P. Barrat, *CR Acad. Sci. (France)*, **266B**, 1324 (1968).
- [52] J. P. Barrat, C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. Rad.*, **22**, 323, 443 (1961).
- [53] J. P. Barrat, *J. Phys. Rad.*, **20**, 541, 633, 657 (1959).

Tadeusz Kornalewski

Institut Fizyki
Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Spektrofotometria heterochromatyczna

Heterochromatic Spectrofotometry

1. Wstęp

W artykule niniejszym omawiane są zagadnienia związane z pomiarem względnych natężeń linii widmowych. Termin spektrofotometria używany jest tu w wąskim znaczeniu fotometrii widm atomowych.

Metoda pomiaru stosunku natężeń linii widmowych została opracowana w okresie międzywojennym, kiedy spektroskopia atomowa przeżywała szczytowy rozwój [1]. Ponieważ czułość stosowanego detektora promieniowania oraz parametry układu dyspersyjnego zależą na ogół od długości fali, dla wyznaczenia względnych natężeń linii różniących się znacznie długością fali trzeba stosować metodę spektrofotometrii heterochromatycznej. Konieczne jest wówczas użycie pomocniczego źródła o znanym rozkładzie widmowym. Natężenia badanych linii nie porównuje się wtedy bezpośrednio między sobą, lecz natężenie każdej z linii porównuje się z natężeniem lampy normalnej dla odpowiedniej długości fali. Znajomość zależności natężenia promieniowania lampy normalnej od długości fali pozwala wyznaczyć szukany stosunek natężeń linii widmowych.

Postęp w spektrofotometrii związany jest głównie z postępem w technice rejestracji promieniowania. Dawniej, najczęściej stosowanym w spektrofotometrii detektorem promieniowania była płyta fotograficzna. Produkcja bardzo czułych ftopowielaczy z fotokatodami uczulanymi na szeroki obszar widmowy oraz rozwój elektroniki, umożliwiając powszechne zastępowanie rejestracji fotograficznej przez rejestrację fotoelektryczną. Jednak w pewnych wypadkach, dzięki swej własności kumulacji promieniowania w czasie, płyta fotograficzna pozostaje niezastąpionym detektorem promieniowania. Zasada spektrofotometrii heterochromatycznej pozostaje niezmienna, niezależnie od rodzaju stosowanego

detektora. Mimo że idea tej metody jest bardzo prosta, pomiary takie są trudne, stwarzając dużo możliwości pojawienia się błędów systematycznych. Szczególnej ostrożności wymagają pomiary przy stosowaniu rejestracji fotograficznej.

2. Podstawy spektrofotometrii

2.1. Oświetlenie w widmie wytworzonym przez spektrograf

Przy stosowaniu rejestracji fotograficznej miarą natężenia badanego promieniowania jest oświetlenie płyty fotograficznej. Istotny jest więc związek między natężeniem promieniowania wysyłanego przez badane źródło światła a wielkością oświetlenia w widmie wytworzonym przez spektrograf. Poniższe rozważania, odnoszące się bezpośrednio do fotograficznej metody rejestracji, dotyczą również innych metod detekcji.

Niech x będzie współrzędną określającą położenie linii widmowej na płycie fotograficznej spektrografu. Wówczas każdej długości fali λ odpowiada na płycie obraz szczeliny, którego środek ma współrzędną x . Również odwrotnie, każdej wartości współrzędnej x odpowiada pewna długość fali λ . Dyspersja liniowa spektrografu jest określona wzorem

$$D = \frac{dx}{d\lambda}. \quad (2.1)$$

Niech źródło światła wysyła w ciągu sekundy, w jednostkowy kąt bryłowy, w przedziale długości fali $\lambda \div \lambda + d\lambda$, energię $I(\lambda)d\lambda$. Na jednostkę szerokości szczeliny spektrografu pada w ciągu 1 sek, w przedziale długości fali $\lambda \div \lambda + d\lambda$, energia $K(\lambda)I(\lambda)d\lambda$, gdzie $K(\lambda)$ charakteryzuje układ optyczny oświetlający szczelinę spektrografu.

Gdyby oświetlić szczelinę falą ściśle monochromatyczną o długości $\lambda_0 = \lambda(x_0)$, to na płycie otrzymalibyśmy rozkład energii dany funkcją aparaturową $A_{x_0}(x - x_0)$. Kształt tej funkcji jest określony przez wiele czynników, takich jak szerokość szczeliny, dyfrakcja, wady odwzorowania układu optycznego spektrografu, dyfuzja promieniowania w emulsji płyty itd. Każdemu z tych czynników odpowiada pewna funkcja aparaturowa. Rzeczywista funkcja aparaturowa jest iloczynem operatorowym tych funkcji. Ogólnie, kształt funkcji aparaturowej zależy od długości fali, wyraża to indeks obok symbolu funkcji. Zwykle funkcję aparaturową normalizuje się następująco:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_{x_0}(x - x_0) dx = 1. \quad (2.2)$$

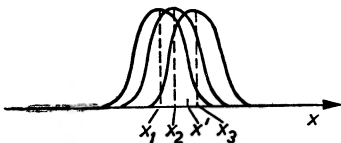
Przegląd zagadnień związanych z teorią funkcji aparaturowej przyrządów spektralnych można znaleźć w pracach [2], [3], [4].

Energię padającą w jednostce czasu na jednostkę powierzchni płyty w miejscu o współrzędnej x , pochodzącą z przedziału długości fali $\lambda_0 \div \lambda_0 + d\lambda$, można

więc przedstawić wzorem:

$$dB(x, \lambda_0) = K(\lambda_0) I(\lambda_0) R(\lambda_0) s A_{x_0}(x - x_0) d\lambda, \quad (2.3)$$

gdzie $R(\lambda)$ jest współczynnikiem charakteryzującym układ optyczny spektrografu pod względem jasności, a s jest szerokością szczeliny.



Rys. 1. Nakładanie się na kliszy w punkcie x' obrazów szczelin odpowiadających różnym długościom fal $\lambda_i = \lambda(x_i)$

Obrazy szczelin odpowiadające różnym długościom fal nakładają się na siebie, jak to widać na rys. 1. Wobec tego, na podstawie (2.3) i (2.1), oświetlenie płyty w miejscu o współrzędnej x' wyrazi się całką:

$$B(x') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{sK(x)R(x)I(x)A_x(x' - x)}{D(x)} dx. \quad (2.4)$$

Funkcja aparaturowa jest $\neq 0$ tylko w niewielkim obszarze w pobliżu x , do tego obszaru ogranicza się więc obszar całkowania. Można zatem założyć w obszarze całkowania niezależność od x parametrów $K(x)$, $R(x)$ i $D(x)$ oraz kształtu funkcji $A_x(x' - x)$. Wówczas wzór (2.4) przyjmie postać:

$$B(x') = \frac{sK(x')R(x')}{D(x')} \int_{-\infty}^{\infty} I(x) A_{x'}(x' - x) dx. \quad (2.5)$$

Otrzymany wzór daje rozkład oświetlenia w widmie wytworzonym przez przyrząd spektralny. Widmo to jest fotometrowane poprzez szczelinę rejestrującą mikrofotometru w metodzie fotograficznej lub przez szczelinę wyjściową monochromatora przy rejestracji fotoelektrycznej. Ostateczny sygnał dawany przez detektor promieniowania będzie więc zależny jeszcze od funkcji aparaturowej związanej ze szczeliną rejestrującą widmo. Formalnie można przyjąć, że funkcja aparaturowa występująca we wzorze (2.5) zawiera w sobie również tę zależność i wówczas wzór (2.5) daje kształt sygnału dawanego przez detektor rejestrujący widmo.

2.2. Widmo liniowe

Jeśli funkcja $I(\lambda)$ przedstawia rozkład natężenia promieniowania dla linii widmowej o długości fali λ_i , to natężenie tej linii I_{λ_i} wyraża się całką:

$$I_{\lambda_i} = \int_{-\infty}^{\infty} I(\lambda) d\lambda. \quad (2.6)$$

Przy wyznaczaniu względnych natężeń linii widmowych stosuje się dwie metody postępowania, przyjmując za miarę natężenia linii albo oświetlenie w środku linii widmowej, lub też całkowity strumień świetlny padający na płytę fotograficzną pochodzący od danej linii.

Oświetlenie w środku linii widmowej zależy od kształtu funkcji aparaturowej. Jeżeli przez Δ oznaczymy szerokość połówkową funkcji aparaturowej, a przez δ szerokość połówkową linii widmowej, to dla przyrządów o niezbyt wielkiej dyspersji jest prawie zawsze spełniony warunek $\delta D \ll \Delta$. Wówczas można przyjąć we wzorze (2.5), że tam gdzie $I(\lambda) \neq 0$, $A_{x'}(x' - x) = A_{x'}(0)$. Oświetlenie w środku linii widmowej wyrazi się więc na podstawie (2.5) i (2.6) wzorem:

$$B(\lambda_i) = sK(x_i)R(x_i)A_{x_i}(0)I_{\lambda_i}. \quad (2.7)$$

Przy dostatecznie szerokiej szczeliny spektrografu można przyjąć, że funkcja aparaturowa ma charakter szczelinowy i wówczas, zgodnie z warunkiem normalizacji (2.2), $A_x(0) = \frac{1}{w(x)s}$, gdzie w jest powiększeniem spektrografu w kierunku dyspersji, a s jest szerokością szczeliny wejściowej. Wówczas oświetlenie w środku linii widmowej wyraża się wzorem:

$$B(\lambda_i) = \frac{K(x_i)R(x_i)}{w(x_i)} I_{\lambda_i}. \quad (2.8)$$

Całkowity strumień świetlny Φ_{λ_i} padający na płytę fotograficzną pochodzący od linii o długości fali λ_i , otrzymamy po scałkowaniu wyrażenia (2.5) po x od $-\infty$ do ∞ . Biorąc pod uwagę (2.6), na podstawie własności spłotu dwóch funkcji [2] otrzymujemy

$$\Phi_{\lambda_i} = sK(\lambda_i)R(\lambda_i)I_{\lambda_i}. \quad (2.9)$$

2.3. Widmo ciągłe

W przypadku widma ciągłego o natężeniu promieniowania $I_c(\lambda)$, jeśli dyspersja użytego przyrządu jest wystarczająco duża i szczelina jest wystarczająco wąska, można przyjąć we wzorze (2.5) $I(x) = \text{const}$ w obszarze, gdzie $A_{x'}(x' - x) \neq 0$. Wówczas na podstawie (2.2) i (2.5), oświetlenie kliszy

$$B_c(x) = \frac{sK(x)R(x)}{D(x)} I_c(x). \quad (2.10)$$

3. Spektrometria monochromatyczna

W metodzie spektrofotometrii monochromatycznej zaniedbuje się zależność od długości fali czułości detektora oraz parametrów stosowanego układu optycznego. Odpowiada to założeniu jednakowych wartości parametrów $K(\lambda)$, $R(\lambda)$, $w(\lambda)$ i jednakowego kształtu funkcji aparaturowej, dla obu porówny-

wanych linii. Jest wówczas obojętne czy za miarę natężenia linii widmowej przyjąć oświetlenie w środku linii, czy całkowity strumień świetlny pochodzący od danej linii. Mamy wtedy bowiem na podstawie wyprowadzonych wyżej wzorów

$$\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \frac{B(\lambda_1)}{B(\lambda_2)} = \frac{\Phi_{\lambda_1}}{\Phi_{\lambda_2}}. \quad (3.1)$$

4. Spektrofotometria heterochromatyczna

W pomiarach spektrofotometrycznych prowadzonych przy użyciu lampy normalnej można wyróżnić dwie metody postępowania, zależnie od tego, czy za miarę natężenia linii widmowej przyjąć oświetlenie w środku linii, czy całkowity strumień świetlny pochodzący od danej linii widmowej.

4.1. Metoda „maksimów“

W metodzie tej poprzez pomiary fotometryczne wyznacza się stosunek wielkości oświetlenia w środku linii widmowej do wielkości oświetlenia w widmie lampy normalnej, dla tej samej długości fali. Jeśli oznaczymy ten stosunek przez $a(\lambda_i)$, to na podstawie wyrażeń (2.8) i (2.10), stosunek natężeń linii widmowych wyrazi się wzorem:

$$\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \frac{a(\lambda_1)D(\lambda_2)w(\lambda_1)I_{lm}(\lambda_1)}{a(\lambda_2)D(\lambda_1)w(\lambda_2)I_{lm}(\lambda_2)}, \quad (4.1)$$

gdzie $I_{lm}(\lambda)$ jest rozkładem natężenia promieniowania lampy normalnej.

Wartości współczynników $a(\lambda_i)$ znajduje się wykreślając dla długości fali każdej z porównywanych linii trzy krzywe zaczerpień: krzywą dla lampy normalnej, dla środka linii oraz krzywą zaczerpień tła towarzyszącego linii. Można w ten sposób eliminować tło, analitycznie lub graficznie metodą podaną przez M. D. Kunisz [5].

4.2. Metoda „całkowa“

Drugi sposób postępowania polega na wyznaczeniu stosunku całkowitego strumienia świetlnego padającego na płytę fotograficzną, pochodzącego od linii widmowej o długości fali λ_i , do oświetlenia płyty pochodzącego od widma lampy normalnej w miejscu $x_i = x(\lambda_i)$. Oznaczając ten stosunek przez $a'(\lambda_i)$, na podstawie (2.9) i (2.10) można wyrazić stosunek natężeń linii widmowych wzorem:

$$\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \frac{a'(\lambda_1)D(\lambda_2)I_{lm}(\lambda_1)}{a'(\lambda_2)D(\lambda_1)I_{lm}(\lambda_2)}. \quad (4.2)$$

Aby za pomocą metody fotometrii fotograficznej wyznaczyć współczynniki $a'(\lambda_i)$, należy za pomocą krzywych zaczerpień wykreślonych dla lampy normalnej znaleźć profile natężeniowe porównywanych linii widmowych. Po graficznym odjęciu tła dla każdej z linii, otrzymane profile planimetruje się. Wyniki planimetrowania dają wprost współczynniki $a'(\lambda_i)$.

5. Źródła błędów

5.1. Układ oświetlający szczelinę spektrografu

Wzory (4.1) i (4.2), będące podstawowymi zależnościami spektrofotometrii heterochromatycznej, zostały wyprowadzone przy założeniu, że zarówno wartości współczynnika $K(\lambda)$, jak i $R(\lambda)$, są takie same dla badanego źródła widma liniowego i dla widma lampy normalnej, przy tej samej długości fali. Spełnienie tego warunku wymaga zastosowania identycznych układów optycznych oświetlających szczelinę dla obu porównywanych źródeł światła. Zwykle nie jest to możliwe ze względu na różną geometrię porównywanych źródeł. W praktyce zawsze drogi wiązek światła z obu źródeł nieco się różnią. Wynikający stąd błąd związany jest z możliwością selektywnej absorpcji lub selektywnego odbicia na drodze wiązek oraz z różną aperturą obu wiązek światła.

Aby uniknąć błędu wynikającego z różnicy apertur, należy w układach oświetlających szczelinę stosować soczewki achromatyczne, przy tym obie porównywane wiązki powinny całkowicie wypełniać obiektyw kolimatora spektrografu. Ten ostatni warunek jest bardzo istotny, ze względu na zjawisko winietowania występujące w spektrografii [6]. Stopień winietowania zależy od długości fali wiązki przechodzącej przez spektrograf oraz od apertury tej wiązki. Metoda spektrofotometrii heterochromatycznej eliminuje błąd związany z winietowaniem, jeśli dla obu porównywanych źródeł światła apertury wiązek przechodzących przez spektrograf są jednakowe.

Wielkość apertury wiązek światła jest istotna jeszcze ze względu na zapewnienie niespójnego oświetlenia szczeliny spektrografu. Spójność padającego na szczelinę światła może prowadzić do dodatkowych błędów [6].

5.2. Powiększenie spektrografu

Stosując metodę „maksimów“ spektrofotometrii heterochromatycznej należy uwzględnić zależność powiększenia spektrografu od długości fali (wzór (4.1)). Dla niektórych przyzmatycznych układów dyspersyjnych powiększenie spektrografu w kierunku dyspersji może bardzo znacznie się zmieniać z długością fali [6].

5.3. Własności emulsji fotograficznej

Błędy związane z detekcją fotograficzną mogą wynikać z odstępstw od prawa Bunsena-Roscoe oraz z występowania efektu Eberharda. Wpływ faktu niespełniania przez emulsję fotograficzną prawa Bunsena-Roscoe na wyniki pomiarów fotometrycznych jest omówiony w wielu podręcznikach spektrofotometrii (np. [7]). Natomiast trudniej znaleźć omówienie roli, jaką w pomiarach fotometrycznych odgrywiają efekty wywoływania. Dlatego w artykule tym szczegółowo zostanie omówione doświadczenie Eberharda z 1912 r.

Odstępstwo od prawa Bunsena-Roscoe przejawia się szczególnie wyraźnie

dla źródła światła świecącego w sposób przerywany w czasie [7]. Krzywa zaczernień dla światła przerywanego może być na skutek tego nierównoległa do krzywej zaczernień źródła świecącego w sposób ciągły. Zjawisko to może uniemożliwić stosowanie metod spektrofotometrii heterochromatycznej do źródeł świecących w sposób przerywany w czasie, np. do iskry. Ponieważ efekt ten występuje w różnym stopniu dla różnych rodzajów klisz, można go ograniczyć dobierając odpowiednio rodzaj emulsji.

Częstą trudnością napotykaną w pomiarach spektrofotometrycznych prowadzonych metodą fotograficzną jest nierównoległość krzywych zaczernień dla widma ciągłego i dla widma liniowego. Jeśli szczelina spektrografu jest prawidłowo oświetlona i oba źródła świecą w sposób ciągły w czasie, należy szukać przyczyn nierównoległości tych krzywych w efektach wywoływania. W 1912 r. Eberhard [8] stwierdził, że wielkość zaczernienia danego punktu na płycie fotograficznej zależy od stopnia zaczernienia obszaru otaczającego ten punkt. Wykazało to następujące doświadczenie. Strumień światła z dość odległego źródła padał na płytę fotograficzną poprzez przysłonę metalową, w której wykonane było 12 otworów o średnicach od 0,3 do 20 mm. Niezależnie od tego została wykonana krzywa zaczernień płyty. Na podstawie tej krzywej Eberhard wyznaczył względne natężenia światła padającego na płytę poprzez każdy z otworów. Rzeczywiste natężenie padającego światła jest jednakowe dla wszystkich otworów, tymczasem uzyskane wyniki zależą bardzo wyraźnie od średnicy otworu. Wykresy na rys. 2 przedstawiają wyniki pomiarów Eberharda. Na osi odciętych odłożona jest średnica otworu, na osi rzędnych odłożony jest logarytm względnego natężenia padającego na płytę światła, wyznaczony na podstawie stopnia zaczernienia obrazów poszczególnych otworów. Krzywe na rys. 2 odpowiadają zdjęciom wykonanym w różnych warunkach. Fotografie *a*, *b*, *c* i *d* różnią się między sobą jedynie natężeniem padającego promieniowania. Zdjęcie *e* różni się od poprzednich 20-krotnym dłuższym czasem ekspozycji (przy odpowiednim słabszym oświetleniu). Fotografie *f* i *g* były wywoływane w różnych warunkach, klisza *g* wywoływana była w wywoływaczu silnie rozcieńczonym w porównaniu do wywoływacza stosowanego dla kliszy *f*.

Jak widać z przedstawionych wyników, efekt Eberharda polegający tu na wzroście zaczernienia kliszy ze zmniejszeniem się średnicy otworu, występuje szczególnie silnie dla dużych zaczernień i dla wywoływacza o małym stężeniu. Eberhard stwierdził, że natężenie światła wyznaczone z zaczernienia obrazu najmniejszego otworu, w najbardziej niekorzystnych warunkach może być nawet kilka rzędów wielkości większe niż natężenie rzeczywiste. Występowanie tego efektu tłumaczy się tym, że skład wywoływacza przy powierzchni kliszy zależy od stopnia zaczernienia przylegającego obszaru emulsji. Można by to uważać za skutek zużycia wywoływacza w pobliżu miejsc o dużym zaczernieniu. Mandelsztam [9] wyjaśnia to inaczej pisząc, że w wyniku oddziaływania wywoływacza na zaczernione miejsce płyty fotograficznej, warstwa wywoły-

6. Porównanie metod spektrofotometrii heterochromatycznej

Rozważania rozdz. 4 prowadzą do wniosku, że spośród omówionych metod spektrofotometrii heterochromatycznej metoda „całkowa“ jest bardziej poprawna od metody „maksimów“ będącej metodą przybliżoną. Taki wniosek jest słuszny, dopóki się nie bierze pod uwagę efektu Eberharda. Metodę maksimów można stosować jedynie przy odpowiednio szerokiej szczelinie spektrografu. Szerokość szczeliny powinna być o wiele większa od szerokości normalnej [6]. Warunki wywoływania w środku szerokiej linii są bliższe warunkom wywoływania widma ciągłego niż warunki wywoływania wąskiej linii widmowej lub na brzegu linii szerokiej. Wpływ efektów wywoływania na wyniki pomiarów będzie zatem większy w metodzie „całkowej“ niż w metodzie „maksimów“. Poza tym występowanie efektu Eberharda jest widoczne w metodzie „maksimów“ jako nierównoległość krzywych zaczerpień dla widma ciągłego i liniowego. W metodzie „całkowej“ wystarcza wykreślić tylko krzywe zaczerpień dla lampy normalnej i wówczas występowanie tego efektu będzie niedostrzegalne podczas pomiarów. Dla kontroli powinno się więc również w metodzie „całkowej“ wykreślać krzywe zaczerpień dla badanych linii. Jednak równoległość krzywych zaczerpień wykreślonych dla środków linii do odpowiednich krzywych dla lampy normalnej nie świadczy o braku wpływu efektu Eberharda na wielkość zaczerpienia brzegu linii. Tak więc, ze względu na możliwość występowania efektów wywoływania, metoda „maksimów“ wydaje się pewniejsza niż metoda „całkowa“.

Abstract: The photographic method of determined of the intensity ratios of spectral lines is analyzed. The source of errors was discussed. The Eberhard effect was discussed detailed.

Literatura

- [1] L. S. Ornstein, W. J. H. Moll, H. C. Burger, *Spektrofotometria obiektywna*, Warszawa 1958.
- [2] S. G. Rautian, *Uspiechi Fiz. Nauk*, **66**, 475 (1958).
- [3] B. M. Gołubickij, *Optika i spektroskopia*, **19**, 640 (1965).
- [4] C. G. Cannon, *Electronics for Spectroscopists*, London 1960.
- [5] M. D. Kunisz, *Acta Phys. Polon.*, **12**, 3 (1953).
- [6] A. A. Sziszłowski, *Praktyczna fizyczna optika*, Moskwa 1960.
- [7] R. A. Sawyer, *Experimental Spectroscopy*, New York 1952.
- [8] G. Eberhard, *Physik. Z.*, **13**, 288 (1912).
- [9] S. L. Mandelsztam, *Wwiedzenie w spektralnyj analiz*, Moskwa 1946.
- [10] C. B. Neblette, *Photography its Materials and Process*, New York 1952.

Adam Sobiczewski

Zakład Teorii Jądra Atomowego
Instytutu Badań Jądrowych
Warszawa

Teoretyczne obliczenia deformacji równowagi jąder *

Theoretical Calculations of the Equilibrium Deformations of Nuclei

1. Wstęp

Dotychczasowe dane doświadczalne dotyczące kształtu jąder pozwalają nam przyjmować, że jądra zdeformowane w stanie równowagi są osiowo-symetryczne oraz symetryczne względem płaszczyzny prostopadłej do osi symetrii i przechodzącej przez środek masy jądra.

Powierzchnię stałej gęstości jądra o powyższej symetrii możemy opisać za pomocą wzoru

$$R(\vartheta) = R_0[1 + \beta_2 Y_{20}(\vartheta) + \beta_4 Y_{40}(\vartheta) + \beta_6 Y_{60}(\vartheta) + \dots], \quad (1)$$

gdzie ϑ jest kątem mierzonym od osi symetrii jądra.

Doświadczenie (przede wszystkim Coulombowskie wzbudzenie) daje na parametr deformacji kwadrupolowej wartości $\beta_2 \approx 0,30$ w obszarze ziem rzadkich oraz $\beta_2 \approx 0,25$ w obszarze aktynowców. Przeprowadzone ostatnio pomiary różniczkowych przekrojów czynnych w nieelastycznym rozpraszaniu cząstek α na jądrach ziem rzadkich [1] pozwoliły oszacować parametr deformacji heksadekapolowej β_4 dla jąder tego obszaru jako $-0,06 \lesssim \beta_4 \lesssim 0,06$. Oszacowania parametru β_6 , przeprowadzone w tej samej pracy, dały wartości kilkakrotnie razy mniejsze od wartości β_4 . Rola kolejnych członów we wzorze (1) jest więc coraz mniejsza.

Celem niniejszego wykładu jest omówienie teoretycznych obliczeń wartości parametrów β_2 i β_4 , a także obliczeń mających za zadanie sprawdzenie, czy z punktu widzenia teorii usprawiedliwione jest przyjmowanie dla opisu kształtu równowagi jąder zdeformowanych formuły (1), zakładającej wspomniane powyżej symetrie.

Niektóre z aspektów oraz wyników tych obliczeń zostały opisane w artykułach przeglądowych [2, 3].

* Wykład wygłoszony na VII Zimowej Szkole Fizyki „Współczesne modele jądra atomowego“, Zakopane, 2—4 luty 1969.

2. Metoda obliczeń

Ograniczymy się tutaj do opisu metody obliczeń zaproponowanej przez Mottelсона i Nilssona [4] i uogólnionej przez Bèsa i Szymańskiego [5, 6]. Dzięki prostocie tej metody, za jej pomocą zostały wykonane najobszerniejsze i najbardziej wszechstronne rachunki. Szeroka dyskusja dotycząca jej uzasadnienia przeprowadzona została w pracy [7].

Mottelson i Nilsson zaproponowali mianowicie, by deformację równowagi jądra ε_{eq} wyliczać jako deformację, przy której energia jądra obliczana jako suma energii jednocząstkowych

$$E = E_p + E_n, \quad (2)$$

gdzie

$$E_{p(n)}(\varepsilon) = \sum_{\nu=1}^{\nu_F^{p(n)}} 2e_{\nu}^{p(n)}(\varepsilon).$$

W równaniu (2) e_{ν} są energiami własnymi hamiltonianu Nilssona wyznaczonymi dla każdej wartości deformacji ε [8, 9, 10]. Wielkość ν_F oznacza poziom Fermiego, a wskaźniki p i n odnoszą się do protonów i odpowiednio neutronów. Dla zwięzłości, cały zespół liczb kwantowych stanu Nilssonowskiego (N, Ω, a) będziemy oznaczali tutaj jedną literą ν .

Przeprowadzone przez Mottelсона i Nilssona powyższą metodą rachunki [4] dały zarówno w obszarze ziem rzadkich, jak i w obszarze aktywnoców dobrą zgodność z doświadczeniem. Jako wartości doświadczalne deformacji przyjęte zostały deformacje wyliczone z pomierzonych wewnętrznych momentów kwadrupolowych Q_0 (przegląd metod doświadczalnych wyznaczania Q_0 podany został w [11]) przy założeniu jednostajnego rozkładu ładunku w jądrze, tj. z relacji

$$Q_0 \approx \varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) \frac{4}{5} ZR_0^2, \quad (3)$$

gdzie R_0 jest promieniem jądra. Można by uniknąć stosowania formuły (3) wyliczając w punkcie równowagi ε_{eq} moment kwadrupolowy Q_0

$$Q_0 = \sum_{\nu=1}^{\nu_F^p} 2q_{\nu\nu}, \quad (4)$$

gdzie $q_{\nu\nu} = \langle \nu | 3z^2 - r^2 | \nu \rangle$ jest diagonalnym elementem macierzowym operatora kwadrupolowego w stanie $|\nu\rangle$, a sumowanie rozciąga się tylko na stany protonowe.

Bès i Szymański dokonali uogólnienia metody Mottelсона-Nilssona na przypadek obecności krótkozasięgowego oddziaływania szczątkowego typu „pairing“.

Po włączeniu tego oddziaływania hamiltonian układu (neutronów lub protonów) ma w obrazie drugiej kwantyzacji postać

$$H = H_{sp} + H_{pair} = \sum_{\nu} e_{\nu} (a_{\nu+}^{\dagger} a_{\nu+} + a_{\nu-}^{\dagger} a_{\nu-}) - G \sum_{\nu, \omega} a_{\nu+}^{\dagger} a_{\nu-}^{\dagger} a_{\omega-} a_{\omega+}, \quad (5)$$

gdzie $+$ i $-$ oznacza odpowiednio stan Nilssonowski z dodatnim i ujemnym rzutem spinu na oś symetrii jądra, przy czym oba te stany posiadają tę samą energię e_v . Wielkość G oznacza stałą nateżenia sił „pairing“.

Funkcję falową przyjmujemy w postaci funkcji wariacyjnej Bardeena-Coopera-Schrieffera (BCS). W przypadku parzystej liczby cząstek jest ona

$$|\text{BCS}\rangle = \prod_v (u_v + v_v a_{v+}^+ a_{v-}^+) |0\rangle, \quad (6)$$

gdzie dla unormowania tej funkcji do jedynki parametry wariacyjne spełniają związek $u_v^2 + v_v^2 = 1$. Stan $|0\rangle$ jest stanem próżni cząstek opisywanych operatorami a_v . Warunek minimalizacji energii (tzn. wartości średniej hamiltonianu (5)) w stanie $|\text{BCS}\rangle$ daje na parametry wariacyjne v_v ,

$$2v_v^2 = 1 - \frac{e_v - \lambda}{E_v}, \quad (7)$$

gdzie $E_v = \sqrt{(e_v - \lambda)^2 + \Delta^2}$, a potencjał chemiczny λ oraz szczelina energetyczna 2Δ wyznaczane są z równań

$$\begin{aligned} 2/G &= \sum_v 1/E_v, \\ n &= \sum_v 2v_v^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Drugie z tych równań wyraża warunek zadanej liczby cząstek n w stanie $|\text{BCS}\rangle$. Z (6) widać, że funkcja $|\text{BCS}\rangle$ może odpowiadać zadanej liczbie cząstek tylko co do wartości średniej, a nie ściśle, nie jest ona bowiem funkcją własną operatora liczby cząstek, lecz superpozycją takich funkcji odpowiadających $0, 2, 4, \dots$ cząstkom.

Sama energia w stanie $|\text{BCS}\rangle$ ma postać

$$\varepsilon = \sum_v e_v 2v_v^2 - \Delta^2/G - G \sum_v v_v^4, \quad (9)$$

a moment kwadrupolowy

$$Q_0 = \sum_v q_v 2v_v^2. \quad (10)$$

Ostatni człon w równaniu (9) jest zwykle pomijany. Po pierwsze bowiem można uważać go za renormalizujący człon pierwszy, w którym energie Nilssonowskie e_v mają charakter fenomenologiczny. Po drugie zaś, bezpośrednie sprawdzenie pokazuje, że człon ten słabo zależy od deformacji, a nas interesuje właśnie zależność od deformacji, a nie bezwzględna wartość energii (9).

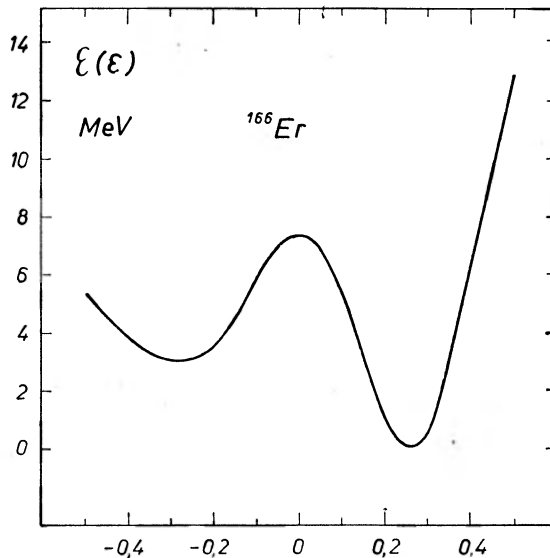
Po uwzględnieniu oddziaływania Coulombowskiego energia jądra parzysto-parzystego ma ostatecznie postać

$$\varepsilon = \varepsilon_n + \varepsilon_p + \varepsilon_C, \quad (11)$$

gdzie ε_n i ε_p są energiami postaci (9) odpowiadającymi kolejno neutronom i protonom, a ε_C jest energią Coulombowską, przyjmowaną zwykle jako energia elektrostatyczna jednostajnie naładowanej elipsoidy (patrz np. [12]).

3. Wyniki obliczeń

Przykład przebiegu energii (11) z deformacją podany jest na rys. 1 dla ^{166}Er . Widać, że występują dwa minima energii: jedno przy deformacji ujemnej (jądro spłaszczone), drugie przy dodatniej (jądro wydłużone). Minimum przy dodatniej deformacji jest jednak o 3,1 MeV niższe i ono odpowiada zatem



Rys. 1. Przebieg energii stanu podstawowego jądra ^{166}Er z deformacją ε

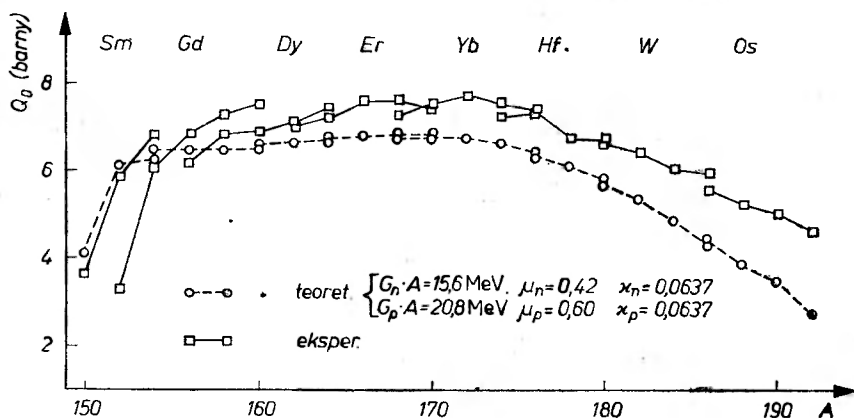
deformacji równowagi stanu podstawowego jądra. Deformacja powyższego jądra więc jak również innych jąder silnie zdeformowanych w obszarze ziem rzadkich wypada dodatnia, co zgadza się z wynikami doświadczalnymi.

Podany na rys. 1 przebieg energii z deformacją wyliczony został w oparciu o nową wersję potencjału Nilssona [9, 10] z parametrami odpowiadającymi obszarowi ziem rzadkich.

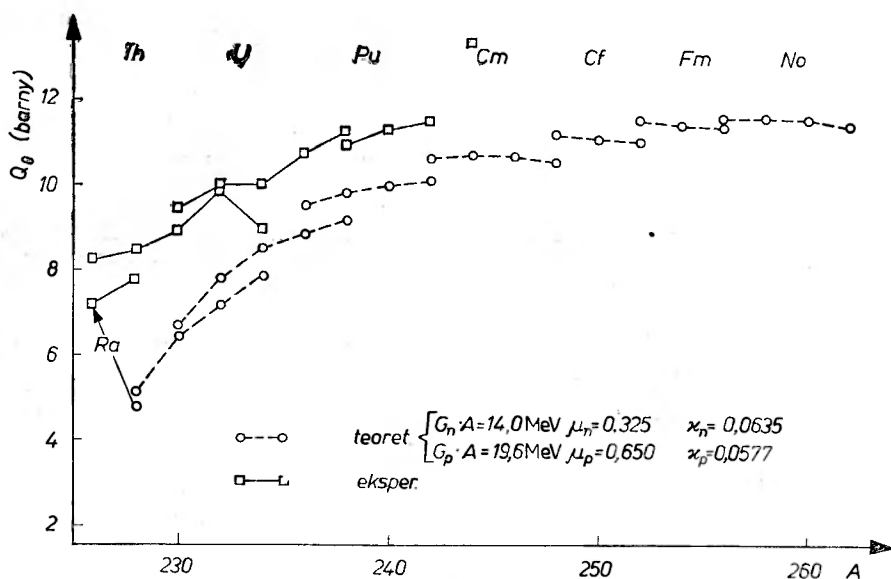
Znając deformację równowagi można wyliczyć moment kwadrupolowy Q_0 jądra przy tej deformacji, korzystając z formuły (10). Pierwsze takie rachunki wykonane w pracach [5, 6] ze starym potencjałem Nilssona [8] zostały powtórzone ostatnio z nową wersją potencjału w pracy [13]. Wyniki tej pracy dotyczące obszaru ziem rzadkich przedstawione są na rys. 2, a obszaru aktywnowców — na rys. 3.

Widać, że w całym zakresie aktywnowców i prawie w całym zakresie ziem rzadkich wartości teoretyczne Q_0 są za małe w stosunku do doświadczalnych.

Badania przeprowadzone w pracach [14, 15] i omówione krótko także w pracy [3] pokazały, że zastosowanie funkcji falowych ulepszonych w stosunku po funkcji BCS, gdyż odpowiadających ściśle, a nie tylko co do wartości średniej,



Rys. 2. Momenty kwadrupolowe Q_0 jąder obszaru ziem rzadkich w funkcji liczby masowej A

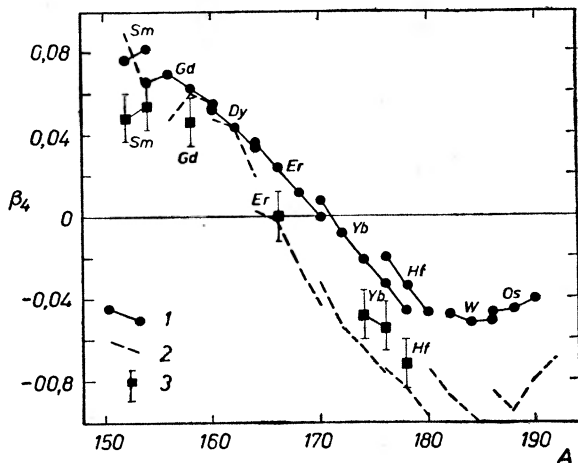


Rys. 3. Momenty kwadrupolowe Q_0 jąder obszaru aktynowców w funkcji liczby masowej A

zadanej liczbie cząstek, prowadzi do wzrostu deformacji równowagi ε_{eq} i odpowiadającego jej momentu kwadrupolowego $Q_0(\varepsilon_{eq})$. Choć badania te przeprowadzone zostały w oparciu o starą wersję potencjału jednocząstkowego [8], to można spodziewać się jednak, że użycie nowej wersji potencjału nie zmieni jakościowo ich wyników. Zastosowanie użytych w pracach [14, 15] funkcji falowych prowadziłyby zatem prawdopodobnie do zmniejszenia rozbieżności

między teoretycznymi i doświadczalnymi wynikami przedstawionymi na rysunkach 2 i 3.

Mówiliśmy dotąd o wyznaczaniu deformacji równowagi i momentu kwadrupolowego dla stanu podstawowego jąder parzysto-parzystych. Badanie tych wielkości w kwasicząstkowych stanach wzbudzonych jąder parzysto-parzystych oraz w stanie podstawowym lub w kwasicząstkowych stanach wzbudzonych jąder nieparzystych i nieparzysto-nieparzystych przeprowadza się analogicznie, dobierając jedynie odpowiednio zmodyfikowaną funkcję falową (6). Prowadzi to do modyfikacji wzorów na energię (9), moment kwadrupolowy (10) oraz do modyfikacji wzorów (8). Tak zmodyfikowane wzory zebrane zostały



Rys. 4. Heksadekapolowa deformacja równowagi β_4 jąder obszaru ziem rzadkich w funkcji liczby masowej A . 1 — teoret. ([18]), 2 — teoret. (przy zaniedbaniu efektów: sił „pairing”, polaryzacji i sił Coulombowskich — [1]), 3 — eksper. ([1])

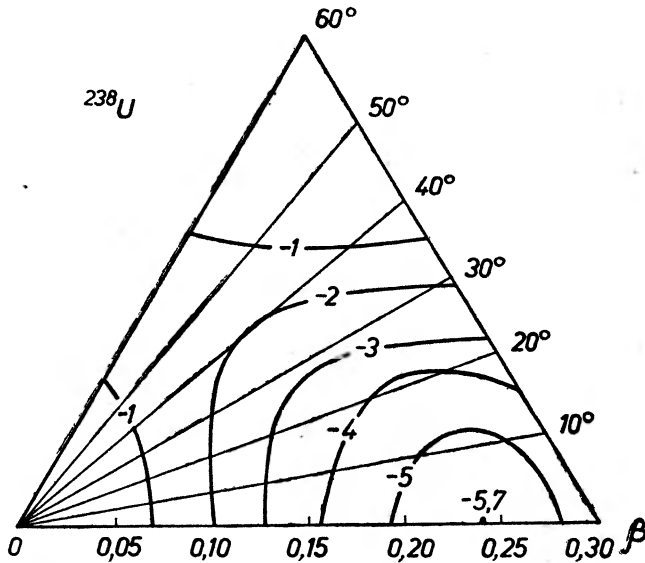
np. w pracy [12]. Obliczenia deformacji równowagi w stanie podstawowym jąder nieparzystych obszaru ziem rzadkich wykonane zostały w pracy [16], a deformacje kwasicząstkowych stanów wzbudzonych dyskutowane były w pracy [17].

Opisywaliśmy dotąd wyznaczanie kwadrupolowej deformacji równowagi jądra osiowo-symetrycznego. Aby wyznaczyć kształt równowagi jądra zdeformowanego w sposób bardziej złożony, należy wprowadzić odpowiednie parametry do potencjału jednocząstkowego, wyznaczyć wartości własne e_n oraz energię jądra (9) w zależności od tych parametrów oraz znaleźć minimum tej energii w odpowiednio wielowymiarowej przestrzeni.

Przykładem takiego postępowania jest rachunek [18]. Obok dyskutowanego dotąd parametru deformacji kwadrupolowej ϵ (związanego z β_2), do potencjału jednocząstkowego wprowadzony został w tej pracy parametr deformacji heksadekapolowej β_4 (patrz formuła (1)) i minimum energii poszukiwane było w przestrzeni dwu zmiennych: ϵ i β_4 . Otrzymane wyniki na β_4 przedstawione są dla jąder obszaru ziem rzadkich na rys. 4, cytowanym z pracy [18]. Wyniki do-

świadczałne przedstawione na tym rysunku zaczerpnięte zostały z pracy [1].

Analogicznie badany był problem czy rachunki teoretyczne usprawiedliwiają przyjęty dla jądra kształt opisywany formułą (1), a więc kształt osiowo-symetryczny i symetryczny względem płaszczyzny prostopadłej do osi symetrii i przechodzącej przez środek masy jądra. Das Gupta i Preston [19] badali energię jądra w funkcji dwóch parametrów: β (związanego z β_2) i parametru γ , opisującego odstępstwo jądra od osiowej symetrii. Okazało się, że dla silnie zdeformowanych jąder obszaru ziem rzadkich minimum energii zawsze wypada przy $\gamma = 0$, tj. przy osiowej symetrii (i ponadto przy wydłużonym kształcie) jądra. Analogiczny wynik otrzymano w pracy [20] dla jąder aktynowców.



Rys. 5. Przebieg energii stanu podstawowego jądra ^{238}U w funkcji parametrów deformacji kwadrupolowej β i γ . Liczby: -1, -2, -3, -4 i -5 przy liniach stałej energii podają wartość tej energii w MeV liczonej od energii jądra przy deformacji zerowej ($\beta = 0$). Minimum energii wypada przy $\beta = 0,24$, $\gamma = 0$ i wynosi -5,7 MeV

Przykład zależności energii jądra ^{238}U od deformacji β i γ podany jest na rys. 5, zaczerpniętym z tej pracy. Widać, że minimum występuje przy $\gamma = 0$.

Badanie energii jądra w funkcji deformacji oktopolowej β_3 przeprowadzone zostało przez Vogla [21] w obszarze aktynowców. Okazało się, że minimum energii występuje przy $\beta_3 = 0$, tzn., że zbadane jądra nie są zdeformowane oktopolowo w stanie równowagi. Występuje jedynie pewna miękkość na deformację oktopolową jąder z otoczenia izotopów Ra, tj. tych jąder, u których zaobserwowano nisko leżące kolektywne wzbudzenia oktopolowe.

Przedstawione dotychczas wyniki dotyczyły dobrze znanych doświadczalnie, stabilnych lub długożyciowych jąder zdeformowanych. W ostatnich latach dzięki postępowi w technice otrzymywania oraz technice badania rozpadu

jąderek krótkożyciowych interesujące stało się zagadnienie obszarów jąder zdeformowanych położonych z dala od ścieżki stabilności (zagadnienie to zostało omówione w pracy [3]). Jeden z takich obszarów stanowią jądra neutrono-deficytowe o $50 < Z, N < 82$. Niektóre z tych jąder, otrzymane już w reakcjach z ciężkimi jonami (lekkie izotopy ksenonu, baru i ceru), posiadają charakterystyczne dla jąder zdeformowanych widma rotacyjne. Szczegółowe rachunki deformacji równowagi w stanie podstawowym i stanach wzbudzonych zostały przeprowadzone w pracy [12]. Pokazują one, że w omawianym obszarze mogą wystąpić jądra zarówno zdeformowane dodatnio, jak i ujemnie. Ponadto sugerują one miękkość tych jąder na deformację γ .

Abstract: Method of the calculation of the nuclear equilibrium deformations, based on the volume conservation condition, is described. Results of the calculations concerning quadrupole, hexadecapole and octupole deformations are reviewed.

Literatura

- [1] D. L. Hendrie, N. K. Glendenning, B. G. Harvey, O. N. Jarvis, H. H. Duhm, J. Saudinos, J. Mahoney, *Phys. Letters*, **26B**, 127 (1968).
- [2] Z. Szymański, *Equilibrium deformations of the ground and excited states in nuclei*, *Proc. of the Int. Symp. on Nucl. Structure*, Dubna 1968, w druku; *Raport IBJ „P”*, No 920/VII/PL Warszawa 1968.
- [3] A. Sobiczewski, *Zależność energii jądra atomowego od jego deformacji*. *Raport IBJ* No. 1039/VII/PL, Warszawa 1968.
- [4] B. R. Mottelson, S. G. Nilsson, *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1**, No. 8 (1959).
- [5] D. R. Bès, Z. Szymański, *Nuclear Phys.*, **28**, 42 (1961).
- [6] Z. Szymański, *Nuclear Phys.*, **28**, 63 (1961); *Acta Phys. Polon.*, **23**, 543 (1963).
- [7] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Lectures on nuclear structure and energy spectra*, monografia, w przygotowaniu do druku.
- [8] S. G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **29**, No. 16 (1955).
- [9] C. Gustafson, I. L. Lamm, B. Nilsson, S. G. Nilsson, *Proc. of the Int. Symp.*, Lysekil 1966, Almqvist and Wiksell, Stockholm 1967; *Ark. Fys.*, **36**, 613 (1967).
- [10] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki*, **20**, 649 (1969).
- [11] D. R. Bès, Z. Szymański, *Sci. Prog.*, Oxf., **55**, 187 (1967).
- [12] D. A. Arseniew, A. Sobiczewski, W. G. Sołowjew, *Nuclear Phys.*, **A126**, 15 (1969).
- [13] I. L. Lamm, *Nuclear Phys.*, **A125**, 504 (1969).
- [14] A. Sobiczewski, *Nuclear Phys.*, **A93**, 501 (1967).
- [15] A. Sobiczewski, *Nuclear Phys.*, **A96**, 258 (1967).
- [16] M. Y. M. Hassan, Z. Składanowski, Z. Szymański, *Nucl. Phys.*, **78**, 593 (1966).
- [17] W. G. Sołowjew, *Phys. Letters*, **21**, 311 (1966).
- [18] P. Möller, B. Nilsson, S. G. Nilsson, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, *Phys. Letters*, **26B**, 418 (1968).
- [19] S. Das Gupta, M. A. Preston, *Nuclear Phys.*, **49**, 401 (1963).
- [20] D. A. Arseniew, L. A. Małow, W. W. Paszkiewicz, W. G. Sołowjew, *Izv. Akad. Nauk SSSR (ser. fiz.)*, **32**, 866 (1968).
- [21] P. Vogel, *Nuclear Phys.*, **A112**, 583 (1968).

Zenon Zakrzewski

Instytut Maszyn Przepływowych PAN
Gdańsk

Zastosowanie sond elektrycznych do diagnostyki plazmy o szybko zmieniających się parametrach

Diagnostics of Time Dependent Plasma by Means of Electric Probes

1. Wprowadzenie

Sonda elektryczna jest metalową elektrodą umieszczoną w plazmie i połączoną z zewnętrznym układem pomiarowym. Zależność między potencjałem sondy (mierzonym zwykle w odniesieniu do dużej elektrody, pozostającej w kontakcie z plazmą) i prądem płynącym do sondy nazywa się jej charakterystyką. Analiza kształtu charakterystyki może być źródłem cennych informacji o lokalnych wartościach parametrów plazmy w miejscu umieszczenia sondy.

Teorię sondy elektrycznej podał po raz pierwszy Langmuir [1], stąd też częste określenie: „sonda Langmuira“. Ta teoria, mimo ciągłego od wielu lat rozwoju, jest daleka od doskonałości i możliwości interpretacji pomiarów sondowych ograniczone. Niemniej, sondy elektryczne znalazły szerokie zastosowanie w diagnostyce plazmy dzięki swoim bezspornym zaletom. Są nimi przede wszystkim: prostota użycia, lokalizacja zaburzenia plazmy do obszaru rozciągającego się w otoczeniu sondy na odległość rzędu promienia Debye'a i doskonała rozróżnialność przestrzenna i czasowa. Obecnie uważa się sondę elektryczną za w pełni wartościowe i wiarygodne narzędzie diagnostyczne w przypadku niskociśnieniowej, stacjonarnej plazmy w nieobecności pola magnetycznego.

Zastosowanie sondy wychodzi jednak daleko poza wytyczone wyżej granice. Ten artykuł stanowi próbę systematycznego przeglądu możliwości użycia sondy w plazmie niskociśnieniowej, niestacjonarnej i ewentualnie umieszczonej w stosunkowo słabym polu magnetycznym. Celowość takich zastosowań jest określona przez wymienione uprzednio zalety. Czynią one z sondy elektrycznej

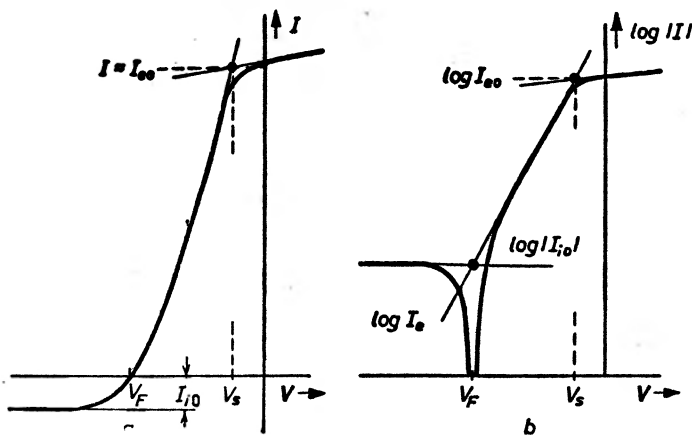
w wielu przypadkach wprowadzie nie idealne, ale najlepsze z możliwych narzędzie diagnostyczne.

W artykule omówione są kolejno: fizyczne podstawy pomiarów sondą elektryczną, pomiary chwilowych wartości parametrów plazmy oraz zastosowanie sond do pomiarów średnich parametrów plazmy w obecności oscylacji.

2. Fizyczne podstawy pomiarów

2.1. Charakterystyka sondy

Jako podstawę dalszych rozważań, dotyczących specjalnych zastosowań sondy elektrycznej, przedstawimy tu jej ogólne właściwości. Wykorzystamy rezultaty prostej teorii Langmuira z późniejszymi poprawkami Bohma i in. [2]. Choć uproszczona, wydaje się ona dostatecznie dokładna, a dzięki prostocie —



Rys. 1. Typowy kształt charakterystyki sondy: a — we współrzędnych liniowych, b — we współrzędnych liniowo-logarytmicznych

najbardziej przydatna praktycznie. Szereg współczesnych teorii umożliwia bardziej precyzyjną i żmudną interpretację wyników pomiarów sondowych, wykonywanych w konkretnie określonych warunkach. Ich omawianie wykracza poza ramy niniejszej pracy. Czytelnik może znaleźć bliższe dane na ten temat na przykład w obszernych aktualnych przeglądach teorii i techniki sond Chena [3] i Schotta [4].

Tu i w dalszym ciągu pracy będziemy przyjmować, że: 1. rozkład prędkości elektronów i jonów jest maxwellowski o temperaturze odpowiednio T_e i T_i , oraz $T_e \gg T_i$; 2. wszelkie zmiany parametrów plazmy, spowodowane wprowadzeniem sondy, zachodzą jedynie w warstwie przysondowej, tj. na odległości rzędu promienia Debye'a od powierzchni sondy; 3. rozmiary sondy są znacznie większe od grubości tej warstwy; 4. długość drogi swobodnej obu rodzajów nośników ładunku jest znacznie większa od rozmiarów sondy.

Typowy przebieg charakterystyki sondy pokazany jest na rys. 1. Dokładny jej kształt zależy od konstrukcji sondy, lecz zawsze występują pewne wspólne

cechy. Na całkowity prąd sondy składają się prąd elektronowy oraz jonowy*. Dla dużych potencjałów ujemnych do sondy docierają praktycznie tylko jony i w jej obwodzie płynie tzw. jonowy prąd nasycenia. Uważa się obecnie, że wartość tego prądu różna jest od określonej przez dyfuzję termiczną jonów do powierzchni sondy. Wynika ona raczej z warunków powstawania warstwy przysondowej i jest równa [2, 3]

$$I_{i0} \cong KSN_e e \left(\frac{2kT_e}{m_i} \right)^{1/2}, \quad (2.1)$$

gdzie K jest stałym współczynnikiem rzędu 1/2.

Z (2.1) wynika, że jonowy prąd nasycenia nie zależy od temperatury jonów. Niezależność tego prądu od potencjału ma miejsce jedynie w przypadku idealizowanej sondy płaskiej. W praktyce rośnie on wolno ze wzrostem ujemnego potencjału sondy.

Zwiększanie potencjału sondy powoduje wzrost prądu elektronowego, który ulega nasyceniu przy potencjale równym V_s — potencjałowi plazmy. Wartość tego prądu nasycenia określona jest przez dyfuzję termiczną i równa

$$I_{e0} = \frac{1}{4} SN_e e \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (2.2)$$

We wszystkich przypadkach, z wyjątkiem idealizowanej sondy płaskiej, prąd elektronowy rośnie ze wzrostem potencjału w obszarze $V > V_s$. Zwykle się przyjmuje, że wartości V_s i I_{e0} związane są z kształtem charakterystyki tak, jak to pokazano na rys. 1.

W zakresie potencjałów mniejszych od V_s prąd elektronowy zmienia się wykładniczo zgodnie z zależnością

$$\ln \frac{I_e}{I_{e0}} = \frac{e(V - V_s)}{kT_e} = \frac{e(V - V_s)}{V_e}. \quad (2.3)$$

Potencjał V_F , przy którym prądy elektronowy i jonowy są równe i kompensują się wzajemnie, nazywa się potencjałem pływania sondy. Kładąc $I_e = I_{i0}$, znajduje się z (2.1)—(2.3)

$$V_s - V_F \cong \frac{kT_e}{e} \ln \frac{I_{e0}}{I_{i0}} = \frac{1}{2} V_e \ln \frac{m_i}{2m_e}. \quad (2.4)$$

W praktyce kształt charakterystyki sondy zwykle niewiele odbiega od idealizowanego z rys. 1. Pewne trudności może nastęrczać interpretacja wartości prądu I_{e0} i I_{i0} (płaskie obszary charakterystyki w zakresie prądów nasycenia występują tylko dla idealnej sondy płaskiej), jak również określenie wartości V_s .

Przedmiotem pomiarów sondowych są zwykle: lokalna koncentracja i temperatura elektronów oraz potencjał plazmy. Parametry te mogą być określone z charakterystyki sondy. Koncentracja elektronów może być wyznaczona z pomiaru I_{e0} lub I_{i0} odpowiednio z (2.2) lub (2.1). Zapewnia to możliwość

* Tu i w dalszym ciągu artykułu przyjmuje się, że nośnikami ładunku w plazmie są elektrony i jony dodatnie.

kontroli wyników. Temperaturę elektronów znaleźć można, znając nachylenie charakterystyki prądu elektronowego

$$V_e = \frac{kT_e}{e} = \frac{V_1 - V_2}{\ln \frac{I_{e1}}{I_{e2}}}. \quad (2.5)$$

Indeksom 1 i 2 odpowiadają punkty na prostoliniowym odcinku liniowo-logarytmicznej charakterystyki prądu elektronowego sondy (rys. 1b). W wielu przypadkach praktycznych pomiary wykonuje się w obszarze potencjałów bliskich V_s . Wówczas prąd jonowy jest niewielki w porównaniu z elektronowym i do wzoru (2.5) można podstawiać łatwe do bezpośredniego pomiaru wartości całkowitego prądu sondy.

Potencjał plazmy utożsamiany jest z położeniem górnego zagięcia charakterystyki sondy. W przypadkach, gdy wykorzystanie tego faktu do pomiaru V_s jest niemożliwe lub szczególnie trudne, jednoczesny pomiar V_F i T_e może okazać się łatwiejszą drogą wyznaczenia potencjału plazmy z (2.4). Problem ten omówiony jest bardziej szczegółowo w dalszym ciągu artykułu.

Przytoczona tutaj uproszczona teoria Langmuira sondy elektrycznej, wraz ze zmianami wprowadzonymi przez Bohma, jest szczególnie użyteczna, ze względu na prostotę otrzymanych wyrażeń i łatwość interpretacji wyników. Jeszcze raz trzeba tu podkreślić, że wszystkie nowsze i bardziej ścisłe teorie nie tylko potwierdzają jakościową poprawność teorii Langmuira-Bohma, lecz również jej ilościowe rezultaty w odniesieniu do warunków, rozpatrywanych w tej pracy.

2.2. Wpływ pola magnetycznego na charakterystykę sondy

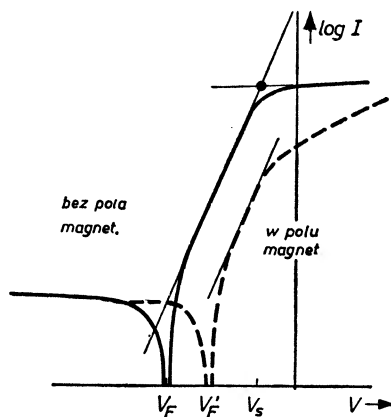
Często pomiary parametrów niestabilnej plazmy odbywają się z konieczności w obecności pola magnetycznego. Wydaje się więc celowe przytoczenie tu opisu zachowania się sondy elektrycznej w takich warunkach. Niestety, ten opis musi być jeszcze bardziej jakościowy, aniżeli rozważania z poprzedniego paragrafu. Nie istnieje bowiem do tej pory żadna zadowalająca teoria sondy w polu magnetycznym. Nieliczne próby w tym kierunku (np. [2, 5, 6]) oparte są na drastycznych założeniach upraszczających i ich wyniki na ogół nie pokrywają się z doświadczeniem.

Rozważania, zawarte w tym artykule, dotyczą przypadków użycia sond w obecności umiarkowanego pola magnetycznego, gdy $r_{Li} \gg r_s$ i $r_{Li} \gg h$. Mimo braku ścisłej teorii sondy w tych warunkach, jej ogólne zachowanie daje przewidzieć się na tyle dokładnie, by możliwa była interpretacja pomiarów. Szkic ilustrujący wpływ pola magnetycznego na przebieg charakterystyki sondy pokazany jest na rys. 2.

W rozpatrywanym zakresie indukcji pola magnetycznego jonowy prąd sondy praktycznie nie ulega zaburzeniu. Oznacza to, że pozostaje w mocy wyrażenie (2.1) i można je w dalszym ciągu wykorzystywać do wyznaczania

koncentracji nośników ładunków w plazmie. Nachylenie charakterystyki sondy we współrzędnych $V-\log I$ pozostaje [2, 3] miarą temperatury elektronów.

Wartość prądu elektronowego sondy ulega silnej redukcji nawet w stosunkowo słabych polach magnetycznych. Związane jest to z niewielką masą, a więc i małym promieniem Larmora elektronu. W rezultacie stosunek prądów I_{e0}/I_{i0} ulega zmniejszeniu. Ze względu na brak wiarygodnej ilościowej teorii, pomiar prądu I_{e0} przy potencjale sondy równym potencjałowi plazmy nie może stanowić podstawy wyznaczania koncentracji elektronów. Ponadto, położenie górnego zagięcia charakterystyki sondy nie odpowiada już, jak w przy-



Rys. 2. Szkic ilustrujący wpływ pola magnetycznego na przebieg charakterystyki sondy

padku nieobecności pola, potencjałowi plazmy V_S . Stąd też eksperymentalna lokalizacja tego zagięcia, nawet jeżeli jest możliwa, nie prowadzi do wyznaczenia V_S .

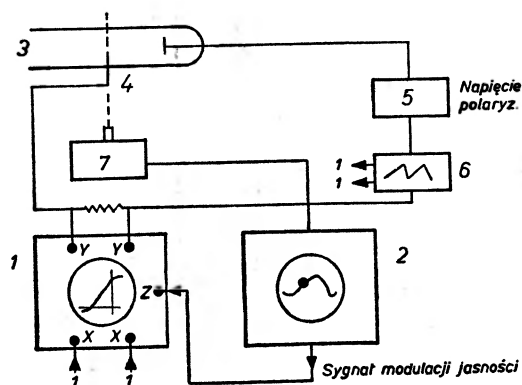
Niezmieniona pozostaje jednak [7] różnica (2.4) między potencjałem plazmy i potencjałem pływania sondy. Równoczesny pomiar tego ostatniego oraz temperatury elektronów może więc stanowić drogę do wyznaczania V_S .

3. Pomiar chwilowych wartości parametrów plazmy

W plazmie o zmieniających się w czasie parametrach pomiar chwilowych wartości tych parametrów jest szczególnie często pożądany. W połączeniu z możliwością wykonywania przy pomocy sond pomiarów lokalnych, stanowi on podstawę badania czasowej i przestrzennej struktury niestacjonarnej plazmy. Metody pomiaru wartości parametrów plazmy można podzielić na dwie grupy. Pierwsza z nich stanowi bezpośrednio rozszerzenie metod stosowanych w plazmie stacjonarnej i polega na zdejmowaniu charakterystyk sondowych i interpretacji ich przebiegu. Druga obejmuje metody bezpośredniego pomiaru parametrów, a rezultaty pomiaru pokazywane są na ekranie oscyloskopu jako funkcje czasu.

3.1. Pomiar chwilowych charakterystyk sondy

W przypadku stosunkowo wolnych zmian parametrów plazmy, ich wartości chwilowe mogą być wyznaczone drogą pomiaru charakterystyk sondy w sposób analogiczny jak w plazmie stacjonarnej. Czas zdejmowania charakterystyki musi być znacznie mniejszy od okresu zmian plazmy. Wówczas parametry plazmy można uważać za stałe w ciągu tego czasu. Jednocześnie częstość powtarzania procesu pomiaru charakterystyki powinna być dostatecznie duża, by możliwe było wyznaczenie zmian parametrów w funkcji czasu. Wadą tej metody jest konieczność wielokrotnego wykonywania pomiarów i analizy ich wyników. Również problemy techniczne, wynikające z szybkości pomiarów i rejestracji wyników, stanowią zwykle ograniczenie możliwości jej stosowania.



Rys. 3. Układ do zdejmowania chwilowych charakterystyk sondy (Garscadden i Bletzinger [10]). 1, 2 — oscyloskopy, 3 — rura do wyładowań, 4 — sonda, 5 — zasilacz, 6 — generator napięcia piżozębowego, 7 — fotopowielacz

Opisaną metodę stosował np. Klan [8], badając plazmę w wyładowaniu releksowym w obecności oscylacji o częstotliwości rzędu 1 kHz.

Gdy oscylacje w plazmie są okresowe i w wystarczającym stopniu koherentne, możliwe jest podwyższenie górnej częstotliwości pomiarów poprzez odwrócenie powyższej procedury. W tym przypadku sonda zostaje spolaryzowana stałym napięciem w stosunku do elektrody odniesienia. Przebieg zmian prądu sondy w ciągu okresu może być przedstawiony na ekranie oscyloskopu i zarejestrowany. Potencjał polaryzujący zmienia się skokowo i każdorazowo powtarza się pomiar prądu. Z otrzymanych wykresów można sporządzić charakterystyki sondowe dla dowolnych momentów w ciągu okresu oscylacji plazmy poprzez wybór punktów o jednakowej fazie. Ten sposób, z reguły łatwiej realizowalny technicznie aniżeli poprzedni, jest nie mniej żmudny. Bywa jednak stosowany ze względu na prostotę układu pomiarowego (np. Vlasov [9]). Istotne udoskonalenie tej metody zostało opisane przez Garscaddena i Bletzingera [10]. Stosowany przez nich układ pomiarowy pokazany jest na rys. 3. Zmieniające się piżozębowo napięcie sondy podawane

jest na płytce poziome oscyloskopu 1. Odchylenie pionowe plamki proporcjonalne jest do prądu sondy. Obraz na ekranie tego oscyloskopu podświetlany jest impulsowo (modulacja jasności) jedynie w wybranym momencie okresu zmian plazmy. W rezultacie otrzymuje się wykres charakterystyki sondy, odpowiadającej parametrom plazmy w tym właśnie momencie. Jednocześnie sygnał z fotopowielacza dostarczany jest na wejście oscyloskopu 2, za pośrednictwem którego wytwarzany jest impuls podświetlający o regulowanym opóźnieniu. Obraz zmian jasności plazmy w ciągu okresu z zaznaczonym momentem pomiaru charakterystyki pokazywany jest na ekranie tego oscyloskopu.

Innym przykładem stosowania tego rodzaju techniki próbkowania są pomiary potencjału plazmy w obecności oscylacji, wykonane przez Droueta [11].

Opisane wyżej metody posiadają pewne cechy wspólne. Oparte są na wykorzystaniu pojedynczej sondy oraz układu pomiarowego, umożliwiającego otrzymywanie chwilowych charakterystyk tej sondy. W związku z tym różniwalność przestrzenna jest taka sama, jak w przypadku pojedynczej sondy, tzn. określona jest rozmiarami samej sondy i warstwy przysondowej. Z drugiej jednak strony, proces pomiaru charakterystyki jest długotrwały i z reguły znacznie dłuższy, aniżeli czas reakcji samej sondy. Gdy szybkość zmian parametrów plazmy rośnie, technika pomiarowa ulega skomplikowaniu, a przy dużych częstotliwościach pomiary w ogóle przestają być możliwe. Konieczność wykonywania analizy przebiegu wielu charakterystyk, gdy pomiary wykonywane są w funkcji czasu i położenia w przestrzeni, powoduje, iż wyznaczanie parametrów plazmy jest żmudne i zajmuje wiele czasu.

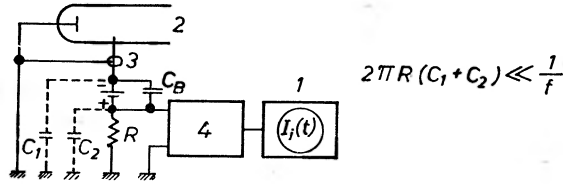
3.2. Bezpośrednie pomiary chwilowych wartości parametrów plazmy

Zastosowanie sond elektrycznych w badaniach plazmy niestacjonarnej umożliwia zdobycie stosunkowo wielu informacji o jej stanie. Prowadzi bowiem, w ogólnym przypadku, do wyznaczenia przestrzennego i czasowego rozkładu koncentracji i temperatury elektronów, jak również potencjału plazmy. Pomiarów tych wielkości można dokonać bez zdejmowania chwilowych charakterystyk sondy i uniknąć związanych z tym niedogodności. Kluczowym zadaniem okazuje się w tym przypadku pomiar temperatury elektronów i zostanie omówiony tu szczególnie dokładnie.

3.2.1. Pomiary koncentracji elektronów i potencjału plazmy

Koncentracja elektronów może być wyznaczona z (2.1) lub (2.2) na podstawie znajomości odpowiedniego prądu nasycenia: I_{i0} lub I_{e0} . Pomiary wykonuje się zwykle w obszarze prądu jonowego. Jest on mniej wrażliwy na wpływ pola magnetycznego, a ponadto płaski przebieg charakterystyki w tym obszarze pozwala uniknąć związanych z oscylacjami potencjału plazmy kłopotów, które w praktyce uniemożliwiają pomiar I_{e0} w funkcji czasu. Technika pomiaru I_{i0} w funkcji czasu jest prosta. Na ekran oscyloskopu podaje się napięcie z opornika

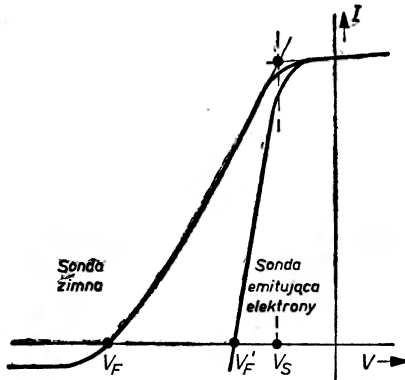
umieszczonego w obwodzie silnie ujemnie spolaryzowanej sondy. Opornik powinien być dostatecznie duży, by zapewnić odpowiednią czułość układu, lecz jednocześnie znacznie mniejszy od impedancji, związanych z pojemnościami rozproszonymi w obwodzie (rys. 4). Do wyznaczenia koncentracji elektronów z (2.1) konieczna jest również znajomość temperatury elektronów. W częstym przypadku praktycznym, gdy zmiany temperatury są niewielkie



Rys. 4. Układ do pomiaru chwilowych wartości prądu jonowego sondy. C_1 i C_2 — pojemności rozproszone układu pomiarowego, f — maksymalna częstotliwość zmian parametrów plazmy, 1 — oscyloskop, 2 — rura do wyładowań, 3 — ekranowana sonda, 4 — wzmacniacz

względne zmiany mierzonego prądu jonowego są równe względnym zmianom koncentracji elektronów.

W nieobecności pola magnetycznego wartość potencjału plazmy utożsamiana jest z położeniem górnego zagięcia charakterystyki. Bezpośredni pomiar $V_s(t)$ w oparciu o tę właściwość nie byłby prosty. Ponadto, w częstym



Rys. 5. Porównanie charakterystyki sondy zimnej oraz tej samej sondy emitującej elektrony

przypadku istnienia pola magnetycznego położenie tego zagięcia charakterystyki w ogóle nie odpowiada potencjałowi plazmy.

Typowym przykładem stosowanego rozwiązania jest [3] pomiar potencjału pływania żarzonej i emitującej elektrony sondy, utożsamianego z potencjałem plazmy V_s . Jednakże w przypadku $T_e \gg T_s$, gdzie T_s — temperatura sondy, potencjał pływania żarzonej sondy jest bliższy potencjałowi pływania zimnej sondy aniżeli potencjałowi plazmy. Niestety, przypadek $T_e \gg T_s$ występuje w praktyce najczęściej. Charakterystyka sondy emitującej elektrony pokazana jest na rys. 5.

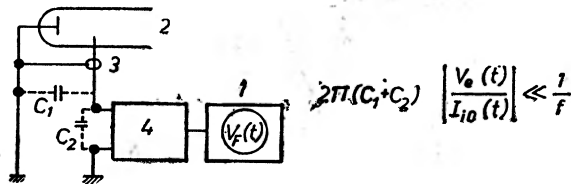
Potencjał plazmy może być wyznaczony [7, 12] drogą jednoczesnego pomiaru potencjału pływania sondy oraz temperatury elektronów. Prowadzi to do obliczenia chwilowych wartości $V_s(t)$ z (2.4):

$$V_s(t) = V_F(t) + CV_e(t); \quad V_e(t) = \frac{kT_e(t)}{e}. \quad (3.1)$$

W większości praktycznych przypadków wystarczy przyjmować $C = \frac{1}{2} \ln \frac{m_i}{2m_e}$, jak to wynika z poprzednich rozważań. Dokładniej można wyznaczyć C , korzystając z rozwiązań numerycznych Laframboise'a [13]. W tym jednak przypadku konieczna jest szacunkowa przynajmniej znajomość koncentracji elektronów w badanej plazmie.

Pomiar temperatury zostanie szczegółowo omówiony w dalszym ciągu tej pracy. Teraz zajmiemy się bliżej pomiarem potencjału pływania sondy.

Sonda, zanurzona w plazmie i obciążona nieskończenie dużą impedancją w obwodzie zewnętrznym (tj. sonda bez prądu), znajduje się z definicji na



Rys. 6. Układ do pomiaru chwilowych wartości potencjału pływania sondy. C_1 , C_2 i f — jak na rys. 4, 1 — oscyloskop, 2 — rura do wyładowań, 3 — ekranowana sonda, 4 — wzmacniacz

potencjale pływania. Bezpośredni pomiar chwilowych wartości $V_F(t)$ jest możliwy przy użyciu np. układu, przedstawionego na rys. 6. Przytoczymy tu, za pracę Zakrzewskiego, Beaudrego i Cloutiera [12], rozumowanie, prowadzące do oceny minimalnej wartości impedancji obciążenia sondy.

Dla tego celu prąd sondy o potencjale bliskim potencjałowi pływania ($|V - V_F(t)| \ll V_e(t)$ w każdej chwili) można przedstawić jako sumę niezależnego od potencjału prądu jonowego $-I_{i0}(t)$ i zmieniającego się wykładniczo prądu elektronowego $I_e(t) = I_{i0}(t) \cdot \exp \frac{V - V_F(t)}{V_e(t)}$

$$I(t) = I_{i0}(t) \left[\exp \frac{V - V_F(t)}{V_e(t)} - 1 \right] \cong \frac{V - V_F(t)}{V_e(t)} I_{i0}(t). \quad (3.2)$$

Dla każdej harmonicznej składowej oscylacji plazmy prąd sondy, wynikający ze skończonej impedancji obwodu pomiarowego Z_M , jest równy:

$$\frac{V_{FM}(t)}{Z_M} = \frac{V_{FM}(t) - V_F(t)}{V_e(t)} I_{i0}(t), \quad (3.3)$$

gdzie $V_{FM}(t)$ jest mierzoną wartością potencjału pływania. Stąd

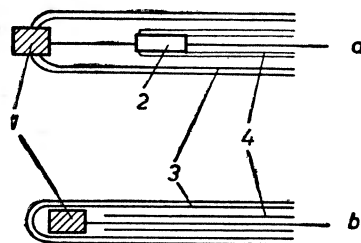
$$\frac{V_F(t)}{V_{FM}(t)} \cong 1 - \frac{1}{Z_M} \frac{V_e(t)}{I_{i0}(t)}. \quad (3.4)$$

Warunkiem małych błędów pomiaru jest więc, by

$$\frac{V_e(t)}{I_{40}(t)} \ll Z_M. \quad (3.5)$$

W układzie, jak na rys. 6, całkowita impedancja obciążenia sondy jest praktycznie wynikiem istnienia pojemności pasożytniczych i warunek (3.5) przechodzi w przedstawiony na tym rysunku. Warto tu również zauważyć, że $\frac{V_e(t)}{I_{40}(t)}$ maleje ze wzrostem powierzchni sondy. Można więc zwiększyć dokładność pomiarów kosztem, nieistotnej zwykle, straty rozróżnialności przestrzennej poprzez powiększenie rozmiarów sondy.

Warunek (3.5) jest stosunkowo łatwo spełnić, gdy koncentracja elektronów w badanej plazmie jest duża (10^{11} cm^{-3} i więcej). W przeciwnym przypadku



Rys. 7. Konstrukcja sond do pomiaru potencjału pływania: *a* — sonda z szeregowym opornikiem, *b* — sonda pojemnościowa (Schmidt [15]), 1 — elektroda robocza, 2 — opornik, 3 — szkło, 4 — metalowy ekran

zwykle nie wystarcza stosowanie sond o konstrukcji konwencjonalnej. Wysiłki eksperymentatorów idą więc w kierunku znalezienia takiej konstrukcji, która pozwoliłaby wyeliminować szkodliwy wpływ pasożytniczych pojemności. Przykładem udanych rozwiązań mogą być, przedstawione na rys. 7, sondy oporowe i pojemnościowe, opisane przez Sprotta [14] i Schmidta [15].

3.2.2. Pomiar temperatury elektronów

Pomiar $T_e(t)$ sprowadza się do eksperymentalnego wyznaczania chwilowej wartości nachylenia charakterystyki prądu elektronowego sondy w obszarze zmian wykładniczych. Dzięki użyciu jednocześnie kilku sond umieszczonych w plazmie w niewielkiej od siebie odległości, odpada konieczność zdejmowania charakterystyki. Wynik pomiaru temperatury jest odczytywany bezpośrednio z ekranu oscyloskopu.

Historycznie pierwsza z tych metod została opisana przez Barnes'a i Erosa [16] jeszcze w 1950 r. Wykorzystali oni dwie jednakowe sondy spolaryzowane różnymi prądami o stałej wartości. Układ utrzymywania stałego prądu sondy pokazany jest na rys. 8. Obie sondy umieszczone są w obszarze plazmy o tych samych parametrach. Jeżeli wymuszone prądy sond mieszczą się na prost-

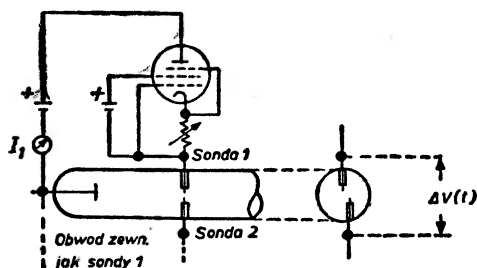
liniowym odcinku charakterystyki $V-\log I_e$, to z (2.3) wynika dla pierwszej sondy

$$\ln \frac{I_{e1}}{I_{e0}(t)} = \frac{V_1(t) - V_s(t)}{V_e(t)} \quad (3.6)$$

i analogicznie dla drugiej. Wobec tego

$$\Delta V(t) = V_1(t) - V_2(t) = V_e(t) \ln \frac{I_{e1}}{I_{e2}}. \quad (3.7)$$

A więc chwilowa wartość napięcia między sondami jest proporcjonalna do temperatury elektronów. Użycie dobrego wzmacniacza o dużej impedancji



Rys. 8. Układ utrzymywania stałych prądów sond (Barnes i Eros [16])

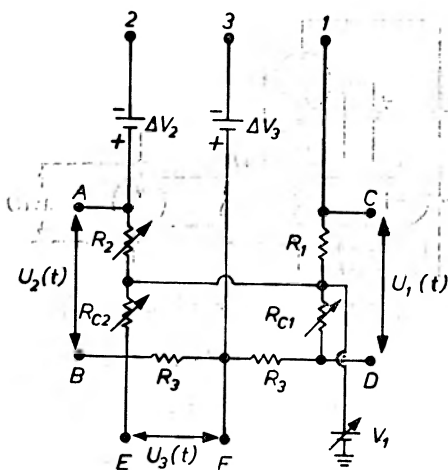
wejściowej i dużej impedancji wejście—ziemia umożliwia bezpośredni pomiar chwilowych wartości temperatury elektronów $V_e(t)$ na ekranie oscyloskopu.

Powyższe rozumowanie oparte jest na założeniu, że całkowity prąd sondy równy jest prądowi elektronowemu. Barnes i Eros stosowali swoją metodę do badań plazmy w wyładowaniu jarzeniowym w parach rtęci. Wówczas I_{e0}/I_{i0} jest rzędu kilkuset i łatwo jest wybrać takie warunki pomiaru, by $I_1 \cong I_{e1} \gg I_{i0}$ oraz $I_2 \cong I_{e2} \gg I_{i0}$. Niestety, w przypadku wyładowań w lekkich gazach (dla wodoru $I_{e0}/I_{i0} < 30$) oraz wyładowań w obecności pola magnetycznego brak możliwości skompensowania prądu jonowego staje się istotnym ograniczeniem stosowania metody. Jej wadą jest również brak możliwości kompensowania wpływu ewentualnych różnic w powierzchni sond. Ten ostatni problem staje się szczególnie ważny, gdy ze względu na zapewnienie dobrej rozróżnialności przestrzennej sondy muszą być małe. Ze względu na konieczność utrzymywania stałych wartości prądów sond, oporności w ich obwodach są bardzo duże. W tej sytuacji wszelkie pojemności pasożytnicze układu pomiarowego ograniczają silnie pasmo częstotliwości pomiarów. Niewątpliwą zaletą metody Barnes'a i Erosa jest prostota układu pomiarowego. Oprócz układu zasilania sond prądem stałym, wymaga się jedynie oscyloskopu z dobrym wzmacniaczem różnicowym.

Zespół dwóch sond, spolaryzowanych stałymi napięciami, został po raz pierwszy użyty do bezpośredniego pomiaru chwilowych wartości temperatury elektronów przez Droueta [17]. Badał on lokalne zmiany $T_e(t)$ w wyładowaniu

jarzeniowym w obecności fal jonizacji („moving striations“): W tej metodzie impedancje w obwodach sond mogą być małe, co zapewnia możliwość pomiaru w obecności oscylacji o dużych częstotliwościach. Niestety, podobnie jak metoda Barnes'a i Erosa, i ta może być użyta, gdy składową jonową prądu sondy można zaniedbać.

Ta sama zasada pomiaru może być uogólniona na częsty w praktyce przypadek, gdy nie można zaniedbać prądu jonowego. Opis takiej metody podali Zakrzewski, Beaudry i Cloutier [18]. Wykorzystuje się w niej trzy sondy, umieszczone blisko siebie w obszarze plazmy o tych samych parametrach. Potencjały dwóch sond, V_1 i V_2 , wybrane są w zakresie wykładniczej części charakterystyki prądu elektronowego. Jak wynika z (2.3), stosunek gęstości



Rys. 9. Obwód sond (Zakrzewski, Beaudry i Cloutier [18])

prądów elektronowych jest dla stałych potencjałów polaryzujących określony jedynie przez temperaturę elektronów.

$$\frac{j_{e1}(t)}{j_{e2}(t)} = \frac{I_{e1}(t) \cdot S_2}{I_{e2}(t) \cdot S_1} = \frac{I_1(t) - I_{i1}(t)}{I_2(t) - I_{i2}(t)} \cdot \frac{S_2}{S_1} = \exp \frac{\Delta V_2}{V_e(t)}, \quad (3.8)$$

gdzie $I(t)$ i $I_i(t)$ oznaczają odpowiednio całkowity i jonowy prąd sondy, a $\Delta V_2 = V_1 - V_2$ jest wielkością stałą.

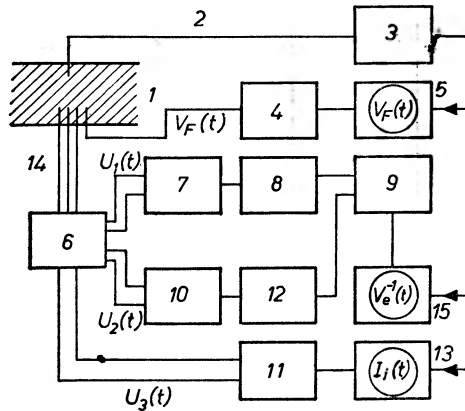
Wynikająca z (3.8) kompensacja prądu jonowego jest realizowana poprzez wykorzystanie trzeciej sondy. Płynie do niej praktycznie tylko prąd jonów, ze względu na polaryzację stałym potencjałem V_3 , znacznie niższym od V_1 i V_2 . Obwód sond pokazany jest na rys. 9. Ponieważ [18] stosunek gęstości prądów jonowych sond jest stały przy stałej różnicy potencjałów V_2 i V_3 , w obwodzie tym możliwa jest kompensacja składowych jonowych prądu sondy 1 i 2. Proste regulacje zmiennych oporników zapewniają spełnienie warunków kompensacji [18] i

$$\frac{U_1(t)}{U_2(t)} = \frac{j_{e1}(t)}{j_{e2}(t)} = \exp \frac{\Delta V_2}{V_e(t)}. \quad (3.9)$$

Równoczesny pomiar $U_1(t)$ i $U_2(t)$ prowadzi do wyznaczenia temperatury elektronów

$$V_e^{-1}(t) = \frac{2,30}{\Delta V_2} [\log U_1(t) - \log U_2(t)]. \quad (3.10)$$

W zastosowanym przez autorów układzie pomiarowym (rys. 10), obydwa napięcia $U_1(t)$ i $U_2(t)$ doprowadzone są przez wzmacniacze różnicowe do przetworników logarytmicznych. Napięcie proporcjonalne do różnicy logarytmów, a więc i do $V_e^{-1}(t)$, jest doprowadzone na płytki pionowe oscyloskopu. Odchylenie może być wyskalowane bezpośrednio w jednostkach temperatury. Wy-



Rys. 10. Schemat blokowy układu do kompleksowego pomiaru chwilowych wartości parametrów plazmy (Zakrzewski, Beaudry i Cloutier [18, 19]), 1 — plazma, 2 — sygnał odniesienia, 3 — obwód synchronizacji, 4 — wzmacniacz o dużej impedancji wejściowej, 5, 13, 15 — oscyloskopy, 6 — obwód sond (rys. 9), 7, 9, 10, 11 — wzmacniacze różnicowe, 8, 12 — przetworniki logarytmiczne, 14 — sondy pomiarowe

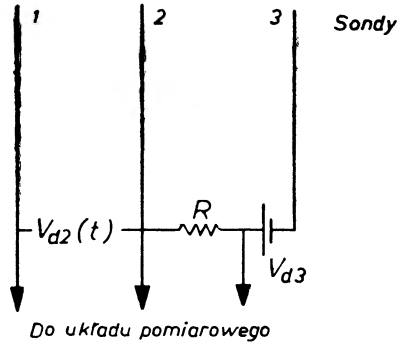
konywano jednoczesny pomiar napięcia $U_3(t)$, proporcjonalnego do prądu jonowego sond, w celu wyznaczania koncentracji elektronów. W układzie zastosowano również obwód wygaszania plamki na ekranie oscyloskopu. Powoduje on zanik obrazu w przypadku, gdy prąd sondy maleje poniżej zadanej z góry wartości. W ten sposób unika się błędów pomiarów, związanych z ewentualnym oddziaływaniem warstw przysondowych, których grubość rośnie przy niskich koncentracjach elektronów.

Powyższa metoda posiada szereg istotnych zalet. Oprócz bezpośredniego odczytu wyników pomiaru w funkcji czasu, są nimi: niskoomowy obwód sond, automatyczna kompensacja prądu jonowego oraz możliwość kontroli właściwego położenia napięć polaryzujących sondy [18]. Metoda była stosowana z powodzeniem w prowadzonych [19, 20] przez autorów kompleksowych badaniach czasowej i przestrzennej struktury niestabilności w wyładowaniu refleksowym (P. I. G. Discharge).

Ostatnią wreszcie z omawianych tutaj jest metoda bezpośredniego pomiaru temperatury przy użyciu potrójnej, „pływającej” sondy. Opisali ją Chen

i Sekiguchi [21] w 1965 r. Obwód sond pokazany jest na rys. 11. Autorzy przyjmują w swojej analizie założenia, prowadzące do daleko idącej idealizacji typowych sytuacji fizycznych. Zakłada się m. in. równość powierzchni wszystkich sond i niezależność od potencjału prądu jonowego. Wówczas prądy sond są odpowiednio

$$\begin{aligned} -I_1(t) &= -I_{e0}(t) \exp \frac{V_1(t) - V_s(t)}{V_e(t)} + I_i(t) \\ I_2(t) &= -I_{e0}(t) \exp \frac{V_2(t) - V_s(t)}{V_e(t)} + I_i(t) \\ I_3(t) &= -I_{e0}(t) \exp \frac{V_3(t) - V_s(t)}{V_e(t)} + I_i(t). \end{aligned} \quad (3.11)$$



Rys. 11. Zespół sond pływających do pomiaru chwilowych wartości parametrów plazmy (Chen i Sekiguchi [21])

W układzie, jak na rys. 11, istnieje wymuszona sytuacja taka, że $I_2(t) \equiv 0$ i $I_1(t) \equiv I_3(t)$. Wobec tego z (3.11) jest

$$\frac{1 - \exp \left[-\frac{V_{d_2}(t)}{V_e(t)} \right]}{1 - \exp \left[-\frac{V_{d_3}(t)}{V_i(t)} \right]} = \frac{1}{2} = \text{const.}, \quad (3.12)$$

przy czym $V_{d_2}(t) = V_2(t) - V_1(t)$
 $V_{d_3}(t) = V_3(t) - V_1(t)$.

W opisywanej metodzie $V_{d_3}(t) = V_{d_3}$ zostaje ustalone. Pomiar $V_{d_2}(t)$ wystarczy w tych warunkach do wyznaczenia temperatury elektronów $V_e(t)$ z (3.12). Skala woltomierza w przypadku badania plazmy stacjonarnej lub skala oscylografu w pomiarach dynamicznych mogą być cechowane bezpośrednio w jednostkach temperatury. Skala taka jest ważna dla dowolnego gazu i dla określonej wartości V_{d_3} .

Pomiar prądu $I(t) = I_1(t) = I_3(t)$ przy jednoczesnej znajomości $V_e(t)$ prowadzi do wyznaczenia prądu jonowego sond, a więc i koncentracji elektronów w plazmie.

Podstawową zaletą tej metody jest fakt użycia sond „pływających“, które mniej zaburzają stan badanej plazmy niż klasyczna sonda Langmuira. Potencjały sond oscylują w takt zmian potencjału plazmy i w ten sposób nie

istnieje niebezpieczeństwo pracy na niewłaściwym odcinku charakterystyki, tak groźne w przypadku sond spolaryzowanych napięciowo lub prądowo. Również nie istnieje problem kompensacji składowych jonowych prądu sond, gdyż zostają one automatycznie uwzględnione w samej zasadzie pomiaru. Układ pomiarowy jest prosty i zawiera jedynie oscyloskop z dobrym wzmacniaczem różnicowym do pomiaru $V_{a_2}(t)$.

Metoda ma jednak poważne wady, szczególnie w pomiarach dynamicznych. Przede wszystkim wymaga stosowania układu pomiarowego o dużej impedancji wejściowej. Warunek ten musi być spełniony zarówno w obwodzie pomiaru napięcia $V_{a_2}(t)$, jak i między całym obwodem sond i ziemią. Ponadto fakt użycia sond pływających prowadzi do sytuacji, w której ich potencjały niewiele różnią się od potencjału „pływania“. Na prąd sond składają się więc głównie elektrony o stosunkowo dużych energiach, spoza maksimum widma energetycznego. Może to prowadzić do dużych błędów pomiarów, nawet przy nieznacznych odchyleniach funkcji rozkładu od rozkładu maxwellowskiego.

W tych przypadkach, częstych w praktyce, gdy nie można zaniedbać zależności prądu jonowego od potencjału sondy, metoda przestaje być bezpośrednią. Zachodzi wówczas potrzeba wprowadzenia specjalnych poprawek [21] do rezultatów pomiaru, odczytanych z ekranu oscyloskopu. Ich wielkość nie przekracza kilkunastu procent dla niskich temperatur elektronów ($V_e < 5$ V). Brak możliwości kompensowania różnic w powierzchni sond jest również wadą, szczególnie groźną, gdy same powierzchnie nie są duże.

Z omówionych już powodów możliwość uwzględnienia w analizie lub kompensacji wpływu prądu jonowego na wynik pomiaru temperatury posiada istotne znaczenie. Jednocześnie wielkość oporności w obwodzie zewnętrznym decyduje o wpływie pojemności rozproszonych na rozróżnialność czasową układu pomiarowego. Wydaje się celowe podjąć próbę klasyfikacji znanych metod pomiaru chwilowych wartości temperatury elektronów właśnie w oparciu o te wymienione niżej cechy. Taką klasyfikację podano w tablicy I.

Tablica I

Metody pomiaru chwilowej wartości temperatury elektronów

Oporność w obwodzie sond	Kompensacja prądu jonowego	
	nie ma	jest
duża	Barnes i Eros [16] — Dwie sondy o polaryzacji stałym prądem	Chen i Sekiguchi [21] — Trzy sondy pływające
mała	Drouet [17] — Dwie sondy o polaryzacji stałym napięciem	Zakrzewski, Beaudry i Cloutier [18] — Trzy sondy spolaryzowane stałym napięciem

3.3. Rozróżnialność czasowa i przestrzenna

Opisane w tym rozdziale metody stosowane są przede wszystkim w badaniach niestacjonarnej plazmy. Zmianom parametrów w czasie towarzyszą zwykle zmiany w przestrzeni. Istotną cechą każdej z metod jest więc rozróżnialność czasowa i przestrzenna. Ścisła analiza ilościowa tego problemu nie jest możliwa. Ograniczymy się tutaj do przedyskutowania czynników decydujących o rozróżnialności metod sondowych oraz do oceny rzędu wielkości tej rozróżnialności.

O rozróżnialności czasowej decyduje czas reakcji sondy oraz właściwości zewnętrznego układu pomiarowego. Szybkość reakcji sondy określona jest głównie przez dwa czynniki. Pierwszy z nich, to czas niezbędny na przemieszczanie się powolnych jonów wewnątrz warstwy przysondowej w miarę zmian jej grubości wraz ze zmianami parametrów plazmy. Drugim jest prąd przesunięcia, związany z pojemnością wtórną warstwy przysondowej. Brak dotychczas ścisłych wyników ilościowych analizy tych zjawisk. Jednakże ich obraz fizyczny i przybliżona ocena czasu reakcji sondy zostały podane w serii prac Oskama, Carlsona i Okudy [22, 23, 24]. Z przeprowadzonej przez nich analizy, potwierdzonej co do rzędu wielkości przez eksperyment, wynika np. czas reakcji sondy równy $0,34 \mu\text{s}$ w wyładowaniu w helu pod ciśnieniem $1,2 \text{ Tor}$ i przy prądzie 10 mA . Ten czas maleje ze wzrostem koncentracji elektronów oraz ze zmniejszeniem ciśnienia opon i masy jonów. Można przyjąć, że w typowych przypadkach praktycznych czas reakcji sondy jest mniejszy niż $1 \mu\text{s}$.

Oprócz czasu reakcji sondy na rozróżnialność czasową metody wpływa również sposób wykonywania pomiarów i właściwości przeznaczonego do tego układu. W przypadku, gdy zachodzi konieczność zdejmowania charakterystyki, szybkość tego procesu odgrywa rolę decydującą. Lepszą rozróżnialność czasową zapewniają układy do bezpośredniego pomiaru parametrów, zwłaszcza z niskimi opornościami w obwodzie zewnętrznym sond. W dobrze zaprojektowanym układzie pomiarowym tego typu graniczna wartość rozróżnialności wyznaczona jest przez czas reakcji samej sondy. Gorsze rezultaty osiąga się w przypadku układów o wysokiej oporności w obwodzie sond. Wówczas o rozróżnialności decydują wartości pojemności rozproszonych w układzie pomiarowym.

Rozróżnialność przestrzenna pojedynczej sondy jest określona przez jej rozmiary wraz z grubością warstwy przysondowej. Ta ostatnia jest w przybliżeniu równa promieniowi Debye'a. W bezpośrednich pomiarach chwilowych wartości parametrów plazmy z reguły stosuje się zespoły sond. Wówczas, ze względu na niebezpieczeństwo oddziaływania między sondami, ich wzajemna odległość musi być wielokrotnie większa od promienia Debye'a. Ta odległość staje się wobec tego miarą rozróżnialności metody, gdy do pomiaru używa się więcej niż jedną sondę.

Warto tu zwrócić uwagę na fakt, że jak zwykle w naturze, tak i tu zyski należy opłacać stratami na innym polu. Metody z pojedynczą sondą, a więc

o dobrej rozróżnialności przestrzennej, wymagają stosunkowo długiego czasu pomiaru. Znaczne poprawienie rozróżnialności czasowej osiąga się, stosując metody bezpośredniego pomiaru. Wówczas jednak trzeba używać zespołu sond, co prowadzi do zmniejszenia rozróżnialności przestrzennej.

4. Pomiary średnich wartości parametrów plazmy

Bardzo często przedmiotem pomiarów są średnie w czasie wartości parametrów plazmy w obecności oscylacji. Ze względu na dobrą rozróżnialność przestrzenną, sonda elektryczna jest bardzo dogodnym narzędziem w tego typu badaniach. Wówczas jednak wyłania się zasadnicze pytanie: jak obecność oscylacji wpływa na przebieg charakterystyki sondy i w jakim stopniu wyznaczone z tej charakterystyki parametry odpowiadają szukanym wartościom średnim. Problem ten studiowali teoretycznie i doświadczalnie Crawford [25], Garscadden i Emeleus [26] oraz Boschi i Magistrelli [27].

Wartości parametrów można zapisać, wyodrębniając stałą i zmienną w czasie składową: $N_e(t) = \bar{N}_e + n_e(t)$, $V_s(t) = \bar{V}_s + v_s(t)$ i $V_e(t) = \bar{V}_e + v_e(t)$. Crawford rozważał wpływ obecności oscylacji na przebieg wykładniczego odcinka charakterystyki prądu elektronowego sondy. Zakładając

$\left| \frac{v_s(t)}{\bar{V}_e} \right| \ll 1$, $\left| \frac{v_e(t)}{\bar{V}_e} \right| \ll \left| \frac{v_s(t)}{\bar{V}_e} \right|$ oraz $\left| \frac{v_e(t)}{\bar{V}_e} \right| \ll \left| \frac{n_e(t)}{\bar{N}_e} \right|$ otrzymał w rezultacie

$$\frac{\bar{I}_e}{I} = 1 + \frac{1}{2} \bar{v}_s^2 - \sum_1^{\infty} \bar{n}_{en} \cdot \bar{v}_{sn} \cdot \cos \lambda_n. \quad (4.1)$$

Tu I_e jest wartością prądu elektronowego sondy umieszczonej w stacjonarnej plazmie o parametrach \bar{N}_e , \bar{V}_e , \bar{V}_s , natomiast \bar{I}_e — średnią w czasie wartością tego prądu w obecności oscylacji. Symbol \bar{v}_s oznacza skuteczną

wartość znormalizowanej składowej zmiennej potencjału plazmy $\frac{v_s(t)}{\bar{V}_e}$, \bar{n}_{en}

i \bar{v}_{sn} są skutecznymi wartościami n -tych harmonicznych odpowiednio $\frac{N_e(t)}{\bar{N}_e}$

i $\frac{V_s(t)}{\bar{V}_e}$ a λ_n — kątem fazowym między nimi. Dwa ostatnie człony (4.1) określają

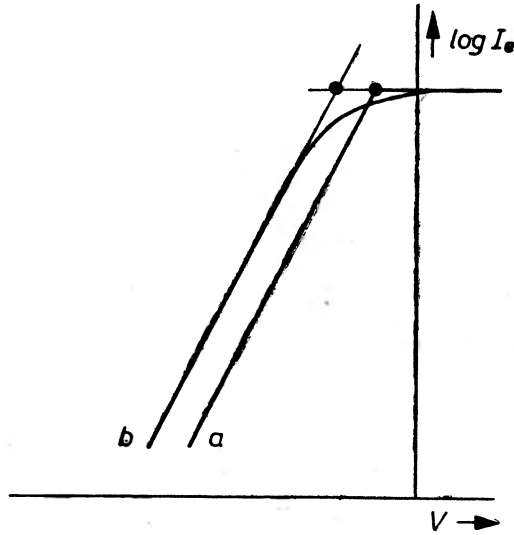
więc zmianę prądu elektronowego, wywołaną obecnością oscylacji.

Znalezienie ogólnego rozwiązania powyższego problemu dla przypadku dużych amplitud zmian parametrów plazmy okazało się zbyt skomplikowane. Udało się jednak Crawfordowi taką odpowiedź znaleźć dla szczególnego przypadku harmonicznych oscylacji o dużej amplitudzie, znowu przy założeniu niewielkich zmian temperatury elektronów:

$$\frac{\bar{I}_e}{I} = I_0 \left(\frac{V_{s1}}{\bar{V}_e} \right) + \frac{N_{e1}}{\bar{N}_e} I_1 \left(\frac{V_{s1}}{\bar{V}_e} \right) \cos \lambda_n, \quad (4.2)$$

gdzie I_n oznacza zmodyfikowaną funkcję Bessela pierwszego rodzaju rzędu n , a N_{e1} i V_{s1} są amplitudami zmian odpowiednio gęstości elektronów i potencjału plazmy.

Obydwa rezultaty, (4.1) i (4.2), prowadzą do wniosku, że gdy oscylacje nie powodują wykroczenia potencjału sondy poza obszar wykładniczych zmian prądu elektronowego, to nachylenie tego odcinka charakterystyki we współrzędnych $V - \log I_e$ nie ulega zmianie. Pomiar temperatury elektronów można w tym przypadku przeprowadzić klasycznym sposobem i metoda interpretacji wyników nie ulega zmianie. Ten wniosek został zweryfikowany ekspery-



Rys. 12. Charakterystyka prądu elektronowego sondy: a — w nieobecności oscylacji, b — w obecności oscylacji, przy średnich wartościach parametrów plazmy jak w a

talnie przez Crawforda [25]. Potwierdzają go również wyniki otrzymane przez Chena [28].

Taki sam wynik otrzymali Garscadden i Emeleus [26]. Wykazali oni ponadto, że gdy potencjał sondy jest bliski potencjału plazmy i w trakcie oscylacji wkracza w obszar prądu nasycenia, górne zagięcie charakterystyki ulega rozmyciu. Prowadzi to do istotnego utrudnienia w pomiarze średniej wartości potencjału, jak również koncentracji elektronów. Podobne wnioski wynikają z badań teoretycznych i eksperymentalnych, które prowadzili Boschi i Magistrelli [27]. Szkic ilustrujący wpływ oscylacji na przebieg charakterystyki pokazany jest na rys. 12.

Wydaje się, że jeżeli możliwe jest doświadczalne wyznaczenie wiarygodnej wartości prądów nasycenia sondy, to w przypadku niewielkich $\left(\left| \frac{v_e(t)}{\bar{V}_e} \right| \ll 1 \right)$ zmian temperatury elektronów można obliczyć koncentrację elektronów w sposób przedstawiony w rozdziale 2. Zagadnienie to łączy się ściśle z geometrią samej sondy. Najkorzystniejszy kształt charakterystyki występuje dla sondy

plaskiej. Ponieważ jednak praktyczna realizacja takiej sondy nie jest możliwa, trzeba zadowalać się rozwiązaniami przybliżonymi.

Powyższe rozważania prowadzą do interesujących wniosków praktycznych. W ogólnym przypadku średnia w czasie charakterystyka sondy (tzn. zdejmowana przy pomocy układu o dużej bezwładności) w oscylującej plazmie ma przebieg inny, niż charakterystyka sondy w stacjonarnej plazmie o parametrach równych wartościom średnim \bar{N}_e , \bar{V}_s i \bar{V}_e . Charakter tych deformacji można jednak w pewnych przypadkach przewidzieć. Wówczas możliwe jest wyznaczanie średnich wartości parametrów. Najmniej problemów nasuwa pomiar średniej wartości temperatury elektronów. Pomiar koncentracji elektronów i potencjału plazmy wymagają zachowania szczególnej ostrożności przy interpretacji wyników.

5. Zakończenie

Oscylacje w plazmie stały się z wielu względów przedmiotem bliskiego zainteresowania fizyki. Prace, prowadzone przez różnych badaczy w ciągu kilku ostatnich lat, umożliwiły zastosowanie do diagnostyki plazmy w obecności oscylacji znanej od dawna techniki sondy elektrycznej.

Brak ścisłej ilościowej teorii utrudnia analizę pracy sondy w obecności oscylacji i, co często idzie w parze, pola magnetycznego. Jednakże w typowych warunkach praktycznych zachowanie się sondy można przewidywać na tyle, by wykorzystać ją do celów pomiarów ilościowych. W artykule przedstawione zostały fizyczne podstawy tych możliwości.

Dzięki bardzo dobrej rozróżnialności czasowej i przestrzennej sond, można przy ich użyciu wykonywać pomiary chwilowych wartości parametrów plazmy: potencjału oraz temperatury i koncentracji elektronów. Aktualnie znanych jest kilka różnych metod pomiarowych.

Średnia w czasie charakterystyka sondy, zdejmowana w obecności oscylacji, pozwala w wielu praktycznych przypadkach wyznaczyć średnie wartości parametrów plazmy. Interpretacja wyników takich pomiarów wymaga jednak zachowania szczególnej ostrożności.

Wykaz stałych oznaczeń

- e — ładunek elektronu
- $h = \left(\frac{kT_e}{2\pi N_e e^2} \right)^{1/2}$ — promień Debye'a
- I, I_e, I_i — prąd sondy: całkowity, elektronowy, jonowy
- k — stała Boltzmanna
- m_e, m_i — masa elektronu, jonu
- N_e, N_i — koncentracja elektronów, jonów
- r_s — promień sondy

- r_{Le} , r_{Li} — promień Larmora elektronu, jonu
 S — powierzchnia czynna sondy
 T_e , T_i — temperatura elektronów, jonów
 V — potencjał sondy
 V_s — potencjał plazmy
 V_F — potencjał pływania sondy
 $V_e = \frac{kT_e}{e}$ — temperatura elektronów wyrażona w woltach

Abstract: The field of application of the electric probe to the plasma diagnostics is still growing. In this paper the principles and the possibilities of using probes in presence of fast changes of plasma parameters and in presence of a moderate magnetic field are presented. The methods of measurement of the instantaneous values of the plasma density, space potential and electron temperature are discussed. The time and space resolution of these methods are estimated.

The influence of plasma oscillations on the long-time average probe characteristic is considered. The correspondence between the shape of this characteristic and the mean plasma parameters is pointed out.

Literatura

- [1] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **28**, 727 (1926); tamże **33**, 954 (1929); tamże **34**, 876 (1926). Wszystkie również w *Collected Works of Irving Langmuir* (G. Snits, ed.), New York 1961.
- [2] D. Bohm, E. H. S. Burhop, H. S. W. Massey, w *Characteristics of Electrical Discharges in Strong Magnetic Fields* (A. Guthrie, R. K. Wakerling, eds.), Chapter 2, Mc Graw-Hill, 1949.
- [3] F. F. Chen, w *Plasma Diagnostic Techniques* (R. H. Huddleston, S. L. Leonard, eds.), Chapter 4, Academic Press 1965.
- [4] L. Schott, w *Plasma Diagnostics* (W. Lochte-Holtgreven, ed.), Chapter 11, Amsterdam 1968.
- [5] G. Spiwak, E. Reichrudel, *Ż. Techn. Fiz.*, **5**, 715 (1938).
- [6] E. Reichrudel, G. Spiwak, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **6**, 813 (1938).
- [7] F. F. Chen, C. Etievant, D. Mosher, *Phys. Fluids*, **11**, 811 (1968).
- [8] K. Klan, *Eight Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, p. 190, Springer Verlag 1967.
- [9] M. A. Vlasov, *Sov. Phys. — JETP Letters*, **2**, 174 (1965) i tamże **2**, 189 (1965).
- [10] A. Garscadden, P. Bletzinger, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 912 (1964).
- [11] M. Drouet, *Canad. J. Phys.*, **46**, 227 (1968).
- [12] Z. Zakrzewski, C. Beaudry, G. G. Cloutier, University of Montreal, Lab. of Plasma Phys., *Rep. No 68—18* (1968).
- [13] J. G. Laframboise, University of Toronto, Inst. for Aerospace Studies, *Rep. No 100* (1966).
- [14] J. C. Sprott, *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 897 (1966).
- [15] J. A. Schmidt, *Rev. Sci. Instrum.*, **39**, 1297 (1968).
- [16] B. T. Barnes, S. Eros, *J. Appl. Phys.*, **21**, 1275 (1950).
- [17] M. Drouet, *J. Sci. Instrum.*, **44**, 1023 (1967).
- [18] Z. Zakrzewski, C. Beaudry, G. G. Cloutier, *Rev. Sci. Instrum.*, **39**, 1507 (1968).

- r_{Le} , r_{Li} — promień Larmora elektronu, jonu
 S — powierzchnia czynna sondy
 T_e , T_i — temperatura elektronów, jonów
 V — potencjał sondy
 V_s — potencjał plazmy
 V_F — potencjał pływania sondy
 $V_e = \frac{kT_e}{e}$ — temperatura elektronów wyrażona w woltach

Abstract: The field of application of the electric probe to the plasma diagnostics is still growing. In this paper the principles and the possibilities of using probes in presence of fast changes of plasma parameters and in presence of a moderate magnetic field are presented. The methods of measurement of the instantaneous values of the plasma density, space potential and electron temperature are discussed. The time and space resolution of these methods are estimated.

The influence of plasma oscillations on the long-time average probe characteristic is considered. The correspondence between the shape of this characteristic and the mean plasma parameters is pointed out.

Literatura

- [1] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **28**, 727 (1926); tamże **33**, 954 (1929); tamże **34**, 876 (1926). Wszystkie również w *Collected Works of Irving Langmuir* (G. Snits, ed.), New York 1961.
- [2] D. Bohm, E. H. S. Burhop, H. S. W. Massey, w *Characteristics of Electrical Discharges in Strong Magnetic Fields* (A. Guthrie, R. K. Wakerling, eds.), Chapter 2, Mc Graw-Hill, 1949.
- [3] F. F. Chen, w *Plasma Diagnostic Techniques* (R. H. Huddleston, S. L. Leonard, eds.), Chapter 4, Academic Press 1965.
- [4] L. Schott, w *Plasma Diagnostics* (W. Lochte-Holtgreven, ed.), Chapter 11, Amsterdam 1968.
- [5] G. Spiwak, E. Reichrudel, *Ž. Techn. Fiz.*, **5**, 715 (1938).
- [6] E. Reichrudel, G. Spiwak, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **6**, 813 (1938).
- [7] F. F. Chen, C. Etievant, D. Mosher, *Phys. Fluids*, **11**, 811 (1968).
- [8] K. Klan, *Eight Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, p. 190, Springer Verlag 1967.
- [9] M. A. Vlasov, *Sov. Phys. — JETP Letters*, **2**, 174 (1965) i tamże **2**, 189 (1965).
- [10] A. Garscadden, P. Bletzinger, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 912 (1964).
- [11] M. Drouet, *Canad. J. Phys.*, **46**, 227 (1968).
- [12] Z. Zakrzewski, C. Beaudry, G. G. Cloutier, University of Montreal, Lab. of Plasma Phys., *Rep. No 68—18* (1968).
- [13] J. G. Laframboise, University of Toronto, Inst. for Aerospace Studies, *Rep. No 100* (1966).
- [14] J. C. Sprott, *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 897 (1966).
- [15] J. A. Schmidt, *Rev. Sci. Instrum.*, **39**, 1297 (1968).
- [16] B. T. Barnes, S. Eros, *J. Appl. Phys.*, **21**, 1275 (1950).
- [17] M. Drouet, *J. Sci. Instrum.*, **44**, 1023 (1967).
- [18] Z. Zakrzewski, C. Beaudry, G. G. Cloutier, *Rev. Sci. Instrum.*, **39**, 1507 (1968).

- [19] C. Beaudry, Z. Zakrzewski, G. G. Cloutier, Univ. of Montreal, Lab. of Plasma Phys., *Rep. No 68—17* (1968), także: *Amer. Phys. Soc. Tenth Annual Meeting*, Conf. Paper No 3E—10, 49 (1968).
- [20] Z. Zakrzewski, w przygotowaniu do druku.
- [21] Sin-Li Chen, T. Sekiguchi, *J. Appl. Phys.*, **36**, 2363 (1965).
- [22] R. W. Carlson, T. Okuda, H. J. Oskam, *Physica*, **30**, 182 (1964).
- [23] T. Okuda, R. W. Carlson, H. J. Oskam, *Physica*, **30**, 193 (1964).
- [24] H. J. Oskam, R. W. Carlson, T. Okuda, *Physica*, **30**, 375 (1964).
- [25] F. W. Crawford, *J. Appl. Phys.*, **34**, 1897 (1963).
- [26] A. Garscadden, K. G. Emelius, *Proc. Phys. Soc.*, **79**, 535 (1962).
- [27] A. Boschi, F. Magistrelli, *Nuovo Cimento*, 487 (1963).
- [28] F. F. Chen, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 1208 (1964).

Antoni Dwurażny

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Łódzki
Łódź

Michał Waligórski

Instytut Techniki Jądrowej
Akademia Górniczo-Hutnicza
Kraków

Komory iskrowe w fizyce wysokich energii. Cz. I. Wielelektrodowe komory iskrowe

Spark Chambers in High-Energy Physics. Part I. Multielectrode Spark Chambers

1. Wstęp

Obserwowany ostatnio szybki rozwój techniki komór iskrowych związany jest z jej wyjątkową przydatnością do badań w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych.

Możliwość pomiaru torów wielu cząstek z dokładnością przewyższającą niekiedy dokładność uzyskiwaną przy zastosowaniu innych detektorów, możliwość zliczania cząstek z częstością do 10^6 cząstek/sek i określania ich położenia bezpośrednio w postaci cyfrowej bez konieczności fotografowania śladów, duża swoboda w doborze sposobu sterowania, możliwość zmiany masy detektora w szerokich granicach, jak również prostota i niewielki koszt produkcji sprawiły, że komory iskrowe skutecznie konkurują a nawet wypierają inne metody detekcji cząstek wysokich energii.

W ciągu 11 lat, jakie upłynęły od wynalezienia „komory do wyładowań” przez fizyków japońskich Fukui i Miyamoto, nastąpił rozwój techniki komór iskrowych w wielu kierunkach. Poprzez odsunięcie elektrod na odległość kilkunastu a nawet kilkudziesięciu centymetrów i zastosowanie generatorów dających sterowane impulsy wysokości kilkuset kV o nanosekundowych czasach narastania uzyskano możliwość rejestracji cząstek przechodzących pod dużymi kątami (do 45°) do elektrod, w postaci ciągłych śladów wyładowań (komory śladowe), jak również cząstek przechodzących pod dowolnym kątem, gdzie tor cząstki widoczny jest w postaci strimerów (komory strimerowe).

Przy zachowaniu kilkumilimetrowych odległości między elektrodami, wykorzystując zjawiska towarzyszące wyładowaniu (błysk świetlny, zjawiska elektromagnetyczne i akustyczne), opracowano metody rejestracji położenia wyładowania bez użycia fotografii. Usunięto w ten sposób czynnik mechaniczny związany z pracą aparatów fotograficznych, ograniczający zdolność komory iskrowej do szybkiego zliczania cząstek. Możliwość odczytu położenia śladu cząstki bezpośrednio po jej zarejestrowaniu pozwoliło na opracowanie systemów, w których dane z komór oraz inne wielkości mierzone w czasie trwania eksperymentu wprowadzane są w zakodowanej formie do pamięci maszyny cyfrowej. Przy odpowiednim zaprogramowaniu można otrzymać przeliczone wyniki jeszcze w czasie trwania eksperymentu, co pozwala na bieżącą kontrolę przebiegu pomiarów (*on line computing*). Zastosowanie komór iskrowych pozwoliło na przeprowadzenie wielu nowych doświadczeń, niemożliwych lub niezmiernie trudnych do przeprowadzenia za pomocą innego rodzaju detektorów.

Zagadnieniu komór iskrowych poświęcono stosunkowo niewiele uwagi w literaturze polskiej [1]—[4], dlatego autorzy zamierzają omówić ten temat nieco bardziej szczegółowo w cyklu czterech artykułów, które ukażą się kolejno w *Postęпах Fizyki*. W niniejszym artykule, celem zrozumienia zasady działania komór iskrowych podany został zarys teorii wyładowania w gazach, a następnie omówiono komory iskrowe z małym odstępem międzyelektrodowym oraz ich zastosowanie. W drugim artykule pt. *Komory iskrowe z dużym odstępem między elektrodami* (autorzy: A. Dwurażny, J. Knapik) podane zostaną opisy konstrukcji i zastosowań doświadczalnych komór śladowych i strimerowych. Trzeci artykuł *Zdejmowanie informacji z komór iskrowych bez użycia filmu* (M. Waligórski) poświęcony zostanie technikom „bezfilmowego” odczytywania położenia wyładowania w komorze iskrowej oraz zagadnieniom współpracy układów komór iskrowych z maszynami cyfrowymi, zaś ostatni — *Układy sterowania i zasilania komór iskrowych* (A. Głowacki, W. Olejniczak) — sposobom wytwarzania impulsów wysokiego napięcia do sterowania komór śladowych i strimerowych.

Powyższe zagadnienia omówione zostały w licznych publikacjach radzieckich i zachodnich. Pozycje [5]—[11] spisu literatury są wykazem ważniejszych artykułów na temat komór iskrowych.

2. Znaczenie techniki komór iskrowych

Najczęściej stosowanymi urządzeniami do rejestracji torów cząstek elementarnych wysokich energii uzyskiwanych za pomocą techniki akceleratorowej są komora pęcherzykowa, komory iskrowe, hodoskopy z liczników scyntylacyjnych oraz obecnie rzadziej używane bloki emulsyjne i emulsje jądrowe. W tablicy I porównane są niektóre parametry detektorów różnego rodzaju: komór iskrowych (z odczytem bez użycia filmu), hodoskopów scyntylacyjnych

Przy zachowaniu kilkumilimetrowych odległości między elektrodami, wykorzystując zjawiska towarzyszące wyładowaniu (błysk świetlny, zjawiska elektromagnetyczne i akustyczne), opracowano metody rejestracji położenia wyładowania bez użycia fotografii. Usunięto w ten sposób czynnik mechaniczny związany z pracą aparatów fotograficznych, ograniczający zdolność komory iskrowej do szybkiego zliczania cząstek. Możliwość odczytu położenia śladu cząstki bezpośrednio po jej zarejestrowaniu pozwoliło na opracowanie systemów, w których dane z komór oraz inne wielkości mierzone w czasie trwania eksperymentu wprowadzane są w zakodowanej formie do pamięci maszyny cyfrowej. Przy odpowiednim zaprogramowaniu można otrzymać przeliczone wyniki jeszcze w czasie trwania eksperymentu, co pozwala na bieżącą kontrolę przebiegu pomiarów (*on line computing*). Zastosowanie komór iskrowych pozwoliło na przeprowadzenie wielu nowych doświadczeń, niemożliwych lub niezmiernie trudnych do przeprowadzenia za pomocą innego rodzaju detektorów.

Zagadnieniu komór iskrowych poświęcono stosunkowo niewiele uwagi w literaturze polskiej [1]—[4], dlatego autorzy zamierzają omówić ten temat nieco bardziej szczegółowo w cyklu czterech artykułów, które ukażą się kolejno w *Postęпах Fizyki*. W niniejszym artykule, celem zrozumienia zasady działania komór iskrowych podany został zarys teorii wyładowania w gazach, a następnie omówiono komory iskrowe z małym odstępem międzyelektrodowym oraz ich zastosowanie. W drugim artykule pt. *Komory iskrowe z dużym odstępem między elektrodami* (autorzy: A. Dwurażny, J. Knapik) podane zostaną opisy konstrukcji i zastosowań doświadczalnych komór śladowych i strimerowych. Trzeci artykuł *Zdejmowanie informacji z komór iskrowych bez użycia filmu* (M. Waligórski) poświęcony zostanie technikom „bezfilmowego“ odczytywania położenia wyładowania w komorze iskrowej oraz zagadnieniom współpracy układów komór iskrowych z maszynami cyfrowymi, zaś ostatni — *Układy sterowania i zasilania komór iskrowych* (A. Głowacki, W. Olejniczak) — sposobom wytwarzania impulsów wysokiego napięcia do sterowania komór śladowych i strimerowych.

Powyższe zagadnienia omówione zostały w licznych publikacjach radzieckich i zachodnich. Pozycje [5]—[11] spisu literatury są wykazem ważniejszych artykułów na temat komór iskrowych.

2. Znaczenie techniki komór iskrowych

Najczęściej stosowanymi urządzeniami do rejestracji torów cząstek elementarnych wysokich energii uzyskiwanych za pomocą techniki akceleratorowej są komora pęcherzykowa, komory iskrowe, hodoskopy z liczników scyntylacyjnych oraz obecnie rzadziej używane bloki emulsyjne i emulsje jądrowe. W tablicy I porównane są niektóre parametry detektorów różnego rodzaju: komór iskrowych (z odczytem bez użycia filmu), hodoskopów scyntylacyjnych

oraz komór pęcherzykowych [11]. Przez czasową zdolność rozdzielczą rozumie się dokładność ustalenia momentu, w którym została zarejestrowana cząstka, przez czas rejestracji (*recovery time*) — okres, jaki upływa od momentu zarejestrowania cząstki do gotowości układu do ponownej rejestracji.

Tablica I

Porównanie niektórych parametrów detektorów cząstek elementarnych (1966) [11]

	Komory iskrowe	Hodoskopy z liczników scyntylacyjnych	Komory pęcherzykowe
wymiary maks.	ponad 2 m ²	około 1 m ²	duże (kilka m ²)
koszt	niewielki	średnio wysoki	wysoki
masa detektora	praktycznie od 0 do bardzo dużej	duża	duża
ZDOLNOŚĆ ROZDZIELCZA:			
położenia	± 0,2 mm	± 1,5 mm	x, y: 0,03—0,2 mm, z: 0,1—0,4 mm
kątowa	0,1 mrad (ograniczona jedynie rozpr. kulomb.)	± 0,6 mrad	0,02—0,04 mrad (Głębokość) 0,04—0,05 mrad
pędowa	0,1% przy 1 GeV	0,4% przy 10—26 GeV	0,3—1,5% pola 70—20 kGs
czasowa	100—600 ns	10 ns	w praktyce żadna
czas rejestracji	ok. 500 μs	10 ns	być może ≈ 15 ms
częstość zliczania	500 zliczeń/impuls o czasie trwania 500 ms	2000—4000 zliczeń/impuls o czasie trwania 500 ms	na ogół jeden raz na cykl akceleratora
wstępna selekcja	tak	tak (wstępna dla komór iskr.)	obecnie niemożliwa
izotropowość rejestracji	tak (komory strimerowe)	niepraktyczna (nieoplacalna)	tak
odczyt	2 współrzędne, odczyt bezpośredni	na ogół 1 wsp. na warstwę, odczyt bezpośredni	3 współrzędne po późniejszych obliczeniach
możliwość stosowania obliczeń „on line“	tak	tak	opóźnienie co najmniej kilka godzin

Komory iskrowe i hodoskopy scyntylacyjne posiadają doskonałą czasową zdolność rozdzielczą, czym górują nad komorami pęcherzykowymi (jak również emulsjami jądrowymi). Komory iskrowe są najtańsze w konstrukcji i proste

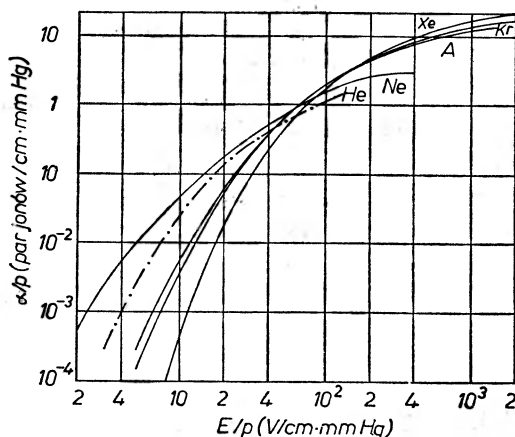
w obsłudze, wymagają bowiem mniej złożonej elektroniki niż hodoskopy scyntylacyjne. Cenną zaletą obu wymienionych technik jest możliwość takiego sterowania, że rejestrowane są jedynie odpowiednio wybrane przypadki (wstępna selekcja). W komorach pęcherzykowych i emulsjach jądrowych rejestrowane są wszystkie przypadki, a wyboru odpowiednich dokonuje się w drodze późniejszego przeglądu (skaningu) naświetlonego materiału, nie ma więc możliwości natychmiastowego otrzymania informacji o zajściu żądanej reakcji.

3. Teoria wyładowania iskrowego w gazie

Rozpatrzone zostaną procesy zachodzące w gazie pomiędzy dwoma płaskimi równoległymi elektrodami, na które przyłożone zostało pewne napięcie. Jeżeli przez objętość gazu przebiegnie cząstka jonizująca, wybite zostaną na jej drodze swobodne elektrony, które poruszając się w polu między elektrodami zderzają się z atomami gazu. Zderzenia mają charakter sprężysty, jeżeli energia elektronu jest mniejsza od najniższego potencjału wzbudzenia atomów gazu. Jeżeli pole pomiędzy elektrodami jest dostatecznie silne, przyspieszone elektrony wzbudzają lub jonizują atomy gazu. W dalszych rozważaniach pominięty zostanie udział jonów powstałych przy przejściu cząstki i w wyniku zderzeń elektronów, ze względu na ich dużo mniejszą ruchliwość.

Prawdopodobieństwo jonizacji określone jest dla ustalonych energii elektronów, a ponieważ przyspieszane w polu elektrony mają różne energie, dla opisu procesu przyjmuje się współczynnik określony jako liczba elektronów wtórnych wybitych na drodze 1 cm przez elektron poruszający się w kierunku pola (α współczynnik jonizacji Townsenda). Współczynnik ten zależy od wysokości napięcia między elektrodami E , ciśnienia p oraz rodzaju gazu. Dla ustalonego gazu

$$\alpha = \alpha(E, p).$$

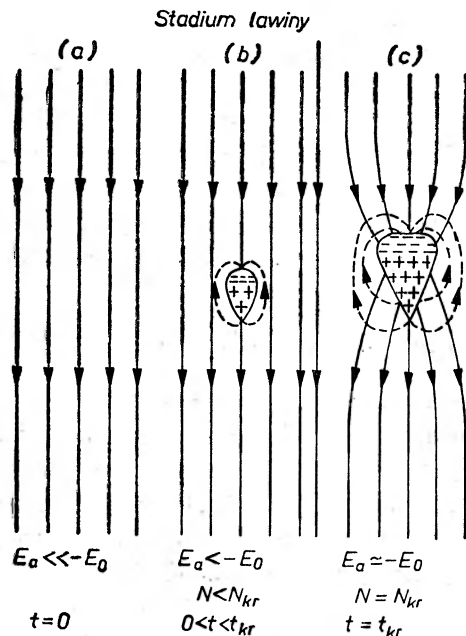


Rys. 1. Zależność pierwszego współczynnika Townsenda od pola zredukowanego dla gazów szlachetnych [8]

Zależność α od wielkości tzw. pola zredukowanego $\frac{E}{p}$ dla kilku gazów ilustruje rys. 1. Liczba wtórnych elektronów (N^-) oraz jonów (N^+) wytworzonych w gazie w procesie jonizacji przy ruchu N_0 elektronów pierwotnych na drodze d wynosi:

$$N^+ = N^- = N_0 e^{\alpha d}.$$

Zjawisko to nosi nazwę lawiny elektronowej. Ponieważ ruchliwość jonów dodatnich jest o dwa rzędy wielkości mniejsza od ruchliwości elektronów, jony dodatnie pozostają w tyle za elektronami lawiny, która przybiera charakterystyczny kształt (rys. 2b). Wewnątrz lawiny zostaje więc wytworzone pole



Rys. 2. Poszczególne stadia rozwoju lawiny: a) przed rozpoczęciem procesu, b) w okresie wzrostu lawiny, c) osiągnięcie przez lawinę rozmiaru krytycznego

E_a skierowane przeciwnie do pola zewnętrznego E_0 . Ze wzrostem lawiny rośnie E_a , zatem pole wypadkowe $|E_a - E_0|$ maleje. W momencie gdy $E_a = E_0$, lawina przestaje wzrastać ($\alpha = 0$) osiągając wielkość krytyczną po przejściu drogi d_{kr} . Jej ładunek przestrzenny wynosi $N_0 e^{\alpha d_{kr}} = N_{kr}$ (rys. 2c). (W praktyce $N_{kryt} \approx 10^8$).

Przejście od stadium lawiny do momentu wyładowania zachodzi różnie w zależności od wartości iloczynu ciśnienia gazu p i odległości pomiędzy elektrodami d .

3.1. Mechanizm Townsenda

W przypadku małych p i d (małe ciśnienia, małe odległości między elektrodami) lawina nie jest w stanie rozwinąć się do rozmiarów krytycznych. Główną rolę w rozwoju wyładowania grają wtedy bombardujące katodę jony

dotąd. W związku z powyższym wprowadza się współczynnik γ (II współczynnik jonizacji Townsenda) równy liczbie elektronów wtórnych wyprodukowanych przez jon dodatni (Townsend brał pod uwagę głównie wybijanie elektronów z katody). Całkowita liczba elektronów pierwotnych

$$N^- = N_0 \gamma e^{ad}$$

wyprodukuje więc

$$N = N_0 \frac{e^{ad}}{1 - \gamma(e^{ad} - 1)}$$

jonów i elektronów wtórnych.

Jeżeli $\gamma(e^{ad} - 1) \approx 1$, wyładowanie może rozwijać się samorzutnie bez obecności swobodnych elektronów, gdyż każda lawina wytwarza wtedy co najmniej jeden elektron zdolny do powtórzenia całego procesu. Townsend uznał ten warunek za warunek rozpoczęcia wyładowania iskrowego.

Jeżeli przez objętość gazu przejdzie cząstka silnie jonizująca, elektrony swobodne na jej torze rozmieszczone będą stosunkowo gęsto. Wtedy lawiny zainicjowane przez nie zlewają się ze sobą i wyładowanie następuje zgodnie z przytoczonym mechanizmem pomimo zbyt dużego iloczynu pd .

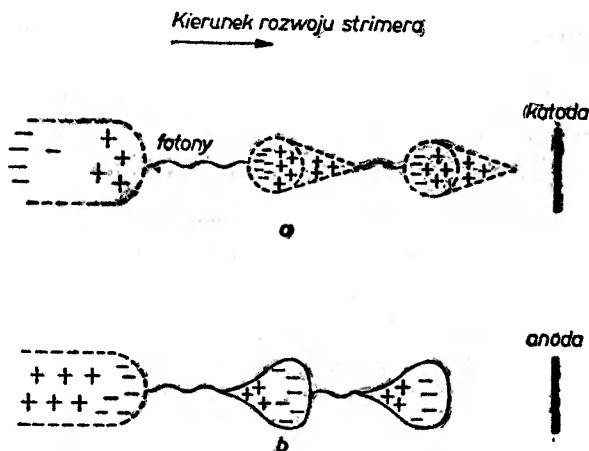
3.2. Mechanizm strimerowy wyładowania

Townsendowska teoria rozwoju wyładowania, dobrze opisująca procesy zachodzące dla małych wartości pd , nie jest dostatecznie dokładna do opisu zjawisk przy ciśnieniu gazu ok. 1 atm i dużych odstępach między elektrodami. Jeżeli mechanizm wyładowania opierać się ma na bombardowaniu jonami dodatnimi katody, czas formowania się wyładowania powinien z grubsza odpowiadać czasowi, w jakim jony dodatnie dochodzą do katody. Obserwowany czas formowania jest znacznie krótszy. Ponadto materiał katody powinien silnie wpływać na charakter wyładowania, czego nie zaobserwowano. Nie da się również na gruncie mechanizmu Townsenda wytłumaczyć faktu, że obserwuje się wyładowania przebiegające pod kątem do linii sił pola zewnętrznego.

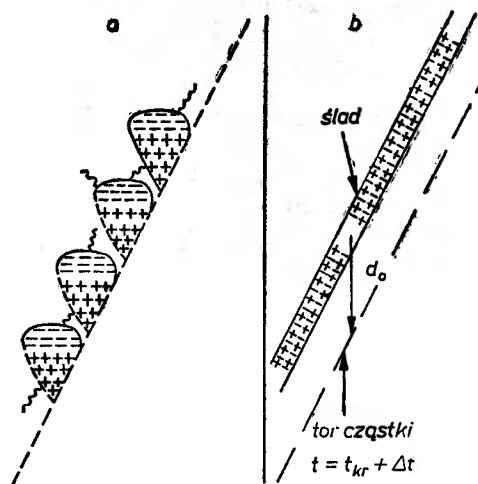
Dla usunięcia niezgodności Loeb, Meek i Raether [12], [13] zaproponowali tzw. strimerowy mechanizm wyładowania. Zasadniczą rolę grają w nim procesy fotojonizacji.

Po osiągnięciu przez lawinę rozmiarów krytycznych (rys. 2c), ładunek przestrzenny lawiny silnie zniekształca początkowo jednorodne pole pomiędzy elektrodami, co prowadzi do utworzenia się dużych gradientów pola w przedniej i tylnej części lawiny. Gęstość ładunku wewnątrz lawiny jest wtedy rzędu 10^{11} jonów/cm³. Przy tak dużej gęstości w grę wchodzi wpływ izotropowo emitowanych fotonów, z których tworzą się elektrony na zewnątrz lawiny. Część z nich znajdująca się w przedniej i tylnej części lawiny, gdzie gradient pola jest największy, uzyskuje dostateczną energię, by tworzyć lawiny wtórne. Procesy przebiegają różnie na przeciwległych końcach lawiny pierwotnej.

Lawiny wtórne wyprodukowane w pobliżu części dodatniej lawiny pierwotnej są wciągane w jej objętość. Prowadzi to do przesuwania się ładunku przestrzennego z dużą (około 10^8 cm/sec) prędkością w kierunku katody. Jest to tzw. strimer dodatni. Jednocześnie w kierunku anody rozwija się strimer ujemny, wynikły z ruchu elektronów ujemnej części lawiny pierwotnej wzmocnionej rozwijającymi się na drodze do anody lawinami wtórnymi. Rozwój strimerów dodatniego (a) i ujemnego (b) ilustruje rys. 3.



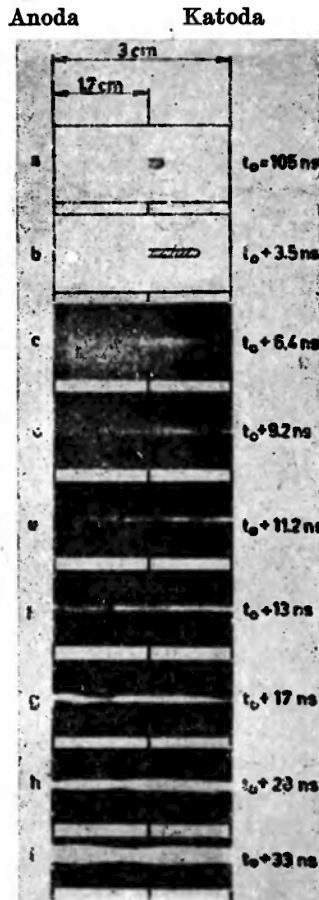
Rys. 3. Rozwój strimerów: a) dodatniego, b) ujemnego



Rys. 4. Stadia rozwoju wyładowania śladowego: a) łączenie się strimerów po osiągnięciu przez lawinę rozmiarów krytycznych, b) wytworzenie się kanału plazmy, przez które przebiega wyładowanie

Wyładowanie nie musi się jednak rozwijać w kierunku przyłożonego pola. Przy dużych napięciach, przekraczających napięcie przebicia (przepięciach) i dużych odległościach między elektrodami możliwe jest zajście wyładowania

iskrowego biegnącego pod kątem do linii sił pola. Jeżeli na torze cząstki nachylonym do linii sił pola pod kątem nie większym niż 45° pozostaną swobodne elektrony, każdy z nich zapoczątkować może lawinę, która wobec dużego przepięcia przechodzi niemal natychmiast w strimer. Strimery te powstają blisko siebie i zmiana pola wywołana ich ładunkiem przestrzennym jest tak duża, że zamiast rozwijać się dalej w kierunku katody i anody wzdłuż linii sił pola, strimery łączą się razem (rys. 4a, 4b) tworząc dobrze przewodzący kanał plazmy. Kanałem tym biegnie wyładowanie iskrowe, które wiernie naśladuje rozkład elektronów pierwotnych, a zatem tor cząstki naładowanej. Ponieważ połączenie strimerów następuje po upływie pewnego czasu od osiągnięcia przez lawiny rozmiarów krytycznych ($t = t_{kr} + \Delta t$), lawiny te ulegają przesunięciu w polu zewnętrznym. Dlatego ślad wyładowania jest nieco przesunięty w stosunku do rzeczywistego toru cząstki (d_0 na rys. 4b).



Rys. 5. „Film w zwolnionym tempie“ z przebiegu wyładowania w gazie. Elektrody w odległości 3 cm od siebie umieszczone są w mieszance azotu z metanem. Pole między nimi, 20 kV/cm, wytwarzane jest w impulsie prostokątnym o regulowanym czasie trwania. Czas trwania impulsu zaznaczono po prawej. Wyładowanie inicjuje błysk światła UV. Obserwowany jest rozwój strimera dodatniego (Von Tholl, [8])

Jeżeli nachylenie toru cząstki do linii sił pola przekracza kąt 45° , to zamiast jednego kanału iskrowego powstaje szereg strimerów ułożonych wzdłuż toru cząstki. Są to początkowo słabo świecące punkty (gdy oglądać je z kierunku zgodnego z kierunkiem linii sił pola) lub kreski (gdy patrzeć prostopadle do linii pola), które szybko rozwijają się wzdłuż linii pola. Po dojściu strimerów do elektrod wyładowanie przebiega w poszczególnych kanałach. Nosi ono nazwę wyładowania projekcyjnego.

Poszczególne fazy wyładowania iskrowego ilustruje piękna seria fotografii będąca niejako „filmem w zwolnionym tempie“ (rys. 5). Fotografii wyładowania w szczelinie 3 cm umieszczonej w atmosferze mieszanki azotu z metanem przy przyłożonym impulsowo polu 20 kV/cm dokonano w ten sposób, że zwiększano stopniowo czas trwania prostokątnego impulsu wysokiego napięcia. Pokazany jest rozwój strimera dodatniego w wyładowaniu zainicjowanym przez wiązkę światła UV [8]. Na „zdjęciach“ *a* i *b* czoło lawiny rejestrowane było za pomocą fotopowielacza. Widać wyraźnie ruch główki (ujemnej części) lawiny w stronę katody, a następnie, poczynając od zdjęcia *c* — rozwój strimera dodatniego, połączenie obu elektrod (*f*) i rozwój iskry wyładowania (*g*, *h*, *i*). Z prawej strony zaznaczono czas t_0 , jaki upłynął od momentu rozpoczęcia procesu wyładowania.

3.2.1. Warunek Raethera

Rozpatrzmy teraz dokładnie warunki przejścia lawiny w strimer. Z tego, co zostało powiedziane uprzednio, wynika, że warunkiem takiego przejścia jest, by pole ładunku przestrzennego lawiny miało wartość porównywalną z wartością pola zewnętrznego:

$$E_a = k \cdot E_0 \quad k = 0,1 \div 1.$$

Warunek ten nazywany jest zwykle warunkiem Meeka.

Nie jest to jednak warunek wystarczający, gdyż do przejścia lawina—strimer potrzebna jest jeszcze dostatecznie duża liczba fotonów zdolnych do tworzenia fotoelektronów w pobliżu czoła lawiny. Zakładając, że intensywność tych ostatnich jest proporcjonalna do gęstości jonów w czasie lawiny, Loeb podał drugi warunek takiego przejścia, mianowicie, aby gęstość jonów w czole lawiny była rzędu 10^{11} jonów/cm³.

W praktyce dla obliczenia potencjałów przebicia stosowany jest najczęściej warunek Raethera, równoważny z warunkiem Meeka.

Oceńmy wielkość pola ładunku przestrzennego lawiny. Dla uproszczenia niech lawina pochodzi od pojedynczego elektronu i niech rozwija się w jednorodnym polu elektrycznym o natężeniu E_0 . Zgodnie z równaniem Townsenda będzie wtedy:

$$N^+ = N^- = e^{au},$$

gdzie N^+ — liczba jonów dodatnich, N^- — liczba elektronów, a — pierwszy współczynnik jonizacji Townsenda, zaś u — średnia prędkość ruchu elektronów pod wpływem pola E_0 .

Założmy dalej, że jony dodatnie rozłożone są w główce lawiny wewnątrz kuli o promieniu $r = 4Dt$ (D — współczynnik dyfuzji).

Pole lawiny wyniesie wtedy:

$$E_a = \frac{N'}{r^2} = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{n \cdot e}{r^2},$$

gdzie n jest gęstością jonów, e — ładunkiem elektronu, zaś N' liczbą jonów w kuli o promieniu r .

W odległości udt na końcu drogi $u \cdot t$ liczba par jonów wynosi zgodnie z równaniem Townsenda $\alpha e^{\alpha u t} dt$. Gęstość jonów wynosi więc:

$$n = \frac{\alpha e^{\alpha u t} \cdot u dt}{\pi r^2 u dt} = \frac{\alpha e^{\alpha u t}}{\pi r^2},$$

zatem wartość pola lawiny

$$E_a = \frac{4}{3} e \cdot \frac{\alpha e^{\alpha u t}}{r}.$$

Lawina przechodzi w strimer, gdy $E_a = E_0$ ($k = 1$), zatem

$$E_a = E_0 = \frac{4}{3} e \frac{\alpha(E_0) e^{\alpha(E_0)u(E_0)t_{kr}}}{r(t_{kr})}; \quad \tau > t_{kr}.$$

Przekształcając i logarytmując stronami otrzymuje się

$$\ln \frac{3 E_0 r(t_{kr})}{4 e \cdot \alpha(E_0)} = \alpha(E_0) d_{kr} = \text{const.}$$

Wielkości po lewej stronie są stałe dla ustalonego E_0 . Ze znajomości N_{kr} (str. 275) obliczyć można r_{kr} , podstawiając również pozostałe wartości otrzymuje się znany warunek Raethera

$$\alpha d_{kr} \approx 20$$

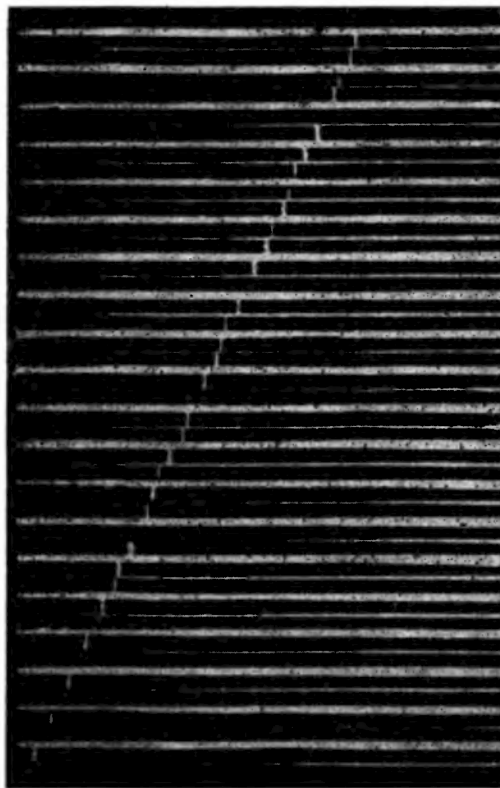
dobrze zgadzający się z doświadczeniem.

Powyższy przykład obliczeń podany został dla zilustrowania faktu, że strimerowa teoria wyładowania, mimo iż nie stoi w rażącej sprzeczności z wynikami doświadczalnymi, jest z pewnością zbyt prosta do pełnego opisu sytuacji. Problematyka wyładowania w gazach jest bardzo złożona i jak do tej pory nie w pełni poznana.

4. Wieloelektrodowe komory iskrowe

„Klasyczne“ komory iskrowe zbudowane są z szeregu płaskich elektrod umieszczonych równolegle w jednakowych odległościach 6—10 mm od siebie w atmosferze gazu szlachetnego, najczęściej mieszanki neonu z helem lub argonu. Co druga elektroda połączona jest z generatorem wysokiego napięcia, który w krótkim czasie po przejściu cząstki przez objętość komory wytwarza

między kolejnymi elektrodami pole ok. 10 kV/cm w jednorazowym impulsie. W wyniku procesów zachodzących w gazie komory wzdłuż toru cząstki zachodzą szereg wyładowań iskrowych pomiędzy poszczególnymi elektrodami (rys. 6).



Rys. 6. Obraz typowego śladu wyładowania w wieloelektrodowej komorze iskrowej [23]

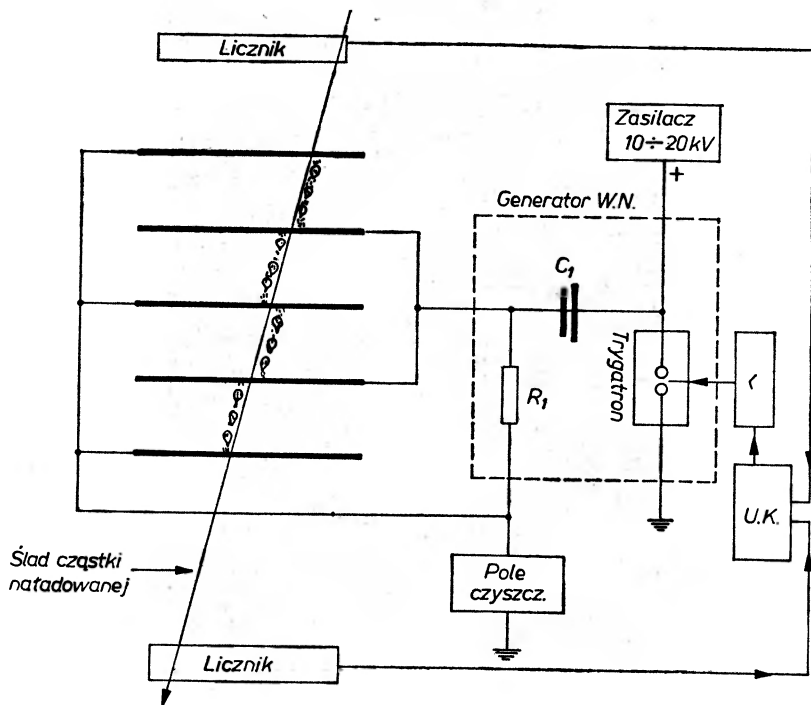
Generator wysokiego napięcia sterowany jest za pomocą układu liczników scyntylacyjnych lub Geigera-Müllera, połączonych z układem koincydencyjnym. Rysunek 7 przedstawia jedno z możliwych rozwiązań. Dwa liczniki scyntylacyjne umieszczone nad i pod komorą połączone są z układem koincydencyjnym. Koincydencja z obu liczników oznacza, że przez komorę przebiegła cząstka jonizująca. Układ koincydencyjny steruje generatorem wysokiego napięcia składającym się z pojemności magazynującej (*storage capacity*) C_1 , oporu bocznikującego R_1 oraz tzw. trygatronu czyli sterowanej przerwy iskrowej. Pojemność magazynująca ładowana jest prądem wysokiego napięcia z zasilacza 10—20 kV poprzez duży opór. Impuls koincydencyjny po odpowiednim wzmocnieniu powoduje wyładowanie w elektrodzie sterującej trygatronu¹ i poprzez wyładowanie iskrowe między głównymi elektrodami trygatronu rozładowuje się pojemność C_1 . Na elektrodach komory, której pojemność

¹ Zagadnienia związane z budową i działaniem trygatronów omówione zostały wyczerpująco w artykule H. Lenarczyka, K. Melzackiego i J. Pietruszki, *Post. Fiz.* 3 (1968), str. 271—290.

własna wynosi C_k pojawia się wtedy ujemny impuls wysokiego napięcia o amplitudzie

$$U \approx U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_k},$$

U_0 jest napięciem do jakiego naładowana została pojemność C_1 , czyli napięciem zasilania. Czas narastania impulsu, od którego w sposób zasadniczy zależy rozwój wyładowania iskrowego w komorze, zależy głównie od wielkości oporu



Rys. 7. Schemat układu sterowania komory iskrowej

oraz indukcyjności trygatronu i połączeń. Dla typowej komory czas narastania impulsu wysokiego napięcia na elektrodach jest rzędu 10^{-8} sek.

Co drugą elektrodę komory uziemia się lub przykłada się na nią stały, niewielki (ok. 100 V/cm) potencjał o znaku przeciwnym niż znak impulsu wysokiego napięcia. Jest to tzw. pole czyszczące, za pomocą którego usuwa się z przestrzeni międzyelektrodowej elektrony i jony powstałe tam w wyniku wyładowania. Choć pole czyszczące zmniejsza czas pamięci oraz czas martwy komory, jego obecność nie jest jednak konieczna do pracy komory.

4.1. Parametry pracy komory iskrowej

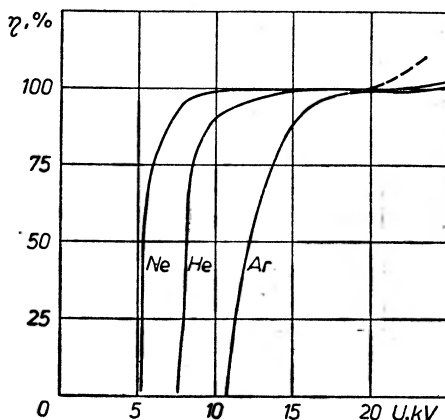
4.1.1. Wydajność komory

Wydajność komory, jeden z jej podstawowych parametrów, określa się jako stosunek liczby wyładowań do rzeczywistej liczby cząstek, które przeszły przez objętość komory. Jak wynika z przytoczonej teorii, warunkiem zajścia

wyładowania jest spełnienie warunku Raethera, gdzie za odległość krytyczną przyjmuje się odległość pomiędzy kolejnymi elektrodami, d :

$$ad = 20 .$$

Wydajność zależy więc przede wszystkim od napięcia pracy komory. Na zmianę wydajności wpływają również inne czynniki: opóźnienie, tj. czas jaki upływa od momentu przejścia cząstki do momentu przyłożenia pola wysokiego napięcia oraz czas trwania impulsu i szybkość jego narastania, znaczenie ma również wysokość napięcia pola czyszczącego.



Rys. 8. Zależność wydajności komory iskrowej od wysokości impulsu wysokiego napięcia ($R_1 C_1$ ok. 10^{-7} sek)

Typową zależność wydajności komory od wysokości impulsu wysokiego napięcia dla komory z $d = 1$ cm z różnymi napełnieniami przedstawia rys. 8. Widać, że gdy spełniony zostanie warunek Raethera, wydajność komory szybko rośnie do 100%. Wartości większe od 100% odpowiadają wyładowaniom przypadkowym.

Na wydajność komory wpływa znacznie wartość czasu narastania impulsu wysokiego napięcia. Skrócenie czasu narastania (tzn. zmniejszenie iloczynu $R_1 C_1$) prowadzi na ogół do zwiększenia wydajności komory przy tej samej amplitudzie impulsu wysokiego napięcia (w przedziale 7—12 kV/cm).

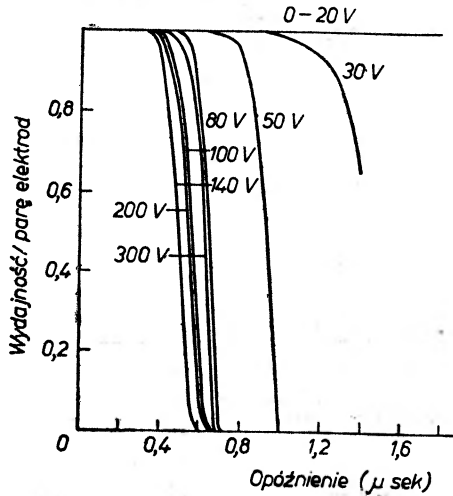
4.1.2. Czas pamięci

Liczni autorzy [14]—[20] badali zależność wydajności od opóźnienia dla komór z różnymi napełnieniami, pod różnymi ciśnieniami gazów, w zależności od wysokości pola czyszczącego i czasu narastania impulsów wysokiego napięcia.

Dla rosnących wartości czasu opóźnienia wydajność maleje początkowo nieznacznie, by przy pewnej wartości opaść gwałtownie. W związku z powyższym wprowadza się parametr zwany czasem pamięci komory, który równy jest wartości opóźnienia, przy której wyraźnie spada wydajność komory. Odpowiada to rozproszeniu się w wyniku dyfuzji i obecności pola czyszczącego

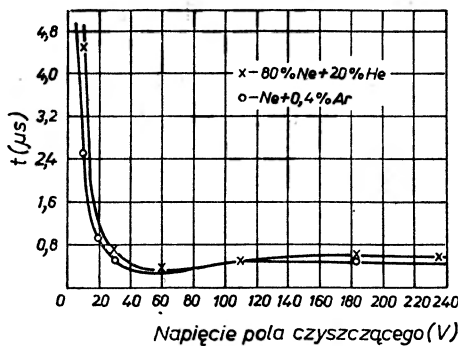
elektronów leżących początkowo wzdłuż toru cząstki (w neonie pod ciśnieniem 1 atm. cząstka o minimalnej zdolności jonizacyjnej pozostawia ok. 30 elektronów/cm drogi).

Michajłow [14] stwierdził, że czas pamięci dla komory z $d = 8$ mm z napełnieniem neonowym pod ciśnieniem 1,1 atm. wynosi kilka mikrosekund. Czas pamięci maleje z obniżeniem ciśnienia gazu. Jest to zrozumiałe, zwiększa



Rys. 9. Wykres zależności wydajności jednej przerwy komory iskrowej w funkcji opóźnienia dla różnych wartości napięcia pola czyszczącego [2]

się bowiem współczynnik dyfuzji, a zatem ruchliwość elektronów. Również zmiany wartości pola czyszczącego silnie wpływają na czas pamięci. Rysunek 9 pochodzący z pracy Cronina [15] ilustruje tę zależność. Zmiana wysokości



Rys. 10. Zależność czasu pamięci komory iskrowej t od wartości napięcia pola czyszczącego [5]

pola czyszczącego z 30 do 80 V powoduje skrócenie czasu pamięci od ok. 1,6 do 0,7 μsek. Następny wykres (rys. 10) ilustruje dokładniej zależność czasu pamięci t od wysokości pola czyszczącego dla dwóch mieszanek neonu. Obni-

zenie czasu pamięci w zakresie 0—60 V jest zrozumiałe, gdyż zwiększona zostaje ruchliwość elektronów swobodnych. Niewielki wzrost czasu pamięci w miarę wzrostu pola tłumaczy się możliwością inicjowania lawin elektronowych w polu czyszczącym [18].

Czas pamięci silnie zależy od obecności domieszek w gazie roboczym komory. Np. niewielkie, kilkuprocentowe domieszki tlenu do argonu w komorach argonowych zmniejszają czas pamięci do 1 μ sek, co wiąże się z wychwytywaniem elektronów przez gazy elektroujemne, przez co zmniejsza się liczba swobodnych elektronów na torze cząstki. Natomiast duże domieszki powodują wychwyt wszystkich elektronów. Powoduje to znaczny wzrost wartości czasu pamięci, określonego w tym przypadku ruchliwością jonów ujemnych.

4.1.3. Czas martwy

Jeżeli komora iskrowa pracuje w wiązce o dużym natężeniu, może się zdarzyć, że pomimo wyzwolenia jej przez drugą cząstkę przychodzącą w krótkim czasie po pierwszej, wyładowanie nastąpi ponownie wzdłuż śladu pierwszej cząstki. Czas, jaki musi upłynąć pomiędzy przejściem obu cząstek tak, aby nie nastąpiło takie wyładowanie, inaczej mówiąc czas, w jakim gaz komory zdoła „zapomnieć“ o przejściu pierwszej cząstki, nazywany jest jej czasem martwym. Jego wartość zależy głównie od wysokości napięcia pola czyszczącego. Dla komory o $d = 1$ cm napełnionej mieszką 65 % Ne i 35 % He przy podwyższeniu napięcia pola czyszczącego od 20 do 80 V/cm czas martwy maleje od 25 do ok. 10 msek [21], zmniejszają go również domieszki alkoholu, jeżeli gazem roboczym jest argon (z 4 msek do ok. 1 msek) [22]. Mechanizm powodujący tak długi czas martwy nie jest dobrze znany, przypuszczalnie główną rolę odgrywają w nim jony dodatnie powstałe w pierwszym z wyładowań iskrowych w komorze.

Aby uniknąć efektów związanych z występowaniem tego parametru, w czasie pracy komór w wiązках o dużym natężeniu do układów koincydencyjnych dołącza się dodatkowe układy bramkujące, uniemożliwiające ponowne włączenie komory przed upływem jej czasu martwego.

4.1.4. Dokładność lokalizacji śladów pojedynczych

Z punktu widzenia zastosowań komór iskrowych w doświadczeniach podstawowym zagadnieniem jest znajomość odchylenia śladu wyładowania iskrowego w komorze od rzeczywistego toru cząstki rejestrowanej. Jak widać z rys. 6 (fotografii śladu w komorze pochodzącej z pracy Kaftanowa i Liubimowa [23]), wyładowanie pomiędzy elektrodami przebiega w zasadzie wzdłuż linii sił pola dając obraz charakterystycznych „schodków“. Ze względu na zmieniającą się polaryzację elektrod, tworzące się w sąsiadujących ze sobą elektrodach lawiny poruszają się w przeciwnych kierunkach, wyładowania w poszczególnych odstępach międzyelektrodowych przesunięte są na przemian w górę i w dół od rzeczywistego toru cząstki. Wartość średniego odchylenia wyładowania (iskry) od rzeczywistego toru σ zależy przede wszystkim od nachylenia

toru cząstki do elektrod [24] oraz kształtu i czasu narastania impulsu wysokiego napięcia [25], oraz jego opóźnienia. Jeżeli bowiem czas narastania impulsu jest krótki, okres w którym swobodne elektrony są jedynie przyspieszane, gdyż narastające pole nie osiąga dostatecznej wartości by tworzyły się lawiny, jest także krótki, zatem odchylenia od toru są niewielkie. Zastosowanie pola czyszczącego poprawia jeszcze sytuację, gdyż skierowane jest przeciwnie do wolno narastającej przedniej części frontu impulsu wysokiego napięcia, dalej zmniejsza się więc początkowa ruchliwość elektronów.

Ze względów geometrycznych dla toru nachylonego pod kątem 45° , σ wynosi ok. 1,6 mm [24], mierzona dla środków kolejnych wyładowań iskrowych. W praktyce, stosując impulsy o czasie narastania ok. 10^{-8} sek i pola czyszczące 100 V/cm, przy śladach nachylonych pod kątami do 15° , dokładność lokalizacji toru rzeczywistego w poszczególnych szczelinach wynosi około 0,5 mm. Dokładność ta zwiększa się znacznie dla wielu elektrod, gdy można ślad dopasować do prostej np. metodą najmniejszych kwadratów.

4.1.5. Rejestracja wielu śladów równocześnie oraz pomiar jonizacji

Istnieje ścisły związek pomiędzy zagadnieniami jednoczesnej rejestracji kilku śladów oraz pomiarem ich jonizacji. Jeżeli w gazie rozwija się równocześnie kilka wyładowań, pochodzących od kilku równoczesnych śladów, jest bardzo prawdopodobne, że jedno z nich rozwinie się nieco wcześniej od pozostałych. Wówczas płynie przez najwcześniej rozwinięte wyładowanie prawie cały prąd, co powoduje duże zwiększenie jasności śladu jednej z cząstek kosztem pozostałych. Efekt ten jest szczególnie silny w argonie. W atmosferze neonu przy zastosowaniu szybko narastających impulsów możliwy jest pomiar stosunku jonizacji dla dwóch śladów [26]. Ponieważ jednak jasność śladów zależy silnie od wielu parametrów, a ponadto podlega dużym fluktuacjom, nie udało się praktycznie mierzyć ich bezwzględnej jonizacji, choć jest to w zasadzie możliwe.

Wydażność komór z napełnieniem neonowym na równoczesną rejestrację wielu cząstek jest bardzo wysoka. Jak wynika z pomiarów [27] dokonanych dla mieszanki 80% Ne i 20% He, przy $d = 1$ cm i impulsie wysokiego napięcia 13 kV o czasie narastania 40 nsek, wydażność maleje od 100% przy rejestracji 1 śladu do 90% przy rejestracji 12 śladów równocześnie.

4.2. Konstrukcja komór iskrowych

Jak wynika z podanych już własności komór iskrowych, aby zapewnić ich prawidłową pracę, konstrukcja mechaniczna musi spełniać pewne podstawowe warunki.

Aby zapewnić stałą wydażność komory niezależną od położenia śladu, umocować należy elektrody w równych odległościach od siebie i zapewnić ich wzajemną równoległość z dokładnością do kilku procent.

Wszelkie połączenia elektryczne, a w szczególności część wysokonapięciowa, muszą być wykonane tak, by zmniejszyć do minimum pojemność i indukcyj-

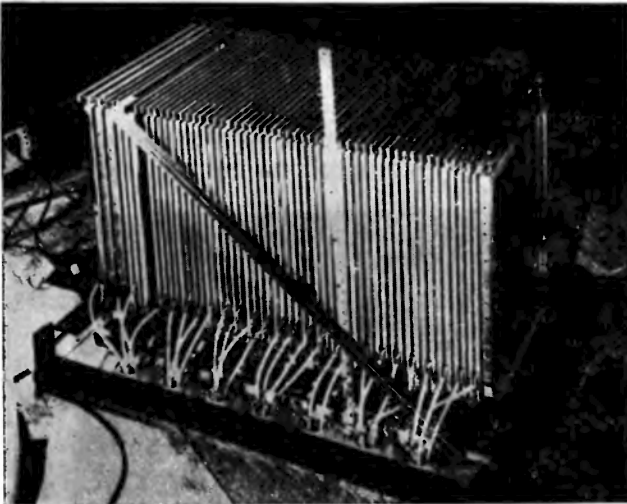
ności pasożytnicze, które mogą zasadniczo pogorszyć czas narastania impulsów wysokiego napięcia; ważne jest również zapewnienie bezpieczeństwa obsługi komory. Na ostrych krawędziach elementów wysokonapięciowych oraz elektrod łatwo powstają silne pola powodujące niepożądane wyładowania przypadkowe, należy więc zapewnić staranne wykonanie mechaniczne tych elementów.

Dla zapewnienia stałego składu gazu roboczego komory opracowuje się niekiedy układy do jego chemicznego oczyszczania. Dla komór o dużym stosunku objętości do powierzchni elektrod nie jest to jednak konieczne.

Powyzsze warunki nie są trudne do spełnienia, dlatego koszt produkcji samej komory jest zwykle niewielki. Projektuje się więc komory do jednorazowego użycia z myślą o wykorzystaniu ich w konkretnych eksperymentach. Elementy zasilania i sterowania komory mogą być natomiast wielokrotnie używane, co dalej obniża koszt konstrukcji i eksploatacji komór iskrowych.

4.2.1. Płyty umieszczone w obudowie

Jednym z najprostszych sposobów konstruowania komór iskrowych jest umieszczenie elektrod wykonanych z płyt aluminiowych, o zaokrąglonych lub pokrytych warstwą dielektryka brzegach, na wspólnej konstrukcji zapewniającej ich równoległość i jednakowe odległości, np. z pomocą rozpórek. Zmontowane elektrody umieszcza się w szczelnym pudle napełniając całość gazem roboczym pod ciśnieniem przekraczającym nieco 1 atm., co zapobiega przenikaniu domieszek powietrza do wnętrza komory. Widok elektrod tak skon-



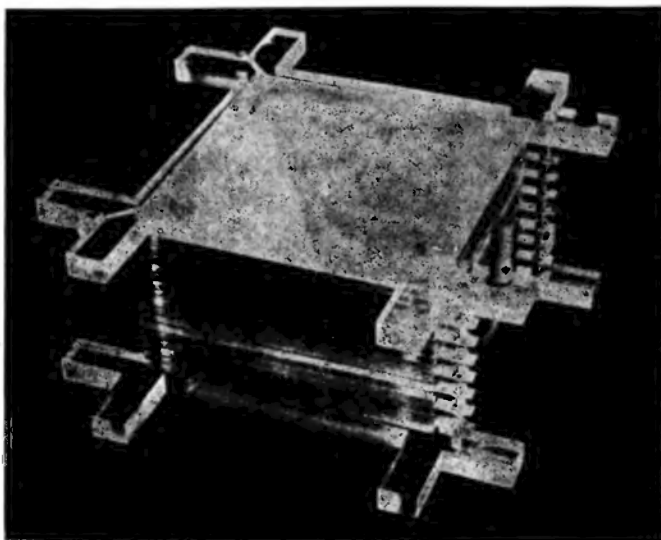
Rys. 11. Konstrukcja komory iskrowej z grubymi elektrodami [19]

struowanej komory przed włożeniem ich do pudła ilustruje rys. 11. Pudło wykonane jest w całości ze szkła organicznego lub z metalu i posiada wtedy okienka, przez które można dokonywać fotografii śladów. Innym wariantem konstrukcji tego typu jest wyfrezowanie szczelin w ściankach pudła wykonanego ze szkła organicznego, w które wsuwa się elektrody [15]. Obudowa spełnia wtedy wszystkie zadania równocześnie.

Niekiedy elektrody wykonuje się w ten sposób, by same służyły za tarczę, absorbent lub rozpraszacz dla cząstek przechodzących przez nie. Elektrody komory z rys. 10 są np. wykonane z grafitu powleczonego na zewnątrz warstwą metalizowaną.

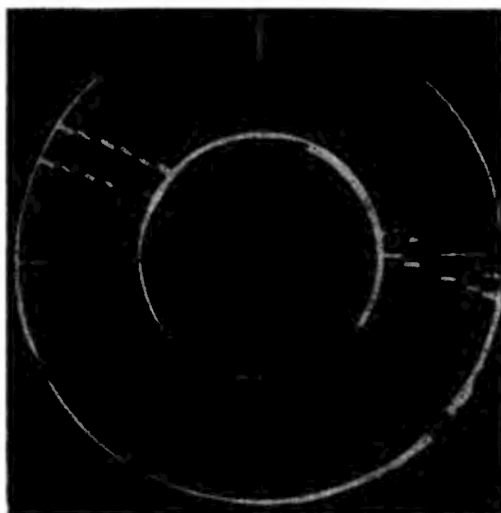
4.2.2. Elektrody wykonane z folii

Cząstki przechodząc przez elektrody wykonane z cienkiej folii nie podlegają praktycznie rozproszeniu, co pozwala na wyznaczanie ich torów z dużą do-



Rys. 12. Konstrukcja komory z elektrodami z folii [17]

kładnością. Poprzez napięcie folii łatwo uzyskać płaskie i równoległe elektrody. Najczęściej nakleja się folię lekko napiętą na ramki ze szkła organicznego,



Rys. 13. Obraz cząstki promieniowania kosmicznego w komorze cylindrycznej [20]

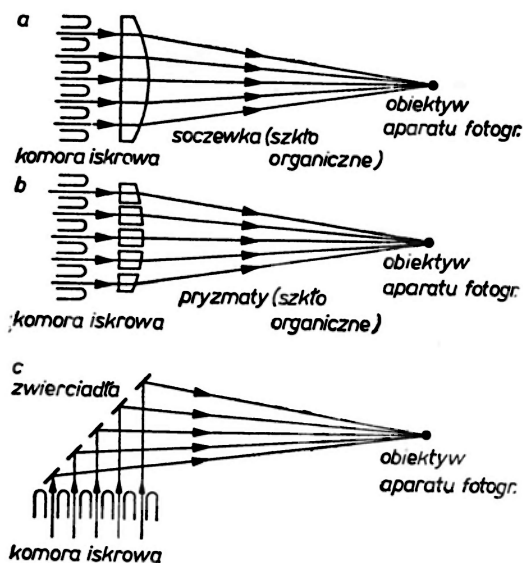
w temperaturze ok. 10°C . Ramki w temperaturze pokojowej rozszerzają się napinając folię. Komorę wieloelektrową uzyskuje się przez sklejenie ze sobą szeregu ramek. Ślady fotografuje się poprzez przezroczyste boki ramek. Sklejoną komorę tego typu ilustruje rys. 12 [29], [30].

4.2.3. Elektrody cylindryczne

Obserwację przypadków z dużego kąta bryłowego umożliwiają komory iskrowe z elektrodami cylindrycznymi [32], [33]. Zdjęcie śladu w takiej komorze dokonane poprzez przezroczyste „denko“ komory ilustruje rys. 13.

5. Fotografowanie śladów w komorze iskrowej

Fotografowanie śladów w wieloelektrowych komorach iskrowych napotyka pewne trudności z powodu małych odległości między elektrodami przy dużych głębokościach sięgających niekiedy 1—2 m. Trudność tę pokonać można



Rys. 14. Metody fotografowania śladów w komorze iskrowej: a) poprzez soczewkę, b) poprzez układ pryzmatów c) za pomocą zwierciadeł

poprzez zastosowanie soczewek cylindrycznych (rys. 14a) wykonanych ze szkła organicznego, pryzmatów łatwiejszych do wykonania (rys. 14b), lub układu zwierciadeł (rys. 14c). Ten ostatni sposób jest jednak niewygodny, gdyż trudno uniknąć skręceń torsyjnych zwierciadeł. Na szybkach komór iskrowych graweruje się znaczki o znanym dokładnie położeniu, które fotografuje się równocześnie ze śladami wyładowań. Znaczki te ogromnie ułatwiają rekonstrukcję przestrzenną śladów, dokonywaną na podstawie fotografii dwóch rzutów tego samego śladu. Zdjęcia rzutów wykonuje się za pomocą dwóch aparatów fotograficznych pracujących synchronicznie, lub umieszcza się za komorą lustro fotografując równocześnie ślad rzeczywisty i odbity.

Ślady z komór cylindrycznych fotografuje się za pomocą zwierciadeł stożkowych lub poprzez soczewki.

Samo fotografowanie nie przedstawia większych trudności ze względu na dużą jasność iskry. Łatwo więc uzyskać duże głębie ostrości przez zwiększenie przysłony ($f = 8-22$) i użycie czułych filmów o czułości rzędu 250 ASA (ok. 25 DIN).

6. Zastosowanie komór iskrowych

Komory iskrowej używać można w dwojaki sposób: jako hodoskopu lub jako tarczy. W pierwszym przypadku komora służy do lokalizacji torów przechodzących przez nią cząstek, bez wpływania na ich kierunek, np. wyznaczając położenie wiązki akceleratorowej czy torów cząstek w spektrometrach magnetycznych. W drugim przypadku elektrody komory iskrowej służą za tarczę, na której rozpraszają się cząstki. Widoczne są wtedy ślady cząstek przed i po rozproszeniu. Przykładem takiego zastosowania komory mogą być detekcja polaryzacji nukleonów [32] lub badanie oddziaływania neutrina.

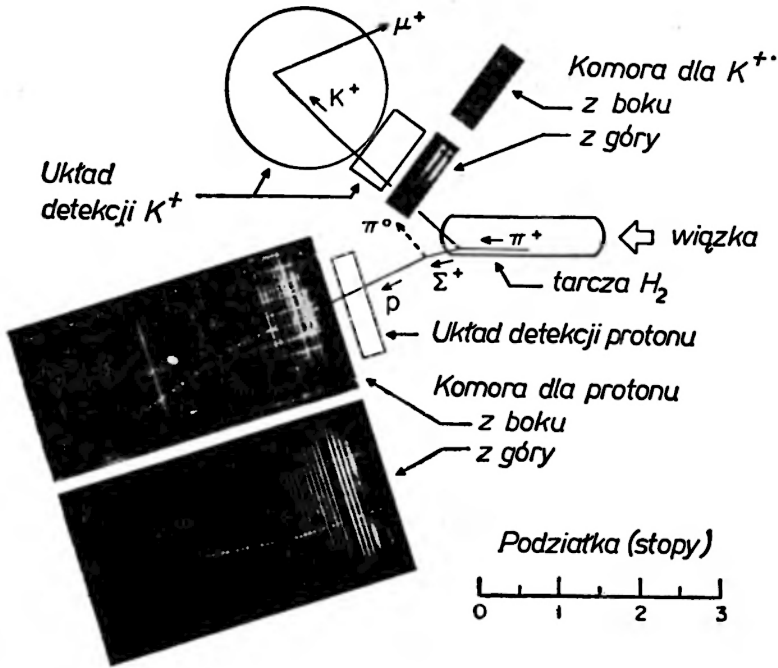
Wyzwalanie komory iskrowej sterowane jest najczęściej systemem liczników scyntylicyjnych pracujących w odpowiednim układzie koincydencji pozwalając na szybkie zbieranie danych doświadczalnych dotyczących jedynie żądanych reakcji. Najczęściej jednak zachodzi konieczność dalszej selekcji zarejestrowanych danych z powodu niemożności wyeliminowania przez układ sterujący wszystkich niepożądanych procesów. Poniżej podane zostaną przykłady zastosowań komór iskrowych w konkretnych doświadczeniach, w których rejestracja odbywała się za pomocą fotografowania śladów. Zagadnienie selekcji i opracowania danych omówione zostanie w innym artykule.

6.1. Badanie polaryzacji protonu

W jednym z pierwszych doświadczeń z użyciem komór iskrowych F. Beal i in. [32] dokonali pomiaru polaryzacji dla protonów z rozpadu $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$. Włączenie komór następowało przy produkcji Σ^+ w reakcji $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$, przez rejestrację K^+ i przy dodatkowym warunku, że proton z rozpadu Σ^+ znalazł się w objętości komory z elektrodami węglowymi. Rys. 15 ilustruje schemat eksperymentu. Proton mógł ulec rozproszeniu przy przejściu przez materiał elektrod, mógł też przejść bez rozproszenia przez wszystkie elektrody. W obu tych przypadkach fotografowano ślad protonu, o którego polaryzacji świadczyła anizotropia rozproszonych protonów w płaszczyźnie reakcji. Polaryzację protonu zmierzono z 1150 zdjęć i stwierdzono jej obecność.

W doświadczeniu tym komory zostały użyte zarówno jako detektory hodoskopowe (do pomiaru śladu protonu z rozpadu oraz śladu K^+), jak też w charakterze tarczy przy pomiarze polaryzacji samego protonu.

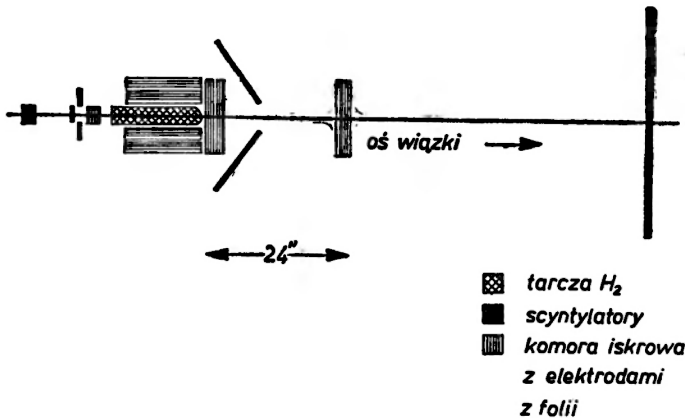
W doświadczeniach podobnego typu badano helicity protonu z rozpadu Λ^0 [33] oraz zmierzono polaryzację protonu odrzutu z rozpraszania π -nukleon [21], [34].



Rys. 15. Schemat eksperymentu, w którym zmierzono polaryzację protonu z rozpadu Σ^+ [32]

6.2. Doświadczenia nad rozpraszaniem

Przy badaniu rozprożeń używa się komór z cienkimi elektrodami (hodoskopowych), którymi otacza się tarczę. Jest nią najczęściej ciekły wodór. Typowy przykład takiego zastosowania komór iskrowych ilustruje rys. 16,

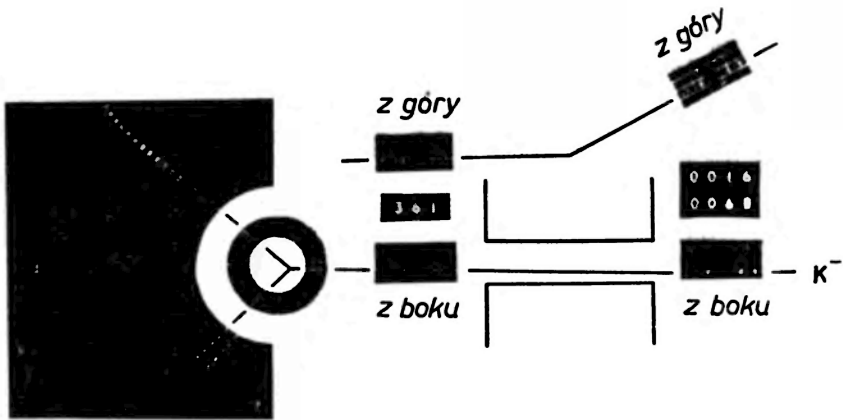


Rys. 16. Schemat aparatury do badania rozpraszania $p-p$ [35]

pochodzący z pracy Bleulera i in. [35]. Badane były rozkłady kątowe w reakcjach $\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p$. Pierwsza grupa komór z elektrodami z folii aluminiowej lokalizuje wiązkę z dokładnością do 0,001 radiana, zaś komory wokół tarczy

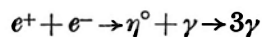
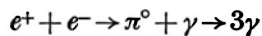
służą do detekcji cząstek rozproszonych. Włączane są one jedynie w przypadku, gdy rozproszone cząstki leżą w jednej płaszczyźnie, co świadczy o elastyczności rozproszenia. W doświadczeniu tym użyto kilkunastu zwierciadeł by sprowadzić obrazy śladów ze wszystkich komór na jeden kadr filmowy 35 mm. Dokładność pomiaru wynosiła ~ 2 mrad dla rozproszonego pionu i 6 mrad dla cząstek rozproszonych w kierunku komór iskrowych. W doświadczeniach tego typu ważna jest kalibracja systemu detekcyjnego, aby rozróżnić rozproszenia elastyczne od innych procesów.

Niekiedy umieszcza się tarczę wewnątrz komory iskrowej o kształcie cylindrycznym [31]. Duża półcylindryczna komora ma elektrody węglowe do pomiaru polaryzacji i stalowe do pomiaru zasięgów produktów reakcji. Całość jest pokazana na rys. 17.



Rys. 17. Schemat aparatury do badania rozproszeń z zastosowaniem komory cylindrycznej [31]

Komory cylindryczne zastosowano również między innymi przy badaniu rzadkich procesów typu:



(Murtas [36]) i (Leontic [37]).

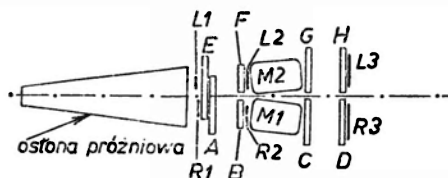
Cenną zaletą komory iskrowej przy tego rodzaju zastosowaniach jest jej zdolność do pracy w wiązках o dużym natężeniu, co umożliwia szybkie zbieranie dużej statystyki przypadków. Ponieważ jednak natężenie wiązki jest o jeden lub dwa rzędy wielkości większe od czasu pamięci komory, zachodzi może obawa, że cząstka, która wyzwoliła układ sterujący, nie jest tą, której ślad widoczny jest w komorze. Ślad pochodzić może od cząstki, która przebiegła przez komorę już po jej wyzwoleniu przez cząstkę poprzednią. Trudność tę usuwa się przy pomocy dodatkowych układów antykoincydencyjnych. Zdolność komory do szybkiego liczenia pozwala również na obserwację i pomiar procesów zachodzących rzadko, np. wspomnianych już oddziaływań $e^+ + e^-$ [36], rozpraszania $\mu + p$, czy rezonansów typu $X \rightarrow \gamma + \gamma$ [38].

6.3. Badanie neutrina

Jeżeli w komorze iskrowej użyć jako elektrod grubych płyt metalowych, uzyskuje się detektor o dużej masie. Łatwo też uzyskać dużą objętość czynną zestawiając wiele elektrod razem. Dzięki zastosowaniu komór o masie wielu ton i objętości kilku metrów sześciennych udało się w Brookhaven [40] oraz w CERN [27] stwierdzić istnienie dwóch typów neutrina, ν_μ i ν_e . W komorach tych zostały użyte dwa rodzaje elektrod: z duraluminium, które służyły jako tarcza dla oddziaływań neutrinowych i do określania ich produktów, oraz z brązu. Elektrony poznawano po produkowanych przez nie na elektrodach kaskadach, zaś miony odróżniano od mezonów π obserwując średnią drogę interakcji. Z faktu, że nie obserwowano kaskad pochodzących z rozpadu mionów z materiałem elektrod, wysnuto wniosek o istnieniu dwóch rodzajów neutrina. Ważnym problemem w obu eksperymentach było usunięcie tła pochodzącego od promieniowania kosmicznego. W nowszej wersji eksperymentu wykonanego w Brookhaven [41] włączanie komór zsynchronizowano z pracą akceleratora, dzięki czemu udało się zmniejszyć wpływ tego tła².

6.4. Spektrometry

W większości zastosowań, komór iskrowych używa się do określania położenia cząstek przed i po przejściu przez układy magnesów, co pozwala na określenie pędów cząstek. Za przykład mogą służyć dwa doświadczenie: Christensona i in. [43], w którym stwierdzono istnienie rozpadu mezonu $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, oraz potwierdzenie tego wyniku przez grupę angielską (Galbraith i in. [44]), co stało się dowodem na niezachowanie symetrii CP w tym procesie.



Rys. 18. Schemat podwójnego spektrometru zastosowanego w Rutherford Laboratory [44] do badania rozpadu $K_2^0 \rightarrow 2\pi$. A, B, C, D, E, F, G, H — komory iskrowe (z odczytem akustycznym)

Rys. 18 pokazuje schemat podwójnego spektrometru zbudowanego przez grupę angielską. Komory posiadały elektrody z folii grubości 0,025 mm. Dokładność lokalizacji śladów wynosiła $\pm 0,3$ mm, zaś pędowa zdolność rozdzielcza całego spektrometru wynosiła ± 3 MeV dla cząstek o pędzie ok. 600 meV/c. Układ dwu spektrometrów służył do badania widma obu pionów, regeneracji K_2^0 i jego rozpadu, co doprowadziło do stwierdzenia istnienia rozpadu $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Spektrometrów składających się z magnesów i komór iskrowych, najczęściej z odczytem bezpośrednim, czyli bez fotografowania śladów, używa się obecnie

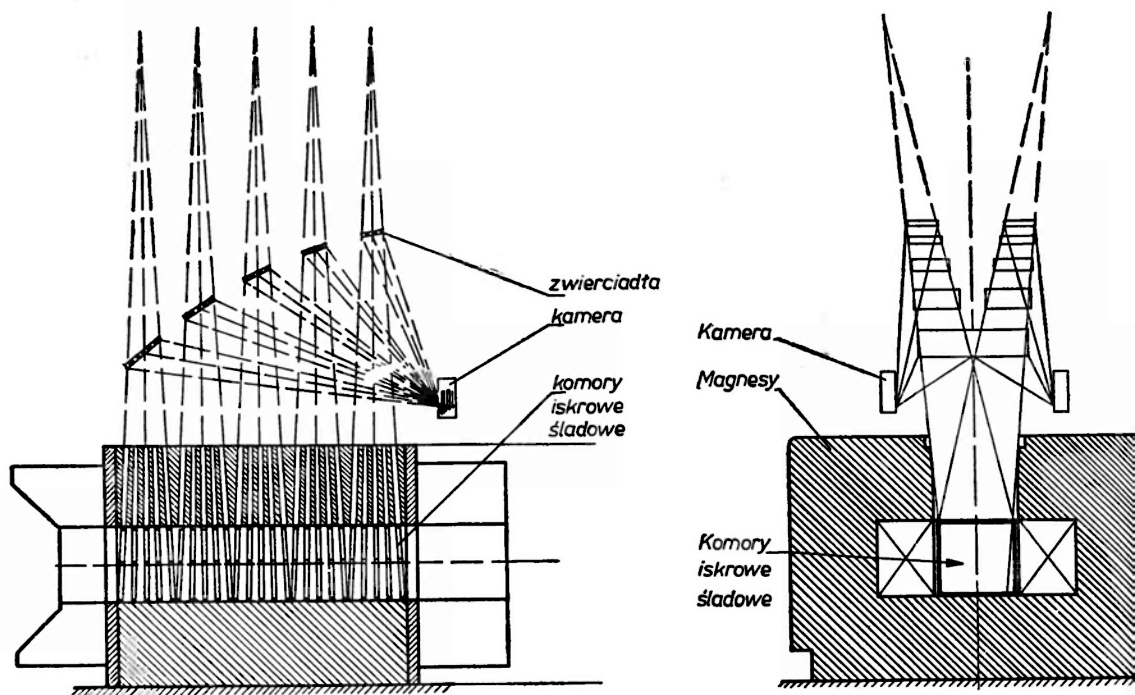
² Wiele szczegółów na temat eksperymentów neutrinowych znaleźć można w [42].

bardzo często. Ponieważ komory umieszczone są poza magnesem, odstęp między nabiegownikami mogą być niewielkie, co pozwala uzyskiwać pola o dużej jednorodności, a co za tym idzie, dużą dokładność wyznaczenia pędu.

6.5. Komory w polu magnetycznym

Niekiedy konieczne staje się umieszczenie komór iskrowych wewnątrz samych magnesów, co pozwala na obserwację krótkożyciowych produktów rozpadów lub rozprożeń w dużym kącie bryłowym. Pewne trudności powoduje fakt, że zdolność lokalizacji iskry w komorze wieloelektrodowej zależy silnie od nachylenia śladu. Wady tej nie posiadają komory z większym odstępem, dlatego też znajdują coraz częściej zastosowanie w spektrometrach [46]. Jako przykład spektrometru zbudowanego z komór wieloelektrodowych posłużyć może wykonany w 1965 roku spektrometr w Argonne [45], użyty między innymi do badania rozpadów K_2^0 . Informacja o położeniu śladów rejestrowana jest za pośrednictwem układu zwierciadeł na taśmie filmowej.

Innym rozwiązaniem jest zbudowany w 1967 roku pięciometrowy spektrometr do pracy przy akceleratorze 70 GeV w Sierpuchowie [46]. Komory śladowe o odstępach 10 cm każda umieszczone są wewnątrz rdzenia magnesu o wydłużonym kształcie i polu w części środkowej 17 kOe. Schemat spektrometru z zaznaczeniem podstawowych wymiarów i systemu fotografowania jest pokazany na rys. 19.



Rys. 19. Przekroje 5-metrowego spektrometru magnetycznego z zaznaczeniem komór śladowych i schematem układu optycznego [46]

Wysoką jakość uzyskiwanej informacji ilustruje rys. 20 pochodzący z pracy Astbury i in. [47], gdzie widać ślady reakcji $K^- + p \rightarrow K^0 + n$ uzyskane w spektrometrze magnetycznym w CERN.

Rys. 20. Obraz reakcji $K^- + p \rightarrow K^0 + n$ w spektrometrze magnetycznym w CERN [47]

Abstract: In the article multielectrode spark chambers are described and their application in experimental high-energy physics is discussed. A brief theory of electric breakdown in gases is also given. The article is the first part of review article on spark chambers.

Literatura

- [1] P. Mokry, W. Wójeik, *Nukleonika*, **9**, 421 (1964).
- [2] S. Wiktor, *Postępy Techn. Jądr.*, **3**, 312 (1964).
- [3] J. Warczewski, *Postępy Fizyki* **16**, 175 (1965).
- [4] Z. S. Strugalski, *Postępy Techn. Jądr.*, seria Fizyka Jądrowa, **54**, 381 (1968).
- [5] M. I. Dajon, G. A. Leksin, *Uspiechi Fiz. Nauk* **80**, 281 (1963).
- [6] W. A. Wenzel, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **14**, 205 (1964).
- [7] J. G. Rutherglen, *Progress in Nuclear Phys.* **9**, 1 (1964).
- [8] G. Charpak, J. Favier, L. Massonnet, *Progr. in Nuclear Techniques and Instrum.*, **1**, 323 (1965).
- [9] M. I. Dajon, B. A. Dołgoszejn, B. U. Jefremienko, G. A. Leksin, W. A. Liubimow, *Iskrowaja kamera*, Atomizdat, Moskwa 1967.
- [10] R. P. Shutt, *Bubble and Spark Chambers*, Academic Press, N. York 1967, tom I.
- [11] J. Fisher, *Proc. Internat. Conf. on Low and Intermediate Energy Electromagnetic Interactions*, Dubna 1967, str. 179.
- [12] J. M. Meek, J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, Oxford University Press 1953.
- [13] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, London, Butterworths 1964.
- [14] W. A. Michałjow, W. N. Roinszwili, G. E. Czikowani, *Pribory Techn. Eksper.* **1**, 39 (1961).
- [15] J. W. Cronin, G. Renninger, *Proc. Internat. Conf. on High Energy Physics*, Berkeley 1960, str. 271.
- [16] J. D. Bajukow, G. A. Leksin, D. A. Suczkw, *Pribory Techn. Eksper.*, **3**, 66 (1961).
- [17] A. A. Borysow, B. A. Dołgoszejn, B. I. Łuczkw, L. W. Reszetin, W. I. Uszakow, *Pribory Techn. Eksper.*, **1**, 49 (1962).
- [18] I. I. Gromowa, F. Legar, W. I. Nikanorow, G. Peter, A. F. Pisarew, *Pribory Techn. Eksper.*, **6**, 39 (1964).
- [19] G. K. O'Neill, *Rev. Sci. Instrum.*, **32**, 528 (1961).

- [20] J. D. Bajukow, G. A. Leksin, D. A. Suczko, W. W. Telenko, *Pribory Techn. Eksper.*, **1**, 36 (1963).
- [21] P. Autones, P. Bareyre, J. M. Gaillard, G. Roberts, R. Seige, *Nuclear Instr. Methods*, **24**, 418 (1963).
- [22] G. Cullighan, D. Hartings, N. H. Lipman, *CERN Rep.*, 61 (1961).
- [23] W. S. Kaftanow, W. A. Liubimow, *Nuclear Instr. Methods*, **20**, 195 (1963).
- [24] F. Legar, *preprint ZIBJ Dubna P-1499* (1964).
- [25] J. G. Ruthlerglen, I. M. Paterson, *Rev. Sci. Instr.*, **32**, 519 (1961).
- [26] E. Engels, R. Roth, J. W. Cronin, M. Puka, *IRE Trans. Nuclear Sci.* NS-9, 256 (1962).
- [27] H. Faissner, F. Ferrero, A. Ghani, F. Krienen, T. B. Novey, M. Reinharz, *Nuclear Instr. Methods*, **20**, 161 (1963).
- [28] G. K. O'Neill, F. W. Murphy, K. Wright, D. Yount, *Nuclear Instr. Methods*, **20**, 176 (1963).
- [29] C. T. Coffin, L. J. Curtis, D. I. Meyer, K. M. Terwilliger, *Nuclear Instr. Methods*, **20**, 156 (1963).
- [30] D. I. Meyer, K. Terwilliger, *Rev. Sci. Instr.*, **32**, 512 (1961).
- [31] E. F. Beall, W. Holley, D. Keefe, L. T. Kerth, J. J. Tresher, C. L. Wang, W. A. Wenzel, *Nuclear Instr. Methods*, **20**, 205 (1963).
- [32] E. F. Beall, B. Cork, D. Keefe, P. G. Murphy, W. A. Wenzel, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 75 (1962).
- [33] J. W. Cronin, D. E. Overseth, *Phys. Rev.*, **129**, 1795 (1963).
- [34] R. D. Eandi, T. J. Deulin, R. W. Kenny, P. G. McMagainal, B. J. Moyer, *Phys. Rev.*, **136**, B 536 (1964).
- [35] E. Bleuler, D. O. Caldwell, B. Elsner, D. Harting, L. W. Jones, W. C. Middelkoop, B. Zacharov, M. L. Perl, C. C. Ting, *Nuclear Instr. Methods*, **20**, 208 (1963).
- [36] G. P. Murtas, *Nuclear Instr. Methods*, **62**, 298 (1968).
- [37] B. A. Leontic, *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 1468 (1966).
- [38] A. T. Matuszyn, W. T. Matuszyn, R. Firkowski, M. N. Chaczaturian, M. S. Chwastunow, *Preprint ZIBJ 13 — 3220* (1967).
- [39] R. Cool, A. Maschke, L. M. Lederman, M. Tannebaum, R. Ellsworth, A. Mcelissinos, J. H. Tinlot, T. Yamanouchi, *Phys. Rev.*, **14**, 724 (1965).
- [40] G. Danby, J. Gaillard, K. Goulianos, M. L. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 4601 (1962).
- [41] R. Burns, K. Goulianos, E. Hyman, L. Lederman, W. Lee, N. Mistry, J. Rettberg, M. Schwartz, J. Sunderland, G. Danby, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 42 (1965).
- [42] *Proceedings Informal Conference on Experimental Neutrino Physics CERN 1964* (preprint CERN 65 — 32).
- [43] J. H. Christenson, A. R. Clark, J. W. Cronin, R. Turlay, *Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Dubna 1964*, str. 319.
- [44] W. Galbraith, G. Manning, A. E. Taylor, B. D. Jones, J. Malos, A. Astbury, N. H. Lipman, T. G. Walker, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 383 (1965).
- [45] S. Bernstein, D. W. McLeod, J. J. Phelan, W. L. Rickoff, A. Roberts, W. A. Siljander, G. E. Yurka, *IEEE Trans. on Nuclear Sci.* NS-12, 120 (1965).
- [46] R. Andrzejak, E. M. Andrejew, A. P. Birjukow, I. M. Wasilewskij, W. W. Wiszniakow, Ju. I. Zykin, Z. Żenczykiew, N. D. Krachotin, W. I. Nikanorow, A. F. Pisarew, N. S. Tołstoj, A. A. Tiapkin, W. M. Szemunow, *Preprint ZIBJ 13 — 3588*.
- [47] P. Atsbury, G. Finnochiario, A. Michelini, B. Websdale, C. H. West, W. Beush, B. Gobbi, M. Pepin, E. Polgar, M. A. Pouchon, *Nuclear Instr. Methods*, **46**, 61 (1967).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Brunon Piekara

Pracownia Fizyki
Technikum Mechaniczno-Elektrycznego
Gdańsk

Pracownia szkolna i naukowa w technikum *

Students and Research Physics Laboratory in a Technical School

1. Nauczanie i badania naukowe w szkole średniej

Dotychczas istniejące w szkołach średnich „gabinety“ lub starszego typu pracownie fizyczne dają nauczycielowi małe możliwości pracy dydaktycznej, a wręcz żadne w przypadku, jeśli chciałby rozpocząć pracę badawczą. Słuszne jest zdanie, że praca dydaktyczna i praca badawcza wzajemnie się wspomagają. Należałoby więc dążyć, ażeby nowoczesna pracownia była przewidziana dla uczniów i dla nauczyciela, rozpoczynającego badania naukowe, bowiem owo współdziałanie nauczania i badania na terenie pracowni przynieść powinno obopólny pożytek nauczycielowi i uczniom, którzy po zdobyciu poważnej wiedzy fizycznej łatwiej dadzą sobie radę na studiach i w przyszłej pracy zawodowej. Nowoczesna pracownia szkolna winna mieć walory dobrej pracowni dydaktycznej i naukowej.

Modernizacja i rozbudowa szkolnej pracowni fizycznej ma swoje uzasadnienie w niemal eksplozywnym powstaniu nowoczesnej techniki, której postępy wiążą się ściśle z gwałtownym rozwojem fizyki. Postawiona na wysokim poziomie pracownia fizyczna i praca w niej pod kierunkiem nauczyciela, utrzymującego więź z nauką i z badaniem, powinny stworzyć klimat, w którym rozbudzą się pasje poznawcze w młodym umyśle; praca w pracowni powinna stać się zachętą w śledzeniu osiągnięć naukowych i technicznych i źródłem inspiracji w wprowadzeniu naukowych metod w przyszłej a często i w obecnej pracy zawodowej uczącej się młodzieży.

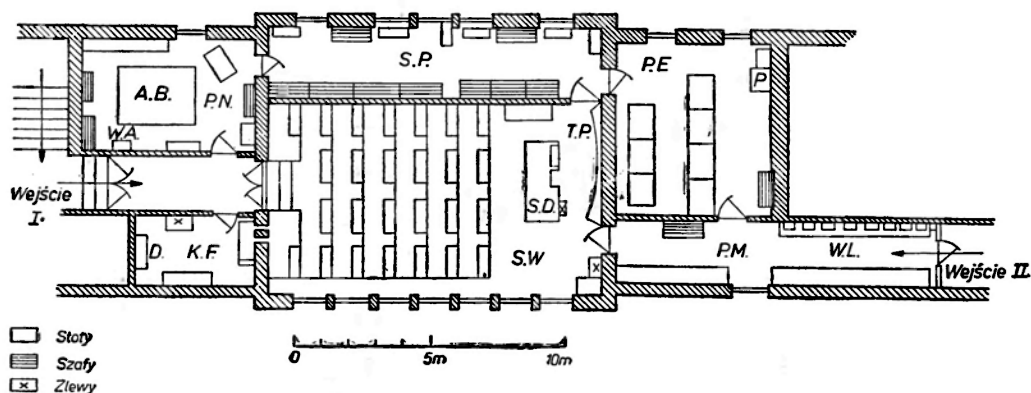
Pracownia fizyki, obok innych dyscyplin, ma jeszcze drugą rolę do spełnienia w dziedzinie wychowania młodzieży oraz kształcenia jej charakterów: rozwijanie zainteresowań przedmiotowych, rozbudzania w niej zamięłowania do wyteźonej, rzetelnej pracy i wdrażanie do poszanowania rzetelnej pracy innych. Owe zasady pedagogiki stały się motywem przy powzięciu przez nas decyzji zaangażowania do rozbudowy pracowni uczniów tej szkoły, a w jednym przypadku — zaproszenia do współpracy również rodziców-fachowców.

2. Pracownia Fizyki w Technikum Mechaniczno-Elektrycznym

Niniejszy artykuł zapozna czytelników z nowym projektem pracowni dydaktycznej i zarazem naukowej, oraz z niektórymi tylko rezultatami pracy badawczej nauczyciela, jak i z przebiegiem realizacji projektu pracowni w Technikum Mechaniczno-Elektrycznym w Gdańsku, przy czynnym udziale uczniów. Zmodernizowana pracownia powstawała od r. 1965 z dawnego

* Pomimo że „Postępy Fizyki“ nie zajmują się zagadnieniami związanymi z organizacją pracowni w szkole średniej, wydaje się pożyteczne rozpowszechnienie wśród czytelników „Postępów Fizyki“, zaproponowanej przez autora artykułu, inicjatywy łączenia na terenie szkoły średniej pracy dydaktycznej z pracą naukową.

„gabinetu fizycznego“ TME, do którego dołączono kilka sąsiednich, adaptowanych w tym celu pomieszczeń, jak na przykład duży korytarz przebudowany na dodatkową salę ćwiczeń. Fakt rozbudowy pracowni nie obciążał ponad miarę budżetu szkolnego, ponieważ przebiegająca przeważnie wieczorami praca całego zespołu: uczniów, laboranta i nauczyciela, kierującego zespołem, jak również opracowanie przez niego projektów wszystkich urządzeń



Rys. 1. Plan pracowni fizyki w Technikum Mechaniczno-Elektrycznym. *S.W.* — sala wykładowa, *S.P.* — sala przygotowawcza, *P.E.* — pokój ćwiczeń elektr. i ciepłych, *P.M.* — pokój ćwiczeń mechanicznych, *P.N.* — pracownia nauczyciela, *K.F.* — kabina filmowa, *A.B.* — aparatura badawcza, *W.A.* — waga analityczna, *P.* — prostowniki, *W.L.* — wagi laboratoryjne, *T.P.* — tablica panoramiczna, *S.D.* — stół demonstracyjny, *D.* — destylarki

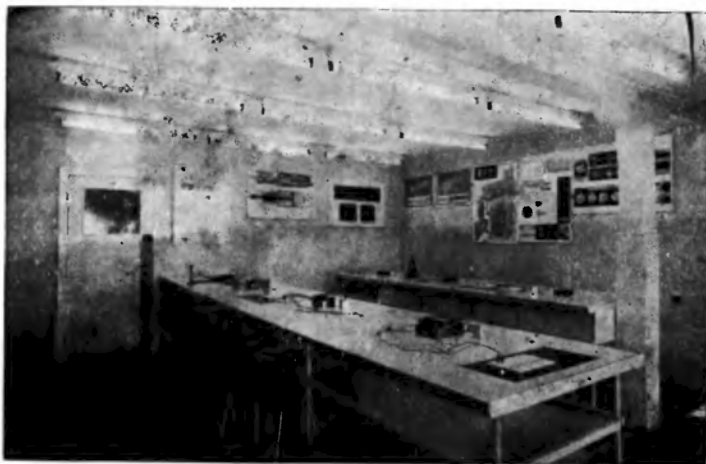


Rys. 2. Sala wykładowa pracowni

pracowni miały charakter społeczny. Natomiast w zaopatrzeniu pracowni w konieczny do montażu materiał pomogły szczególnie Stocznia Gdańska im. Lenina i Stocznia Północna. Wypada podkreślić, że owemu przedsięwzięciu realizacji projektu nowoczesnej pracowni patronowały obie dyrekcje: była dyrekcja Technikum dziennego i, ze szczególnym zainteresowaniem, dyrekcja Technikum popołudniowego.

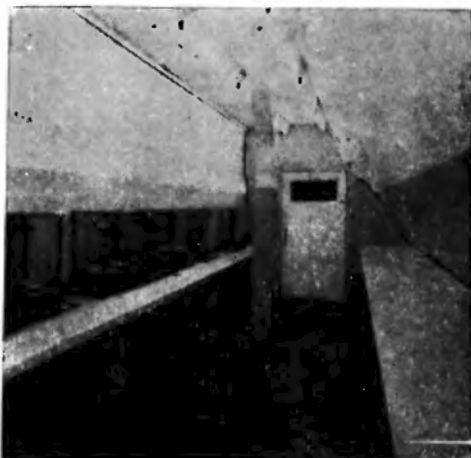
Plan pomieszczeń pracowni fizyki TME pokazany jest na rys. 1. Całkowita jej powierzchnia użytkowa wynosi 229 m². Centralną pozycję w pracowni zajmuje sala wykładowa z podłogą

amfiteatralną (rys. 2). Wysokość poszczególnych stopni wynosi 0,1 m, a szerokość 1,15 m. Sala przewidziana jest na 52 miejsca (26 stołów). Nauczyciel ma do dyspozycji metalowo-plastykowy stół demonstracyjny o powierzchni płyty 3,5 m². Do stołu doprowadzona jest woda i gaz i wszystkie przewody elektryczne, ujęte w pulpicie sterowniczym. Stąd wygasza



Rys. 3. Sala ćwiczeń z elektryczności i ciepła

się i rozjaśnia światła na sali, tu uruchamia się zasuwanie zasłon oraz opuszczanie i podnoszenie ekranu filmowego. Na jednej ze ścian obok stołu demonstracyjnego znajduje się ruchomy, na zawiasach, drugi ekran do przeźroczy, demonstracji z optyki itp. Za stołem za-



Rys. 4. Pokój wag i ćwiczeń z mechaniki

instalowana jest wklęsła tablica „panoramiczna” — nowość dydaktyczna, wprowadzona po raz pierwszy przez piszącego te słowa — o wymiarach 4,1 × 1,5 m i promieniu krzywizny ok. 5 m. Tablica taka pozwala wyraźnie, bez szkodliwych refleksów, odczytać zapis na jej powierzchni, nawet gdy jest mokra i błyszcząca. Dla nauczyciela jest również wygodna, bowiem pisząc na jednym jej końcu dobrze widzi, co jest zapisane na odchylonym ku niemu drugim końcu.

Ćwiczenia z elektryczności i ciepła wykonują uczniowie w sali, przedstawionej na rys. 3. Metalowe stoły z płytą unilamową zaopatrzone są w małe tablice rozdzielcze i gaz (kurki gazowe ukryte są pod płytą stołu). W sali tej na każdego ucznia przypada powierzchnia $1,7 \text{ m}^2$.

Ważenie i ćwiczenia z mechaniki odbywają się w pokoju mechanicznym (rys. 4), w którym znajduje się długa konsola betonowa z wagami laboratoryjnymi i dwa długie stoły również metalowe. Tutaj na jednego ucznia przypada powierzchnia $1,3 \text{ m}^2$.

W sali przygotowawczej (rys. 5), gdzie znajdują się szafy z przyrządami, pracuje laborant nad naprawą przyrządów i konstrukcją nowych pomocy do pokazów oraz przygotowuje demonstracje dla nauczycieli. Tam też odbywają się prace uczniów, członków Kółka Fizycznego.



Rys. 5. Sala przygotowawcza; w głębi sala ćwiczeń elektrycznych

W specjalnym pomieszczeniu (kabina filmowa) zamontowany jest aparat filmowy na metalowym stole, wmurowanym w ścianę kabiny. Filmy wyświetla się przez dwa wąskie okienka przebite w murze ściany do sali wykładowej. Poza projektorem kabina zaopatrzona jest w urządzenie destylacyjne dla cieczy łatwopalnych, jak benzen, heksan i inne, używanych przez nauczyciela do badań, a także w metalową destylarkę elektryczną do otrzymywania wody destylowanej oraz szklaną, do redestylowania wody destylowanej.

3. Praca naukowa nauczyciela

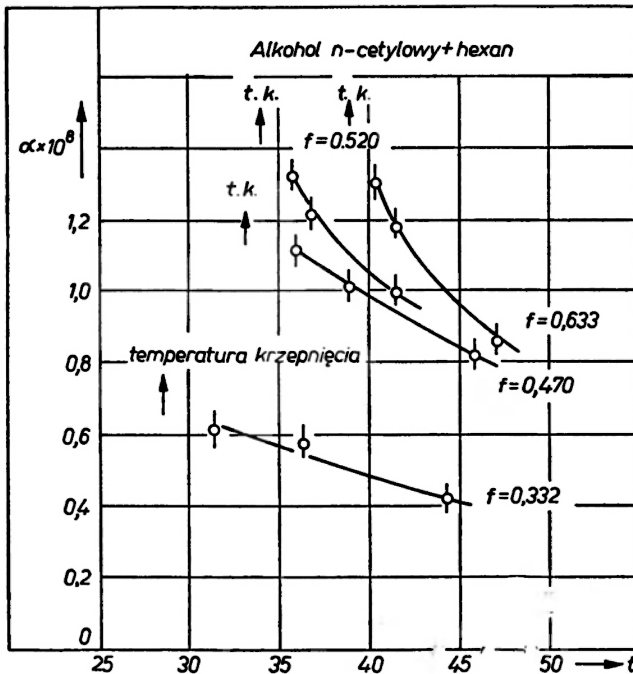
Pracownię naukową nauczyciela przedstawia rys. 6.; jest ona miejscem jego pracy naukowej. Zbudowano tam aparaturę dudnieniową z rejestracją oscylograficzną do badania przenikalności (ϵ) i nasycenia dielektrycznego (α) ciekłego i zestalonego alkoholu *n*-cetylowego i jego rozтворów w benzenie i w heksanie.

Zjawisko nasycenia dielektrycznego polega na zmianie przenikalności dielektrycznej ϵ wywołanej przyłożonym stałym polem elektrycznym E : $\Delta\epsilon = \alpha \cdot E^2$. Badany alkohol *n*-cetylowy jest cieczą, której drobinny asocjują przez wiązania wodorowe typu O—H...O, tworząc



Rys. 6. Aparatura badawcza w pokoju naukowym nauczyciela

asocjaty lub asocjują z drobinami rozpuszczalnika, tworząc kompleksy. Powstające struktury mają decydujący wpływ na przebieg badanych zależności ϵ i α oraz przewodnictwa elektrycznego $\left(\frac{i}{U}\right)$ od temperatury i od stężenia roztworów.

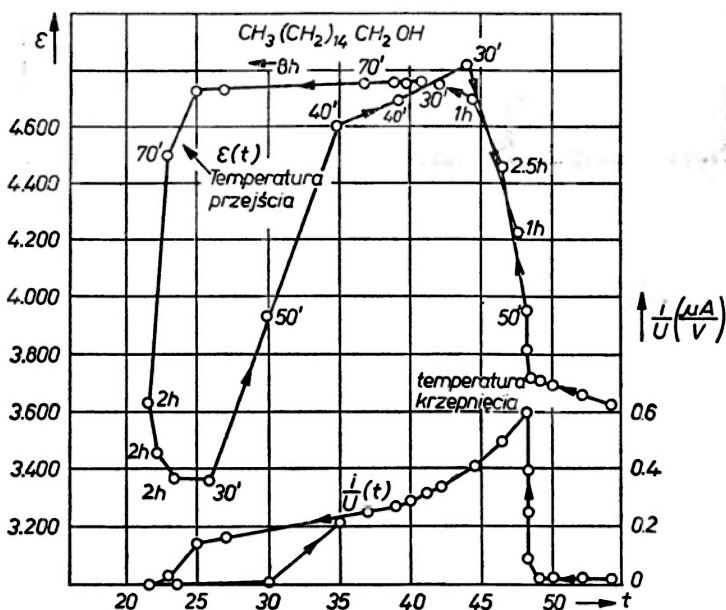


Rys. 7. Wykres nasycenia dielektrycznego w funkcji temperatury dla roztworów alkoholu *n*-cetylowego w heksanie

Małym fragmentem wyników pracy badawczej nauczyciela są dwa wybrane wykresy zmierzonych wielkości. Rys. 7. przedstawia nasycenie dielektryczne w funkcji temperatury dla różnych stężeń roztworów alkoholu w heksanie. Widać, że dla większych stężeń wartość α szybko wzrasta w okolicy punktu zestalania (*t. k.*), oraz że w miarę wzrostu koncentracji alkoholu wartość α również rośnie (efekt nasycenia dodatni). Rozważając dwa stany energetyczne mostka wodorowego, pozostające w równowadze termodynamicznej, można na podstawie teorii A. Piekary przewidzieć, że w zakresie małych stężeń

R

tworzą się w roztworze dimery $O-H \dots O-H$, natomiast ze wzrostem stężenia dimery przechodzą w multimery. Daje się również zauważyć wpływ aktywności rozpuszczalnika na wielkość badanego efektu.

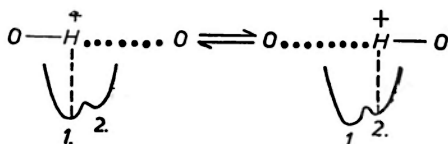


Rys. 8. Wykres zależności przenikalności dielektrycznej i przewodnictwa elektrycznego od temperatury dla ciekłego i stałego alkoholu *n*-cetylowego. Obok niektórych punktów pomiarowych podane są czasy ustalania temperatury

Rys. 8. pokazuje zależność przenikalności dielektrycznej (krzywa górna) i przewodnictwa elektrycznego (krzywa dolna) od temperatury dla ciekłego i stałego alkoholu *n*-cetylowego. Z przedstawionych wykresów widać, że w temperaturze zestalania występuje wyraźna anomalia, polegająca na nagłym i bardzo wielkim wzroście przenikalności i przewodnictwa. Normalne zjawisko zestalania przebiega z gwałtownym spadkiem przenikalności dielektrycznej i jest charakterystyczne dla znacznej większości cieczy dipolowych. Przyczyną tego jest fakt, iż drobiny cieczy tracą w stanie stałym zdolność orientacji i układ nabiera cech substancji niepolarniej. Niektóre ciała (kamfora i jej pochodne, roztwory kwasu palmitynowego w heksanie) nie wykazują przy zestalaniu zmian przenikalności, ujawniając tym samym możliwość nieustającej ruchliwości drobin zarówno w stanie ciekłym, jak i w stałym. Duży wzrost przenikalności dielektrycznej ϵ zaobserwowany w stałym alkoholu *n*-cetylowym zdaje się świadczyć, że poza swobodną reorientacją agregatów (która nie wywołuje skoku ϵ) istnieje dodatkowy efekt, powodujący wzrost przenikalności. Rozsądny wydaje się pogląd, że owym nowym

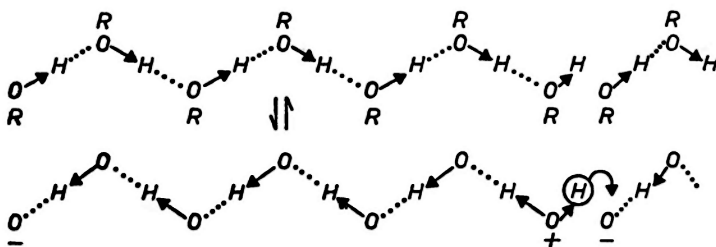
efektem, powiązaniem poza tym ze wzrostem przewodnictwa elektrycznego, jest zjawisko przepolaryzowania się długich łańcuchów grup hydroksylowych w mostkach wodorowych (p. niżej).

Znana jest rola wiązań wodorowych w mechanizmie przewodnictwa, szczególnie wyraźnie występująca w związkach o liniowej strukturze wiązań wodorowych (zestalone alkohole). Aby wyjaśnić doświadczalny fakt wielkiego wzrostu przewodnictwa elektrycznego przy



Rys. 9. Proces migracji protonu

krzepnięciu, i zarazem przenikalności ϵ , należało przyjąć, że: 1°. transport ładunku elektrycznego odbywa się poprzez proces migracji protonu w mostku według schematu przedstawionego na rys. 9., 2°. długołańcuchowe wiązania wodorowe układają się swoimi osiami równolegle. Przy przesunięciu protonu z wnęki potencjalnej 1. o energii mniejszej do wnęki 2. o energii większej następuje przepolaryzowanie łańcuchów tak, że wszystkie momenty dipolowe grupy OH otrzymują przeciwne zwroty:



Ostatni wodór w łańcuchu wzbudzonym odszczepia się z końca i łączy z początkiem sąsiedniego łańcucha, zapewniając w ten sposób transport ładunku pomiędzy łańcuchami.

Obok temperatury krzepnięcia $48,3^{\circ}\text{C}$ autor niniejszego zaobserwował temperaturę „drugiego krzepnięcia“ 24°C , w której, jak wskazuje spadek ϵ i $\frac{i}{U}$ do wartości poniżej ϵ_{ciecz}

i $\frac{i}{U_{\text{ciecz}}}$, odgrywa być może rolę nowe zjawisko. Można byłoby przypuszczać, że w tej temperaturze wiązania wodorowe ulegają przemianie, co tym bardziej byłoby prawdopodobne, że wtedy substancja zmienia własności: w obszarze między temperaturami krzepnięcia jest ona masą żelistą, stopniowo twardniejącą a po przekroczeniu temperatury „drugiego krzepnięcia“ staje się substancją twardą i kruchą. Przejście z tej fazy do fazy gelowej odbywa się przy wyższej temperaturze niż przejście w kierunku przeciwnym. Ten przypadek histerezy termicznej, znany dla przenikalności dielektrycznej w innych substancjach, znaleziony został również dla przewodnictwa (p. rys. 8.). Otrzymane pętle histerezy wskazują istnienie dużej energii aktywacji, opóźniającej przejście między dwiema fazami.

Pomiary z czystym alkoholem *n*-cetylowym robione były pod próżnią (w celu usunięcia z niego powietrza) w specjalnie przystosowanym do niej kondensatorze.

Nauczyciel wiele zawdzięcza braterskiej pomocy prof. Arkadiusza Piekary przy wyposażeniu aparatury badawczej, jak również cennym dyskusjom na Seminariach w Zespole

Optyki Nieliniowej i Fizyki Chemicznej IPPCh Uniwersytetu Warszawskiego. Alkohol *n*-cetylowy otrzymałem dzięki uprzejmości prof. M. Wiewiórkowskiego z Poznania. Wszystkim w tym miejscu składam wyrazy podziękowania.

4. Praca eksperymentalna uczniów w pracowni

Zbudowana w pracowni nauczyciela przenośna aparatura próżniowa używana jest jednocześnie na lekcjach podczas demonstracji pomiarów niskich ciśnień w gazach. W pracowni jego przechowywane są cenniejsze przyrządy, jak oscylografy, mikroskop, waga analityczna, galwanometry, licznik Geigera-Müllera, komórki fotoelektryczne itp. Nauczyciel co pewien czas organizuje grupom uczniów z Kółka Fizycznego kursy elementarnej nauki obróbki szkła laboratoryjnego. Uczy ich wtapiania, lutowania, wyginania i wydmuchiwania rur szklanych. Bardzo wielu uczniów podejmuje się wykonania poza lekcjami trudnych i interesujących pokazów, które powtarzają przed całą klasą z krótkim i rzeczowym objaśnieniem. Poznają w ten sposób sztukę demonstracji, uczą się precyzji ruchów, słownego opisywania doświadczeń, utrwalając w pamięci i lepiej rozumiejąc omawiane zjawiska. Bezpośredni, swobodny (poza planowymi godzinami ćwiczeń) kontakt z przyrządami i urządzeniami pracowni pozwala na dokładniejsze poznanie budowy i sposobu ich działania, uczy uczniów szacunku dla nich i rozwagi przy pracy z nimi, wpaja kulturę laboratoryjną, a ujmowanie wyników ich pracy w krótkiej, pisemnej relacji (wygłaszanej potem wobec klasy) przyzwyczaja do ścisłego i logicznego formułowania myśli.

Inni uczniowie w godzinach zajęć pozalekcyjnych podejmują samodzielne prace problemowe. Oto dwóch z nich mierzy napięcie zapłonu i gaśnięcia wyładowań jarzeniowych; ich koledzy budują układ drgań relaksacyjnych i badają kształt tych drgań na ekranie oscylografu. Trzech uczniów z klasy maturalnej bada, również na oscylografie, kształty impulsów prądowych i świetlnych dużej, laboratoryjnej lampy błyskowej, zbudowanej przez nauczyciela. Uczą się jednocześnie obliczać czas trwania tych błysków z oscylogramów. Paru uczniów, przychodzących w grupach montażowych, pomagało nauczycielowi przy pomiarach w jego pracy doświadczalnej, nabywając wielkiej wprawy w ustalaniu temperatury termostatu z dokładnością do 0,1 stopnia i pomagają mu w uciążliwym pompowaniu oleju przez chłodnicę do termostatu. Inni, precyzyjni tokarze, brali udział przy konstruowaniu stalowego kondensatora pomiarowego. Dwaj absolwenci tej szkoły w ramach pracy dyplomowej zbudowali wielki, laboratoryjny elektromagnes typu Weissa, dający w objętości kilkudziesięciu centymetrów sześciennych pole o natężeniu ok. 10^4 oerstedów (ciężar elektromagnesu ponad 200 kG).

5. Prace społeczne uczniów i pracowników szkoły dla pracowni

Wszystkie prace montażowe odbywały się na terenie pracowni. Rozpoczęto od ustawiania w sali wykładowej rusztowania podłogi amfiteatralnej, wykonanej w czasie wakacji. W ciągu następnego roku szkolnego realizuje się dalsze pomysły; wre wyteżona praca. Pracownia przyjmuje wieczorami osobliwy wygląd: wśród stert zgromadzonych rur żelaznych i taśm aluminiowych, w świetle palników acetylenowych, wśród zgrzytu elektrycznych wiertarek, chrobotu pił, stuku młotków, w atmosferze gorącej pracy i wesołości uwijają się uczniowie; jedni zakładają przewody wodociągowe, inni budują stoły laboratoryjne, a jeszcze inni pracują przy spawaniu żelaznej konstrukcji stołu demonstracyjnego.

Kiedy indziej prace przebiegają nie mniej intensywnie, lecz w znacznie spokojniejszej atmosferze, a nawet w skupieniu. To nieliczny zespół elektryków biedzi się nad układem elektrycznym, zdalnie kierującym przesuwaniem zasłon oraz opuszczaniem spod sufitu ekranu, który niedawno wykonany został przez ich kolegów. A znów inna grupa ma za zadanie wbe-tonować do sufitu zaczepy, na których zawisnie ekran, jak również umocować w betonie bloki ściennie dla linek, poruszających ekran i zasłony. Niektórzy uczniowie łącznie z laborantem przeistoczyli się muszą na pewien czas w stolarzy-amatorów, by umocować na stołach wielkie

arkusze grubych sklejek, na których nakleić będą musieli płyty z unilamu, bardzo dokładnie dopasowane.

W innym znowu okresie widzimy laboranta i nauczyciela (oderwanego przed chwilą od swych pomiarów), jak dźwigają z ulicy płyty betonowe, wyrzucone z pobliskiej budowy. Powstanie z nich konsola pod wagi, której ramę i podstawę zespawa laborant.

Te prace społeczne, odbiegające swoją niecodzienną formą od utartych szablonów, radowały nas bardzo, a niekiedy niepokoiły. Najbardziej niepokoiły woźną pracowni, która rano często zastawała przerażający obraz „zniszczenia“. Niemal zgorszona oglądała powybijane dziury w ścianach i leżące obok sterty cegieł, a wśród obłoków pyłu tynkowego — umorusane twarze nauczyciela, jego syna i młodszych uczniów z młotkami w rękach. Były to prace nad otworami do przyszłych drzwi, usprawniających przelotowość sal.

Czytelnicy zechcą mi wybaczyć te wspomnienia; nauczycielem w nich byłem ja, a w pracę nad pracownią włożyłem wiele serca. Silne zaangażowanie uczuciowe do prac dla fizyki wpajał Arkadiusz Piekara, niegdyś nauczyciel Szkoły w Rydzynie, w swoich młodych uczniach. A ja byłem jednym z nich.

Niech mi wolno będzie wyrazić gorące podziękowanie dyrekcjom obu Techników, w szczególności dyr. Antoniemu Kuzdrze, rodzicom uczniów, moim laborantom i uczniom oraz ich Instytucjom za pomoc przy rozbudowie pracowni.

Abstract: The arrangement of a research and students laboratory in a technical school is described. Modern equipment for demonstrating and research was constructed with the aid of the pupils themselves, enabling them to understand better the physics involved.

Posiedzenie naukowe w 10 rocznicę śmierci Profesora Andrzeja Sołtana

W dniu 10 grudnia 1969 r. w dziesiątą rocznicę śmierci Profesora Andrzeja Sołtana odbyło się, zorganizowane przez Oddział Warszawski Polskiego Towarzystwa Fizycznego, uroczyste posiedzenie naukowe.

Wspomnienia oraz referaty o życiu i działalności Profesora Sołtana wygłosili: Prof. dr J. Pniewski, Prof. dr L. Sosnowski, Prof. dr Sz. Szczeniowski i Prof. dr Z. Wilhelm.

W posiedzeniu wzięło udział około 120 osób; w tym rodzina Profesora Sołtana, zaproszeni goście, uczniowie Profesora i inni.

Krakowskie Konwersatorium Fizyczne w pierwszą rocznicę śmierci Profesora Henryka Niewodniczańskiego

W Krakowie odbyło się dnia 18 grudnia 1969 roku w związku z pierwszą rocznicą śmierci Profesora Henryka Niewodniczańskiego uroczyste posiedzenie Krakowskiego Konwersatorium Fizycznego poświęcone uczczeniu Jego pamięci. Otwarcia konwersatorium dokonał prof. dr Jan Weyssenhoff. Na konwersatorium zostały wygłoszone referaty pt.: *Profesor Henryk Niewodniczański jako optyk atomowy* przez doc. dr D. Kunisz oraz *Profesor Henryk Niewodniczański jako fizyk jądrowy* przez prof. dr A. Hrynkiewicz.

W konwersatorium wzięło udział kilkaset osób, z których większość stanowili uczniowie i przyjaciele Profesora. Byli również obecni członkowie rodziny Profesora i zaproszeni

goście w części fizyce z innych ośrodków naukowych w Polsce.

O zasługach Profesora dla fizyki polskiej świadczy nie tylko fakt stworzenia ram organizacyjnych krakowskiego ośrodka badań w zakresie fizyki jądrowej niskich energii i optyki atomowej, lecz przede wszystkim to, że potrafił wpoić zamiłowanie i entuzjazm do pracy naukowej oraz umiejętność zgodnej współpracy w duży, bo liczący około dwustu osób zespół pracowników naukowych Instytutu Fizyki UJ oraz Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie.

M. K.

I rocznica śmierci Prof. H. Niewodniczańskiego

W związku z przypadającą 20 grudnia 1969 r. pierwszą rocznicą śmierci Prof. dr H. Niewodniczańskiego, Koło Naukowe Studentów Fizyki UJ zorganizowało cykl referatów przypominających prace zmarłego Profesora. Referaty te odbywały się w październiku i listopadzie w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie. Referat wprowadzający, w którym ogólnie omówiono prace naukowe Prof. dr H. Niewodniczańskiego wygłosił mgr A. Bałanda.

Następne referaty wygłosili: J. Bajorek *Stosunki natężeń w multipletach widm atomowych*; W. Gawlik *Doświadczalny dowód istnienia promieniowania magnetycznego dipolowego*; K. Roszkowska *Przejścia wzbronione w promieniowaniu multipolowym*; A. Próchnicka *Reakcje jądrowe bezpośredniego oddziaływania*; K. Karnicka *Zjawisko Glory w fizyce jądrowej*; J. Dydecka *O pracach Profesora ze spektroskopii jądrowej*.

Konferencja Fizyki ciała Stałego

W Manchester w dniach od 6 do 8 stycznia br. odbyła się coroczna siódma z kolei konferencja fizyki ciała stałego organizowana przez tamtejszy Instytut Fizyki i Towarzystwo Fizyczne. Chociaż nie było nowych, specjalnie ekscytujących tematów, to jednak konferencja daleka była od monotonności. Program był bardzo wypełniony. Wiele prac dotyczyło nowości w strukturze pasmowej i w magnetyzmie.

Prof. S. F. Edwards z Uniwersytetu w Manchester zrobił przegląd własności statystycznych polimerów. Wspólne cechy z bezpostaciowymi ciałami są oczywiste, co zresztą wynikało z referatów R. A. Goerge'a R. M. Higginsa i J. Hirscha dotyczących elektronowych własności polimerów. Proces przewodnictwa ciał bezpostaciowych jest ciągle słabo rozumiany.

Doświadczalny układ dla sprawdzenia teorii dwuwymiarowego ferromagnetyka został podany przez prof. A. R. Miedema z Uniwersytetu w Amsterdamie, który opisał jak w jego grupie, poprzez uporządkowanie magnetycznych atomów miedzi, stworzono dwuwymiarowy ferromagnetyk. Powyższy układ jest bardzo atrakcyjny, ponieważ posiada on dokładne teoretyczne rozwiązanie.

Inny ciekawy układ magnetyczny podali D. M. Edwards i J. Mathon, którzy zaproponowali wyjaśnienie istnienia niemagnetycznych powierzchniowych warstw w ferromagnetycznych metalach przejściowych. Używając teorii wędrujących elektronów przypisują oni istnienie tych magnetycznych defektów lokalnym przejściom elektronów przewodnictwa do pasma d i wytworzeniu d dziury blisko powierzchni.

Po pewnych sukcesach teorii pseudopotencjału w metalach, staje się ona również użyteczna w fizyce półprzewodników. D. Jones i A. H. Lettington podali rezultaty obliczeń dla struktury pasmowej półprzewodników grupy III—V.

W sekcji nadprzewodnictwa zwracał uwagę brak zainteresowania teorią fluktuacji w pobliżu temperatury krytycznej. Temat ten był dominującym na konferencji w Stanford w lecie.

W konferencji uczestniczyło około pięćset osób, z tego około dziewięćdziesięciu z zagranicy (*Nature*, 225 No 5230, p. 315 (1970)).

Szkola w Karpaczu

Uniwersytet Wrocławski oraz Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych Polskiej Akademii Nauk w porozumieniu z Sekcją Analizy Strukturalnej Komisji Krystalografii PAN organizują w Karpaczu w dniach od 8 do 17 czerwca 1970 r. Letnią Szkołę Rentgenograficznej Analizy Strukturalnej.

V Przedszkole Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej

W dniach 16 II—1 III 1970 r. odbyło się w Karpaczu „V Przedszkole Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej” zorganizowane przez Koło Naukowe Fizyków Studentów Uniwersytetu Wrocławskiego. W seminarium, którego celem było przedyskutowanie zagadnień wykraczających poza program fizyki wykładanej na uniwersytetach, wzięli udział studenci z sześciu ośrodków akademickich.

Badania struktury ciała stałego metodą korelacji kątowych kwantów anihilacyjnych referowała Ewa Dębowska (Wrocław). Z. Dmítruk (Lublin) przedstawił własny model kosmologiczny. Tematem referatu P. Gizbert-Studnickiego (Kraków) były bieżące problemy fizyki wysokich energii.

Zastosowania teorii grup w mechanice kwantowej przedstawił I. Stadjkiewicz (Wrocław), a o filozoficznych podstawach tej nauki mówił M. Siciński (Wrocław) Referat A. Brzeskiego (Wrocław) dotyczył kwantowej teorii pola.

Program seminarium objął spotkania z uczestnikami „VII Zimowej Szkoły Fizyki Teoretycznej” odbywającej się w tym samym czasie w Karpaczu, m. in. z laureatem Nagrody Nobla profesorem C. N. Yungiem.

Eksperymenty na zderzających się wiązках

Urządzenie budowane w CERN-ie, o którym już informowaliśmy czytelników (*Postępy Fizyki*, 19, 363 (1968)), składa się z dwu prawie koncentrycznych pierścieniowatych magnesów (średnica 300 m), przecinających się pod kątem 15° w ośmiu punktach. W dwu miejscach przecięć będą zbudowane hale eksperymetalne. Protony przyśpieszone w synchrotronie do 28 GeV będą wprowadzone w kanał przejściowy i skierowane do kumulującego pierścienia oddalonego o 200 m od synchrotronu. Za pomocą odchylającego magnesu, który będzie ustawiony w miejscu rozgałęzienia w kanale, protony będą skierowywane w pierścieniu na przemian.

Na Uniwersytecie w Princeton odbyła się niedawno konferencja na temat badań fizycznych w przedziale energii 1500 GeV, na której omawiano możliwości wzięcia udziału fizyków amerykańskich w eksperymentach na kumulujących pierścieniach ze zderzającymi się wiązkami, które obecnie buduje się w CERN-ie.

W kumulującym pierścieniu, którego budowę planuje się zakończyć w połowie 1971 r., protony o energii 28 GeV będą zderzać się z protonami o energii 28 GeV. Reakcja ta będzie ekwiwalentna bombardowaniu stacjonarnej tarczy protonami o energii 1500—1700 GeV.

Mniej więcej 400 kolejnych impulsów synchrotronu powinno być skierowanych do zbierającego pierścienia, aby natężenie wiązki osiągnęło pełną wartość $4 \cdot 10^{14}$ protonów (jest to ekwiwalentne prądowi o natężeniu 20 A krążącemu w każdym z pierścieni). Zapełnienie pierścienia zajmie około jednej godziny. Po wprowadzeniu w synchrotronie szeregu ulepszeń, dla zapełnienia pierścienia potrzebne będzie około 5 minut.

Na plac budowy dostarczono już połowę magnesów, a pozostałe powinny nadejść w połowie 1970 r. Pierwsze prace z wprowadzeniem wiązki planuje się podjąć z końcem 1970 r.

Odkrycie antyferromagnetyzmu jądrowego

M. Chapellier, M. Goldman, Vu Hoang Chau i A. Abragam w Ośrodku CEN w Saclay we Francji potwierdzili

doświadczalnie istnienie antyferromagnetyzmu jądrowego (*Comptes Rendus* 286, 1530 (1969)). Zwyczajny ferromagnetyzm lub antyferromagnetyzm polega na orientacyjnym uporządkowaniu spinów powłok elektronowych atomów. Momenty magnetyczne takich powłok są rzędu 1000 razy większe niż momenty magnetyczne jąder. Jeżeli kryształ zbudowany jest z dielektrycznych atomów, których momenty magnetyczne powłok są równe zero, a jednocześnie momenty magnetyczne jąder są różne od zera, to istnieje możliwość orientacyjnego uporządkowania się spinów jądrowych. Głównym oddziaływaniem między takimi spinami jest bezpośrednie magnetyczne oddziaływanie typu dipol-dipol. Oddziaływanie poprzez elektrony i siatkę krystaliczną jest niezwykle słabe, tak że czasy relaksacji spin-siatka są nierzadko rzędu godzin. Takie czasy relaksacji gwarantują wysoką niezależność obu układów. W szczególności układowi spinów jądrowych i siatki można przypisywać dwie różne temperatury. Z punktu widzenia teorii, oddziaływanie jądrowe dipol-dipol ma tę wyższość nad oddziaływaniem spinów w zwykłych magnetykach, że znane są wielkości współczynników w potencjale oddziaływania. Małe wartości jądrowych momentów magnetycznych powodują, że temperatura przejścia fazowego w obszar „paramagnetyka jądrowego“ (odpowiednik temperatury Curie lub Neilla) jest rzędu 10^{-7} °K.

Trójcząstkowa funkcja korelacji w cieczech

Propozycja P. A. Egelstaffa, D. I. Page'a i C. T. R. Hearda (*Phys. Letters*, 30, 376 (69)) pomiaru czynnika strukturalnego prostych cieczy w funkcji ciśnienia w pobliżu punktu krytycznego lub podwójnego pozwala na doświadczalną ocenę wartości trójcząstkowej funkcji korelacji w cieczech.

Względna pozycja atomów określona jest przez funkcje korelacji. Wszystkie wielkości termodynamiczne wyrażają się przez funkcje korelacji. Wiele z nich zależy jednak nie tylko od parnej funkcji znajdującej bez-

pośrednio z pomiarów dyfrakcyjnych, ale także od trójcząstkowej, czterocząstkowej i wyższych funkcji korelacji. W cieczy wpływ korelacji wielocząstkowych zmniejsza się w miarę wzrostu liczby cząstek korelujących. Tym niemniej, chociaż przybliżona, znajomość trójcząstkowej funkcji korelacji jest konieczna.

Trójcząstkową funkcję korelacji można określić znając czynnik strukturalny i jego zmianę w funkcji ciśnienia. Autorzy wykorzystując dane literaturowe wyliczyli trójcząstkową funkcję korelacji dla ciekłego argonu koło punktu krytycznego, oraz ciekłego rubidu w okolicy punktu potrójnego. Pokazano, że szeroko stosowane w teorii cieczy przybliżenie superpozycyjne, tj. zastąpienie trójcząstkowej funkcji korelacji trójrotnym iloczynem parnych funkcji korelacji, nie zdaje egzaminu. Poprawki do tego przybliżenia okazują się istotne w obszarze do $r \sim 7\text{\AA}$, odległości między rozważanymi cząstkami, dla obszaru punktu potrójnego i w całym obszarze r w okolicy punktu krytycznego.

Operator statystyczny dla układów w nierównowadze

Średnią wartość dowolnej wielkości układu statystycznego znajdującego się w równowadze można wyliczyć znając operator statystyczny danego układu inaczej zwany macierzą gęstości. Prof. D. N. Zubariw wprowadził operator statystyczny dla układu nie w równowadze. Za jego pomocą można wyliczyć zmianę w czasie dowolnej wielkości średniej. Operator ten podobny jest do zwykłego eksponencjalnego rozkładu Gibbsa dla układów w równowadze z tą różnicą, że zamiast hamiltonianu wstawia się średnią wartość hamiltonianu wziętą po wszystkich przeszłych chwilach. Operator ten spełnia równanie ruchu. Spełnia również warunek maksimum informacyjnej entropii.

Nierównoważny statystyczny operator jest ściśle związany z teorią liniowej reakcji Kubo. Jego pierwszy wyraz rozłożenia w szereg potęgowy daje właśnie znany wzór Kubo. W odróżnieniu jednak od wzoru Kubo pozwala on także badać układy

poddane nie tylko mechanicznemu zaburzeniu, ale i termicznemu. Uśredniając za pomocą tego operatora prawa zachowania energii, pędu i liczby cząstek można otrzymać równania klasycznej i relatywistycznej hydrodynamiki i również wyprowadzić równania kinetyczne. Nierównoważny operator statystyczny można stosować nie tylko do opisu słabo nierównoważnych procesów, takich jak dyfuzja, ciepło przewodnictwa, elektroprzewodnictwo, lepkość, ale i silnie zaburzonych.

Pomiary przeprowadzono dla kryształ CaF_2 mającego strukturę prostej siatki kubicznej. Jądra fluoru obdarzone są momentem magnetycznym, a jądra wapnia nie. Pomiary prowadzono w superniskich temperaturach. Otrzymanie takich temperatur dla układu spinów przeprowadzono w dwu etapach: dynamiczną polaryzacją osiągnięto temperaturę 10^{-3} °K, następnie adiabatycznym rozmagnesowaniem obniżono temperaturę o dalsze cztery rzędy wielkości, tj. do 10^{-7} °K. Anomalię podatności magnetycznej, odpowiadającej przejściu w antyferromagnetyk jądrowy, zaobserwowano w obszarze temperatur ujemnych $T_{\text{przejścia}} = -6,2 \times 10^{-7}$ °K. Zachowanie się podatności magnetycznej i polaryzacji poniżej temperatury przejścia było zgodne z przewidywaniami teoretycznymi.

Dla układu spinów istnieje pojęcie temperatury ujemnej: Jeżeli na przykład spin $1/2$ umieścimy w polu magnetycznym, wówczas spin skierowany zgodnie z polem ma niższą energię niż spin skierowany przeciwnie. Powstają więc dwa poziomy energetyczne E_n , które obsadzone są zgodnie z rozkładem Boltzmana $\exp - \frac{E_n}{k_B T}$. Jeżeli uda się przetrzucić znaczną część spinów z dolnego w równowadze silniej obsadzonego poziomu na górny poziom, to nowy stan można formalnie opisać za pomocą ujemnej temperatury.

Czy neutrino posiada tylko spin?

Fryderick Reines i Henry S. Gurr (Department of Physics University of California, Irvine) opublikowali list, w którym

podają wyniki pomiaru całkowitego przekroju czynnego rozproszenia antyneutrino na elektronie ($\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$). Wynik jest o 1000 razy większy niż przewidywała teoria Feynmana i Gell-Manna. Pomiar elektronów odrzutu o energii większej od 3,7 MeV rozproszonych przez strumień antyneutrino ($2,8 \times 10^{12}$ antyneutrino cm^2/sek) dał przekrój czynny $8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$.

Antyneutrino otrzymano z reaktora dużej mocy, przy czym zabezpieczono, aby żadne inne promieniowanie z reaktora nie mogło być rejestrowane. Detektorem i zarazem tarczą był plastikowy scyntylator o wadze 7,84 kg otoczony blokami monokryształów NaJ, o wadze 330 kg i dalej 2200 litrami ciekłego scyntylatora. Przygotowanie tego eksperymentu było bardzo kosztowne.

Dotychczas uważano, że neutrino bierze udział tylko w słabym oddziaływaniu. Większy o 1000 razy przekrój czynny wskazywałby na możliwości istnienia innych niż spin charakterystyk neutrino, charakterystyk typu elektromagnetycznego.

Jednak ostatnie prywatne korespondencje donoszą, że autorzy wycofują opublikowane dane. Błąd spowodowany był jakoby nieodpowiednią oceną wkładu tła.

Czy istnieją neutrono-atomy?

T. J. Grant i J. W. Cobble zakomunikowali (*Phys. Rev. Letters*, 23, 741 (1969)), że neutron w pewnych warunkach może tworzyć związany układ z elektronem. Może to mieć miejsce w nieorganicznym kryształach przy temperaturze 4°K. W teorii rozproszenia znany jest potencjał oddziaływania elektronu z neutronem (2860 eV), ale dotychczas nie znaleziono ich stanu związanego. W eksperymencie autorzy użyli kryształu LiF, który naświetlali promieniami gamma, powodując powstanie charakterystycznego zabarwienia, pochodzącego od obecności barwnych centrów — elektronów, umieszczonych w węzle siatki w miejscu wybitego ujemnego jonu. Gęstość tych elektronów była rzędu $10^{17} \div 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Neutrony z 14 MeV-owego generatora były spowalniane w parafinie. Kryształ LiF umieszczony w diuarze, naświetlano neu-

tronami w spowalniaczu przez okres 60 sek. Wykonano dwie serie pomiarów. Pierwsza polegała na naświetleniu kryształu LiF, posiadającego centry barwne, neutronami w temperaturze pokojowej, usunięciu go z diuaru i umieszczeniu przy liczniku. Cała operacja trwała 40 sek. Następnie liczono w ciągu 10 minut impulsy pochodzące od neutronów. Otrzymano widmo, na które złożyło się 30 takich operacji. Druga seria przebiegała analogicznie, z tym tylko że kryształ LiF naświetlano neutronami przy temperaturze 4°K. Po naświetlaniu kryształ wyciągano z diuaru i przykładano do licznika. W każdym pomiarze rejestrowano około dwa neutrony, w obszarze, w którym nie było ich w pierwszej serii. Neutrony te pozostawały w LiF w temperaturze 4°K w ciągu 40 sek. Oprócz tego wykonano jeszcze kilka serii pomiarów kontrolnych.

Autorzy wyciągają następujący wniosek: istnieje chemiczne wiązanie między neutronem i elektronem: neutrono-atom, który może istnieć w kryształach LiF w temperaturze 4°K w czasie około 30 sek. Energia wiązania tego układu jest rzędu 0,1 eV. Tak wielka energia wiązania neutrono-atomu wskazywałaby na nowy nieznan typ oddziaływania. Oddziaływanie poprzez momenty magnetyczne i oddziaływanie jądrowe nie wyjaśniają tak wielkiej energii wiązania. Pierwsze daje energię wiązania rzędu $10^{-5} \div 10^{-7}$ eV, drugie około 10^{-10} eV. Możliwe jest jeszcze statystyczne podejście, w którym ocenia się ciepłą dysocjację neutrono-atomów. I znowu liczba szacowanych neutrono-atomów nie zgadza się z otrzymaną.

Z prywatnych nie sprawdzonych źródeł wiadomo, że w Stanach Zjednoczonych powtórzono powyższe pomiary w trzech ośrodkach i w każdym przypadku otrzymano wyniki nie potwierdzające powyższych rezultatów.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Jubileusz mgr Zofii Mizgier

W dniu 10 stycznia 1970 r. odbyła się na Uniwersytecie Warszawskim uroczystość związana z 43-leciem pracy zawodowej

i 40-leciem działalności w Polskim Towarzystwie Fizycznym — p. mgr Zofii Mizgier.

Obecni byli współpracownicy Jubilatki, władze Uniwersytetu i Polskiego Towarzystwa Fizycznego oraz zaproszeni goście Przewodniczący Zarządu Głównego PTF Prof. dr W. Rubinowicz wręczył p. mgr Mizgier uroczysty list, wykazujący Jej wkład do PTF, szczególnie w dziedzinie gromadzenia materiałów do 50-letniej historii Towarzystwa.

Sprawozdanie Sekretarza ZG PTF

za okres od 12. IX. 1967 r. do 31. VIII. 1969 r.

Polskie Towarzystwo Fizyczne ma w chwili obecnej 12 Oddziałów terenowych i zrzesza 1211 członków, w tym około 100 nauczycieli szkół średnich, tj. ok. 10%. Liczba członków w okresie sprawozdawczym wzrosła o 180 osób. Obecny Zarząd ukonstytuował się na posiedzeniu Prezydium w dniu 25 września 1967 r. w następującym składzie:

Przewodniczący — Prof. dr Wojciech Rubinowicz, Wiceprzewodniczący — prof. dr Aleksander Jabłoński, Sekretarz — doc. dr Halina Chęcińska, Skarbnik — doc. dr Kazimierz Rosiński.

Członkowie: Prof. dr Karolina Leibler, prof. dr Julian Auleytner, dr Mirosława Jastrzębska, prof. dr Jan Weyssenhoff, Redaktor Naczelny Wydawnictw PTF.

Na tymże posiedzeniu dokończono dr. Tomasz Hofmoka, członka Zarządu poprzedniej kadencji, zajmującego się sprawami biblioteki i wymiany czasopism. W okresie sprawozdawczym w składzie Prezydium zaszły następujące zmiany:

Od 1 lutego 1968 r. na własną prośbę ustąpił dr T. Hofmokl, a na jego miejsce dokończono doc. dr. Jana Petykiewicza. W okresie sprawozdawczym odbyło się 21 posiedzeń Prezydium, a jedno posiedzenie plenarne w dniu 26 września 1968 r. z udziałem przewodniczących wszystkich Oddziałów.

I. Ważniejsze sprawy załatwione w czasie kadencji obecnego Zarządu

1. Urząd Spraw Wewnętrznych, po wprowadzeniu niewielkich poprawek zatwierdził nowy statut PTF w wersji uchwalonej

przez Walne Zebranie Towarzystwa, które odbyło się podczas Zjazdu Fizyków Polskich w Lublinie w r. 1967. Nowy statut został rozesłany do wszystkich Oddziałów.

2. Staraniem Polskiego Towarzystwa Fizycznego Ministerstwo Oświaty i Szkolnictwa Wyższego uruchomiło od 1 września 1968 r. dwuletnie Technikum Fizyczne dla maturzystów. Na pierwszy rok studiów przyjęto 38 kandydatów. Technikum będzie kształcić siły pomocnicze do pracy w laboratoriach fizycznych wyższych uczelni i instytutów. Przy opracowywaniu programu technikum dużo bezinteresownej pracy włożyli następujący członkowie: Prof. Z. Wilhelmi, dr Mirosława Jastrzębska, dr Janusz Ostrowski, dr Nadolny i inni.

3. W r. 1968 zdobyli dyplomy magisterskie pierwsi absolwenci studium biofizyki, które powstało na UW w r. 1963 z inicjatywy PTF.

4. W okresie sprawozdawczym powstał zaczątek biblioteki PTF, niezależnie od dawniej istniejących zbiorów PTF zdeponowanych w bibliotece Instytutu Fizyki PAN w Warszawie. Podstawą stał się księgozbiór czasopism amerykańskich i książek — dar prof. Stanisława Mrozowskiego z Buffalo. W myśl życzenia ofiarodawcy biblioteka została założona przy Oddziale PTF w Toruniu. Zbiory będą stale uzupełniane. Przy porządkowaniu zbiorów dużo bezinteresownej pracy włożył doc. dr Jan Petykiewicz.

5. Zakończono, podjęte z inicjatywy Zarządów poprzednich kadencji, zbieranie i opracowywanie materiałów do historii PTF. Pracę tę ZGPTF powierzył mgr Zofii Mizgier. Materiały dotyczące 50-letniej działalności PTF będą opublikowane.

6. W czasie od 12 do 17 września 1967 r. odbył się XX Zjazd Fizyków w Lublinie, połączony z obchodami ku czci Marii Skłodowskiej-Curie i Mariana Smoluchowskiego. Zjazdowi poświęcone są oddzielne sprawozdania opublikowane w *Postępkach Fizyki*.

7. Ponadto, w grudniu 1967 r. odbyła się w Krakowie uroczystość ku czci Mariana Smoluchowskiego, połączona z wmurowaniem ufundowanej przez PTF tablicy pamiątkowej w gmachu fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego.

8. W dniu 21 listopada 1968 r. Oddział Krakowski zorganizował konwersatorium naukowe poświęcone 23 rocznicy śmierci profesorów Jana Blatona i Konstantego Zakrzewskiego.

9. W dniu 20 listopada 1968 r. odbyła się na Uniwersytecie w Warszawie uroczysta sesja naukowa poświęcona pamięci prof. Stefana Pieńkowskiego połączona z odsłonięciem ufundowanej przez PTF tablicy pamiątkowej, wmurowanej w audytorium głównym w gmachu fizyki UW.

10. W dniu 15 kwietnia 1969 r. odbyło się w Warszawie uroczyste posiedzenie naukowe poświęcone pamięci prof. Czesława Białobrzeskiego, poprzedzone złożeniem wieńca na Jego grobie na Powązkach.

11. Oddział Gliwicki PTF zorganizował w czasie od 29 do 30 listopada 1968 r. sesję naukową związaną z 20-leciem Oddziału Gliwickiego.

12. W czasie od 29 do 31 marca 1968 r. Oddział Wrocławski PTF zorganizował, przy finansowej pomocy ZG, I Ogólnopolskie Seminarium Biofizyczne w Ustroniu. Udział wzięło 45 osób. Wygłoszono 11 referatów problemowych, po których wywiązały się wielogodzinne dyskusje. Seminarium spełniło swoje zadania przez nawiązanie współpracy między czołowymi badaczami biofizyki w Polsce.

II. Medale i wyróżnienia

Komisja Nagród Naukowych przyznała w r. 1968 najwyższe odznaczenie Polskiego Tow. Fizycznego — medal im. Mariana Smoluchowskiego — prof. Aleksandrowi Jabłońskiemu. Medal został wręczony na plenarnym posiedzeniu PTF w dniu 26 września 1968 r.

Komisja Nagród Naukowych pod przewodnictwem prof. A. Jabłońskiego przyznała w r. 1968 nagrody naukowe następującym fizykom:

I nagroda — doc. dr Olegowi Czyżewskiemu. II i III nagrody równorzędne — Doc. dr Jerzemu Czerwonko i doc. dr Stanisławowi Pruskiemu. Wyróżniono ponadto pracę doc. dr St. Kielicha.

W r. 1969 medal im. Mariana Smoluchowskiego przyznano profesorowi Marianowi Danyszowi i profesorowi Jerzemu Pniew-

skiemu, zaś nagrody naukowe otrzymali: prof. Ignacy Adamczewski, doc. dr Stanisław Dembiński, doc. dr Witold Giriat. Wyróżnienia przyznano dr. Andrzejowi Zastawnemu i doc. dr. Józefowi Terleckiemu

Komisja Nagród Dydaktycznych pod przewodnictwem prof. Michała Halaunbrennera w r. 1968, a mgr Anieli Nowickiej w r. 1969 przyznała nagrody dydaktyczne dla wyróżniających się nauczycieli fizyki, członków PTF:

W r. 1968: mgr Helenie Borowieckiej, mgr Janinie Bromirskiej, inż. Jerzemu Czerwińskiemu, mgr Karolowi Dudziakowi i mgr Władysławowi Kociejowskiemu.

W r. 1969: mgr Stanisławie Kudling, mgr Julii Heybowicz, mgr Stanisławowi Leśniowskiemu, mgr Marianowi Węgrzynowiczowi, mgr Romualdowi Olichwierowi.

W myśl wytycznych Walnego Zebrania odbytego w Lublinie w 1967 r. ZG-PTF przygotował dyplomy dla nagrodzonych.

III. Bieżąca działalność statutowa

Zarząd Główny PTF prowadził działalność statutową we własnym zakresie oraz w powołanych przez siebie Komisjach:

1. Komisja Wydawnicza *The Great Polish Scientists*, powołana w celu wydania ważniejszych prac wybitnych nieżyjących fizyków polskich. Sekretarzem tej komisji został z ramienia PTF dr Janusz Ostrowski. Komisja odbyła 4 posiedzenia. Działalność Komisji rozwijała się w kierunku zapewnienia redaktorów dla opracowania dzieł poszczególnych fizyków oraz starań o przydział papieru na ich wydanie. Współpracę zgłosiły następujące osoby: Prof. Teodor Kopcewicz — opracowanie działalności A. B. Dobrowolskiego i J. Blatona. Andrzej Trautman i Stefan Piotrowski — opracowanie działalności Leopolda Infelda. Włodzimierz Ścisłowski — opracowanie działalności Czesława Białobrzeskiego. Józef Hurwic — opracowanie działalności Marii Skłodowskiej-Curie. Tadeusz Skaliński — opracowanie działalności Stefana Pieńkowskiego. Włodzimierz Zonn — opracowanie działalności Wł. Dziewulskiego i Adama Prażmow-

skiego. Roman Smoluchowski i A. Ulam — opracowanie działalności Mariana Smoluchowskiego. Jan Moszew — opracowanie działalności Karola Dziewońskiego. Witold Zacharewicz — opracowanie działalności Jana Śniadeckiego. Alicja Dorabialska — opracowanie działalności Wojciecha Świętosławskiego. Irena Chmielewska — opracowanie działalności Ludwika Marchlewskiego i Marcelego Nenckiego. Do prac Komisji dołączyły się Towarzystwa: Astronomiczne, Chemiczne, i Geofizyczne. Prace Komisji w toku.

2. Komisja Podręcznikowa, której celem jest przygotowanie uniwersalnego podręcznika fizyki. Sekretarzem Generalnym tej Komisji jest Doc. dr Aniela Wolska, która złoży oddzielne sprawozdanie.

3. Komisja Programowa, której celem jest opracowanie programu liceum dla specjalnie zdolnych uczniów do fizyki. Przewodniczącym tej Komisji jest doc. dr Andrzej Wróblewski, który złoży oddzielne sprawozdanie.

4. Olimpiada Fizyczna. Pod egidą PTF działa Olimpiada Fizyczna. Szczegółowe sprawozdanie z jej działalności złożył wiceprzewodniczący Komitetu Głównego doc. dr Janusz Zakrzewski.

5. PTF prowadziło normalną działalność wydawniczą, z której sprawozdanie złożył dr A. Kisiel.

6. Kółko fizyczne. ZGPTF poparł finansowo, utworzone przy I Pracowni Fizycznej UW, „Kółko fizyczne”. Sprawozdanie z jego działalności złożył inicjator tej imprezy — dr T. Hofmokr.

5. W roku 1968 i 1969 Oddział Warszawski PTF organizował kursy przygotowawcze dla kandydatów na wyższe uczelnie. W roku 1968 było 144 uczestników, a w r. 1969 — 146. Po zakończeniu kursu w r.b. przeprowadzona będzie specjalna statystyka, która pozwoli na ocenę efektywności tej imprezy.

IV. Wymiana z zagranicą

W myśl umów zawartych przed kilkoma laty z bratnimi Towarzystwami Fizycznymi, PTF prowadziło bezwizytową wymianę naukowców z Bułgarią, Czechosłowacją, Niemiecką Republiką Demokratyczną i Wę-

grami. Warunki finansowe ograniczają wymianę z tymi krajami do około 100 osobodni na rok. Delegatów przybywających do nas typują bratnie Towarzystwa. Delegatów wysyłanych zgłaszają do Zarządu Głównego Oddziały PTF spośród swych członków, a Zarząd przyznaje wyjazdy w miarę wolnych miejsc.

W roku 1968 gościliśmy w ramach wymiany 3 fizyków z Bułgarii, 1 fizyka z NRD, oraz 4 z Węgier. Jako nasi delegaci za granicę wyjechały: w r. 1968: 2 osoby do NRD, 4 do Bułgarii, 4 na Węgry.

W r. 1969 zaplanowano wymianę na około 100 osobodni. Przy przyjmowaniu gości zagranicznych bezinteresowną pomoc okazał Sekretariatowi PTF doc. Adam Kujawski, nie żałując swego czasu i samochodu.

2. W związku z powstaniem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPD) Zarząd Główny PTF wystąpił do Polskiej Akademii Nauk o uzyskanie zgody i ustalenie warunków przynależności naszego Towarzystwa do tej organizacji. Do chwili obecnej PAN nie wypowiedziała się w tej sprawie.

3. W czasie od 27 marca do 15 kwietnia br. PTF gościło prof. Stanisława Mrozowskiego z Uniwersytetu w Buffalo. Podczas pobytu w Polsce wręczono mu przyznany na Walnym Zebraniu PTF w dniu 16 września 1967 r. dyplom członka honorowego PTF. Wziął on również udział w uroczystości zorganizowanej dla uczczenia pamięci prof. Czesława Biało-brzeskiego, wygłaszając referat. Oprócz Warszawy, prof. Mrozowski odwiedził również Oddziały PTF w Krakowie, Poznaniu i Toruniu.

V. Nowe inicjatywy Zarządu Głównego PTF

1. Zarząd Główny PTF zamierza zorganizować nową formę pracy z młodzieżą, celem rozbudowania zainteresowania fizyką już wśród uczniów szkół podstawowych. Odpowiednie projekty regulaminu „Olimpiady Najmłodszych Fizyków” zostały przedstawione w Ministerstwie Oświaty i Szkolnictwa Wyższego i zyskały aprobatę. Projektuje się uruchomienie tej akcji już w r. 1970. Zarząd Główny powierzył sprawę związane z tą imprezą prof. Karolinie Leibler, inicjatorce tej imprezy.

2. Ze względów propagandowych Zarząd Główny postanowił wydać w jęz. angielskim zbiór najbardziej interesujących zadań, które były tematami dotychczas odbytych Olimpiad Fizycznych. Wyborem i tłumaczeniem zadań ma zająć się dr Stefan Czarnecki.

VI. Współpraca z PAN i uczelniami

Polskie Towarzystwo Fizyczne opiera swą działalność na ścisłej współpracy z Polską Akademią Nauk, pod której egidą działa, oraz z uczelniami wyższymi w całym kraju. Współpraca ta rozwija się pomyślnie, co między innymi przejawia się w korzystaniu z lokali uczelni, organizowaniu imprez naukowych wspólnie z katedrami i udziale w życiu naukowym uczelni i instytutów.

1. W okresie sprawozdawczym w ramach tej współpracy PTF między innymi zorganizowało wspólnie z Instytutem Fizyki PAN międzynarodową szkołę letnią fizyków w Zakopanem, w czasie od 1 do 15 czerwca 1968 r. Imprezę można uważać za udaną, sądząc z otrzymanych listów od uczestników zagranicznych oraz ze wzmianek o szkole, jakie ukazały się w prasie zagranicznej.

2. Wzięliśmy czynny udział w zorganizowanej przez Uniwersytet Warszawski i Instytut Fizyki PAN uroczystości związanej z 80-leciem urodzin prof. Wojciecha Rubinowicza. Niezależnie od tego Oddział Toruński wspólnie z Uniwersytetem M. Kopernika zorganizował w dniach 25 i 26 maja sesję naukową z okazji 80-lecia urodzin prof. Wojciecha Rubinowicza.

3. Polskie Towarzystwo Fizyczne wzięło czynny udział w zorganizowaniu uroczystości 70-lecia urodzin prof. Aleksandra Jabłońskiego w Toruniu.

4. Oddział Gdański PTF wspólnie z Wyższą Szkołą Pedagogiczną w Gdańsku zorganizował w dniu 14 grudnia 1968 r. jednodniową ogólnopolską konferencję dydaktyki. Była to pierwsza tego rodzaju ogólnopolska konferencja poświęcona dydaktyce fizyki. Imprezę można uważać za udaną.

VII. Sprawy niezrealizowane

Nie udało się wprowadzić w życie uchwały poprzedniego Zarządu o ufundowaniu przez PTF stypendium naukowego. Na przeszkodzie stanęły przepisy finansowe.

H. Chęcińska

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-10024.

Egzemplarze numerów zdeaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5, konto PKO nr 4-6-777.

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

TREŚĆ

W. Rubinowicz — O genezie i losach niektórych moich prac naukowych . . .	161
A. Salam — Fundamentalna teoria materii. Przegląd metod i rezultatów (<i>Uum. J. Turnau</i>)	171
M. Łukaszewski — Przekazywanie spójności stanów w doświadczeniach pompowania optycznego	209
T. Kornalewski — Spektrofotometria heterochromatyczna	229
A. Sobiczewski — Teoretyczne obliczenia deformacji równowagi jąder	239
Z. Zakrzewski — Zastosowanie sond elektrycznych do diagnostyki plazmy o szybko zmieniających się parametrach	247
A. Dwurażny i M. Waligórski — Komory iskrowe w fizyce wysokich energii. Cz. I. Wieloelektrodowe komory iskrowe	269
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
B. Piekara — Pracownia szkolna i naukowa w technikum	295
KRONIKA	

CONTENTS

W. Rubinowicz — On the Origin and Fate of Some of My Works	161
A. Salam — Fundamental Theory of Matter. A Survey of Results and Methods	171
M. Łukaszewski — Transfer of Coherence in Optical Pumping Experiments	209
T. Kornalewski — Heterochromatic Spectrofotometry	229
A. Sobiczewski — Theoretical Calculations of the Equilibrium Deformations of Nuclei	239
Z. Zakrzewski — Diagnostics of Time Dependent Plasma by Means of Electric Probes	247
A. Dwurażny and M. Waligórski — Spark Chambers in High-Energy Physics. Part I. Multielectrode Spark Chambers	269
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
B. Piekara — Students and Research Physics Laboratory in a Technical School	295
CHRONICLE	