

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO

POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VI ❖ ZESZYT 6

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 5

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VI • ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1 9 5 5

**PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — DZIAŁ CZASOPISM
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79**

Nakład 2565 + 106 egz.	Do składania 15 IX 1955
Ark. wyd. 9,2, druk. 7 ³ / ₈	Podpisano do druku 19 XII 55
Papier dr. sat. 70 g V kl. 70 × 100 cm	Druk ukończ. w grudniu 55
Cena zł 9,—	Zamówienie nr 437/134 K-6-3045

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 10



Neil Bohm

Wojciech Rubinowicz
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

W siedemdziesiątą rocznicę urodzin Nielsa Bohra

Fizyka dnia dzisiejszego jest fizyką kwantów. Zupełnie bez precedensu w historii rozwoju tej nauki pogłębiła i umocniła ona naszą znajomość praw i zjawisk fizycznych. Z dumą spoglądamy na jej osiągnięcia, które wydają się być trwałym dorobkiem nauki.

W takich chwilach osiągnięć szczytowych zwykł człowiek spoglądać wstecz na drogę, która go wiodła do celu. Trudna była ona i uciążliwa, a udało się ją pokonać jedynie dzięki opiece świetnego przewodnika. Był nim genialny fizyk duński N i e l s B o h r, którego siedemdziesiątą rocznicę urodzin obchodził świat naukowy 7 października br. Pragniemy i my z tej okazji wyrazić Mu naszą wdzięczność i złożyć nasz hołd, którego skromnym dowodem niech będzie niniejszy artykuł.

Jest rzeczą oczywistą, że wspaniały gmach fizyki kwantów nie mógł być dziełem wysiłku jednego tylko człowieka. Można wyliczyć wielu badaczy, których podstawowe odkrycia stały się jego fundamentem.

P l a n c k stworzył koncepcję kwantów energii i kwantów działania, E i n s t e i n o w i zawdzięczamy odkrycie fotonów a R u t h e r f o r d o w i zbadanie architektury atomów. Każde z tych odkryć było dziełem o wielkim znaczeniu dla wykazania kwantowego oblicza przyrody, ale każde z nich dotyczyło tylko pewnej wąskiej grupy zjawisk. Celem prac P l a n c k a było rozwiązanie zagadki promieniowania czarnego; jego wielką zasługą — dostrzeżenie praw kwantowych w gęstwinie nieprzejrzystych rozważań statystycznych. E i n s t e i n a interesowało przede wszystkim zjawisko fotoelektryczne; jego zasługą było wskazanie zjawiska, w którym kwanty ujawniają swoje istnienie w sposób naoczny. Celem pracy R u t h e r f o r d a w końcu było zbadanie rozmieszczenia ładunków elektrycznych wewnątrz atomu, jego zasługą odkrycie budowy atomów.

Na tych osiągnięciach, po części sprzecznych ze sobą i z ówczesną fizyką, począł budować B o h r teorię, która zasięgiem swoim miała objąć całokształt zjawisk fizycznych.

Pierwszym sukcesem Bohra było wykazanie, że synteza trzech wyżej wymienionych odkryć pozwala zrozumieć ogólne cechy widm atomów, a w szczególności tajemniczy podówczas wzór Balmera dla widma wodoru.

Do roku 1913 nagromadziła fizyka olbrzymi wprost materiał doświadczalny, ujawniający bezsprzecznie własności atomów. Wystarczy przypomnieć ogromną liczbę zmierzonych z krańcową niekiedy precyzją długości fal linii widmowych lub nie kończący się szereg faktów chemicznych. Wszystkie próby stworzenia teorii atomu na podstawie tego ogromnego materiału doświadczalnego kończyły się jednak nieuchronnie niepowodzeniem. Dlatego właśnie wielkie wrażenie wywarło uprzytomnienie sobie faktu, że nareszcie odkryta została dotychczas nadaremnie poszuki-



1938 r. Bohr w ogrodzie Zakładu Fizyki Doświadczalnej UW
w rozmowie z prof. Pieńkowskim

wana droga do poznania budowy atomu oraz praw rządzących wydarzeniami atomowymi. Entuzjazm, jaki wywołały już pierwsze prace B o h r a, zrozumieć może tylko ten, kto osobiście był świadkiem ich tryumfalnego pochodu.

Pierwsza kwantowa praca Bohra nosi pamiętną dla rozwoju fizyki datę: 5 kwietnia 1913 r. Dat ukończenia dalszych publikacji z serii prac pierwszych nie znajdzie jednak historyk teorii kwantów w *Philosophical Magazine*, w którym się ukazały. Skreśliła je redakcja tego czasopisma, aby już nie skrepowana zwyczajem ogłaszania prac w kolejności ich wpłynięcia móc je ze względu na ich znaczenie opublikować jak najszybciej.

Najcenniejszym odkryciem B o h r a w tej początkowej fazie rozwoju fizyki kwantów, w jej epoce heroicznej, rzecz można, była zasada odpo-

wiedniości. Ona to stała się bowiem drogowskazem tej teorii od jej kolebki aż do chwili pełnego jej rozkwitu. W rozwoju starszej teorii kwantów odegrała ona niezmiernie ważną rolę arbitra we wszystkich sprawach subtelnych, w których dosłowne stosowanie teorii układów wielokrotnie periodycznych prowadziło do wyników niezgodnych z doświadczeniem. Mając na myśli tę jej działalność nazwał ją S o m m e r f e l d zupełnie słusznie „ródzką czarodziejską“. Przy jej pomocy otrzymujemy bowiem „prawdziwe“ prawa kwantowe, ale nie pozwala ona nam podpatrzeć „mechanizmu“ tych praw, podobnie jak przyglądając się sztuce czarodziejskiej nie zdajemy sobie sprawy z tego, jak ją sztukmistrz właściwie wykonuje.



1955 r. Na konferencji genewskiej

W ten sposób utorowała zasada odpowiedniości drogę dla zwycięskiego pochodzenia mechaniki kwantów H e i s e n b e r g a. I dziś jeszcze jej moc nie osłabła. Nawet w nowszej teorii kwantów służy ona jako przewodnik do przewidywania i sprawdzania wyników dociekań teoretycznych. Nigdy się niestety nie dowiemy, ilekroć uświadomienie sobie, że otrzymany wynik nie jest zgodny z zasadą odpowiedniości, nakazało i umożliwiło odszukanie błędu w nowoczesnych obliczeniach lub rozumowaniach fizycznych: w wyjątkowych tylko wypadkach przyznają się przecież autorzy do popełnionych w toku prac błędów!

Rozgłos prac B o h r a sprawił, że zaczęli do Kopenhagi licznie napływać na studia zagraniczni fizycy. Jednym z pierwszych był niedawno zmarły przedwcześnie fizyk holenderski H. A. K r a m e r s. Kiedy przybyłem do Kopenhagi w roku 1920 zastałem go jako asystenta B o h r a. Innych współpracowników teoretyków wówczas B o h r jeszcze nie miał.

Dopiero w r. 1921 spotkałem tam Oscara Kleina, Svena Rosselanda i innych młodych teoretyków; ale już wówczas można było mówić o szkole Bohra.

Bohr imponował wtedy swoim uczniom — jak dzisiaj i nam jeszcze imponuje — przede wszystkim swoją nieomylną intuicją. Posługiwał się zawsze bardzo prostymi argumentami, a wnioski wyciągał z nich bardzo ogólne. Mimo że jest świetnym matematykiem, starał się i stara dziś jeszcze używać matematyki jak najoszczędniej. Do uczniów Bohra zaliczyć należy, oprócz już wspomnianych, fizyków tej miary co Gamow, Heisenberg, Rosenfeld i Weisskopf oraz z Polaków Rozentala.

Instytut Bohra zawiera też bardzo wielkie i świetnie wyposażone laboratorium fizyczne, gdzie początkowo wykonywano przeważnie prace spektroskopowe. Obecnie przeprowadzane są tam prace z fizyki jądra. Bohr jest bowiem również niepospolitym fizykiem doświadczalnym. W pracach jego uczniów zamieszczone podziękowania jemu wyrażone nie są tylko konwencjonalnymi frazesami, lecz dowodem szczerzej wdzięczności za troskliwą pomoc. Bohr sam pracował zresztą jako uczeń gimnazjalny w laboratorium swego ojca, znanego fizjologa. Prace te dotyczące hydrodynamiki zostały już wtedy, zaraz po ich ukończeniu, opublikowane w rozprawach Duńskiej Akademii Nauk.

Doniosły był udział Bohra przy powstawaniu nowszej teorii kwantów. Na podstawie jego zasady odpowiedniości bowiem i pod jego opieką wyprowadzili Kramers oraz Kramers i Heisenberg kwantowy wzór dyspersyjny, przejęty bez żadnych zmian też przez nowszą teorię kwantów. W instytucie Bohra powstała również pierwsza praca o mechanice kwantowej, w której w oparciu o zasadę odpowiedniości a w szczególności o wspomniany wzór dyspersyjny położył Heisenberg podwaliny nowszej teorii kwantów.

Po stworzeniu przez Heisenberga i Schrödingera struktury matematycznej nowszej teorii kwantów stała się interpretacja fizyczna zagadnieniem pierwszorzędnej wagi dla dalszego rozwoju tych poglądów fizycznych. Zawsze bowiem dopiero interpretacja nadaje kierunek rozwojowi danej teorii fizycznej. Otóż w przypadku nowszej teorii kwantów interpretacja ta była dziełem Heisenberga, Borna i Bohra. Bez względu na to, jak oceniamy słusność tej interpretacji, przyznać musimy, że wpływ jej zadecydował o ukształtowaniu się dzisiejszej postaci nowszej teorii kwantów.

Tego wielkiego dzieła dokonał człowiek, który ujmuje swoją skromnością i uprzejmością. Jestem przekonany, że i dziś jeszcze jest prawdą to, co powiedziałem o Bohrze siedem lat temu, po moim ostatnim pobycie u niego w Kopenhadze. „Pozostał młody, mimo że szron mu włos pokrył.

Bo młodzieńczy jest jego zapał do pracy, młodzieńczy jego entuzjazm dla wszelkiego postępu, pełen jest zainteresowań i pełen energii. Nadal nie znosi rozgłosu i jest skromny, jak gdyby nie wiedział, że jest — Bohrem“.

Zalety jego serca i charakteru sprawiają, że nie tylko jako tytan myśli, ale też jako zwykły człowiek cieszy się czcią powszechną. W dniu siedemdziesiątej rocznicy Jego urodzin życzymy Mu więc szczerze „ad multos annos“.

Zakopane, w lipcu 1955.

Ryszard Kołodziejski
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

Półfenomenologiczna teoria oddziaływania mezonów π z nukleonami

Wstęp

Wyniki badań doświadczalnych i teoretycznych nad oddziaływaniem mezonów π (pionów) z nukleonami znacznie zbliżyły do doświadczenia w latach ostatnich tak na pozór abstrakcyjną teorię, jaką jest teoria cząstek o spinie $3/2$. Należy tu wymienić dwa zasadnicze fakty doświadczalne, które przyczyniły się do tego zbliżenia.

Pierwszym jest fakt, który można streścić w sposób następujący: Obserwacje rozproszenia kąтового pionów o energiach około 150 MeV i wyższych na protonach wykazują, iż dla układów pion-nukleon w stanie kwantowym o spinie izotopowym $T=3/2$ ¹ przesunięcia fazowe $\delta_{P^{3/2}}$ dominują nad wszystkimi pozostałymi przesunięciami fazowymi dla tych samych i innych stanów kwantowych spinu izotopowego. Podobnie i w zjawisku fotomezonowym udział stanu $T=3, P_{1/2}$ układu pion-nukleon jest największy.

Drugim faktem zbliżającym teorię cząstek o spinie $3/2$ do doświadczenia jest fakt, który ująć można w twierdzenie, iż zależność od energii całkowitego przekroju czynnego dla procesów rozpraszania pionów i ich fotoprodukcji na nukleonach nosi charakter rezonansowy, tj. posiada dla określonej energii układu pion-nukleon lub foton-nukleon wyraźne maksimum.

Powyższe dwa fakty doświadczalne sugerują przypuszczenie o istnieniu stanu wzbudzonego nukleonu. Ten stan wzbudzony nukleonu jest to tak zwany stan izobarowy, prawdopodobnie o bardzo krótkim czasie życia i o spinie izotopowym oraz zwykłym, równym $3/2$.

Jakie są argumenty teoretyczne na poparcie hipotezy o istnieniu stanu izobarowego nukleonu? Argumentów tych jest kilka. Pierwszy z nich to bankructwo metod aproksymacyjnych „słabego sprzężenia“ przy konfron-

¹ J. Janik, Oddziaływanie mezonów π z jądrami, Postępy Fizyki t. VI, str. 324, (1955). W artykule tym autor wyjaśnia krótko pojęcie spinu izotopowego.

tacji z powyżej podanymi faktami doświadczalnymi. Metody zaś aproksymacyjne słabego sprzężenia nie wyjaśniają, jak wiadomo, istnienia stanu izobarowego nukleonu. Bankructwo metod słabego sprzężenia jest spowodowane niesłusznym założeniem, iż sprzężenie pola mezonowego z polem nukleonowym jest słabe.

Potwierdzeniem niesłuszności tego założenia o słabym sprzężeniu jest między innymi sukces teorii silnego sprzężenia w jakościowym wyjaśnieniu rezonansowego charakteru zależności od energii całkowitego przekroju czynnego dla rozpraszania i fotoprodukcji mezonów na nukleonach. Można więc nawet zaryzykować twierdzenie, iż teoria silnego sprzężenia lepiej zdaje sprawę z wymienionych powyżej faktów doświadczalnych aniżeli teoria słabego sprzężenia. Jednocześnie z teorii silnego sprzężenia wynikają leżące powyżej stanu podstawowego stany izobarowe nukleonów. Są to stany, z których właśnie najniższy posiada spin zwykły i izotopowy $3/2$. Teoria silnego sprzężenia pola mezonowego z nukleonowym nie jest teorią relatywistycznie niezmienniczą. Nie opisuje ona poprawnie rozpraszania kąтового mezonów na nukleonach. Z tego też względu wskazania tej teorii muszą być przyjęte z daleko idącą ostrożnością. Z ostrożnością tym większą, iż sprzężenie pola mezonowego z polem nukleonowym nie jest prawdopodobnie silne. Różnica masy pomiędzy protonem a neutronem oraz momenty magnetyczne protonu i neutronu, obliczone za pomocą metod silnego sprzężenia, nie zgadzają się zupełnie z wartościami tych wielkości znalezionymi doświadczalnie.

Bliższa analiza tych niezgodności, jak również bliższa analiza niezgodności z doświadczeniem położenia stanu singletowego deuteronu, obliczonego za pomocą teorii silnego sprzężenia, sugeruje przypuszczenie, iż w rzeczywistości sprzężenie nie jest silne [13]. Nie jest więc ono ani słabe, ani silne.

Wobec powyżej wymienionych argumentów przeciwko teorii silnego sprzężenia powstaje potrzeba szukania potwierdzenia jej przewidywań o istnieniu stanu izobarowego nukleonu w wynikach innych teorii, np. w wynikach fenomenologicznej teorii oddziaływania pion-nukleon [14]. Teoria ta dostarcza właśnie nowego argumentu na poparcie hipotezy o izobarze nukleonowym. Postuluje ona stan izobarowy o spinie zwykłym i izotopowym $3/2$. Położenie energetyczne E_1^2 tego stanu względem niewzbudzonego stanu nukleonu ustalone jest zgodnie ze wskazaniem teorii silnego sprzężenia. Określiwszy w ten sposób położenie stanu izobarowego nukleonu teoria fenomenologiczna wyznacza całkowity przekrój czynny na rozpraszanie mezonów za pomocą przybliżonego wzoru teorii dyspersji

² Energia E_1 oraz energia padającego mezonu są liczone względem układu związanego ze środkiem masy systemu pion-nukleon.

jądrowej $\text{tg } \delta_\lambda = \frac{\frac{1}{2} \Gamma_\lambda}{E_\lambda - E}$. Drugi obok parametru E_λ , parametr Γ_λ tego

wzoru jest w tej teorii obrany tak, aby dla bardzo małych energii mezonu rozpraszanie fali mezonowej było zgodne z rozproszeniem obliczonym za pomocą teorii słabego sprzężenia. Teoria bowiem słabego sprzężenia dla bardzo małych energii padającego mezonu, czyli daleko od poziomu izobarowego, powinna dawać dobre wyniki. Uzyskana w ten sposób za

pomocą wzoru $\text{tg } \delta_\lambda = -\frac{\frac{1}{2} \Gamma_\lambda}{E_\lambda - E}$ zależność całkowitego przekroju czynnego

dla rozpraszania mezonów π^+ i π^- od ich energii jest w bardzo dobrej zgodności z doświadczeniem. Jednocześnie fenomenologiczna teoria pozwala na oszacowanie szerokości poziomu izobarowego, która według tej teorii wynosi około 100 MeV. Fenomenologiczna teoria opisuje poza tym w sposób zadowalający zależność całkowitego przekroju czynnego od energii kwantu γ w przypadku procesów $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ i $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$. Teoria fenomenologiczna zdaje również sprawę ze związków, które zostały zaobserwowane pomiędzy różniczkowymi przekrojami czynnymi dla procesów rozpraszania i fotoprodukcji mezonów.

Najbardziej jednak może przekonywającego argumentu na poparcie hipotezy izobarowej dostarczyła półfenomenologiczna teoria oddziaływania mezonów π z nukleonami. W przeciwieństwie do teorii silnego sprzężenia teoria ta formułuje relatywistyczne równania ruchu nukleonów w polu mezonowym. Równania te zawierają cztery stałe, których wielkości określone są tak, aby osiągnięta została optymalna zgodność teorii z doświadczeniem. Stałymi tymi są: masa spoczynkowa izobaru M_1 i trzy stałe sprzężenia g , sg , g_1 . Za pomocą tych czterech stałych teoria zdaje sprawę ilościowo z dokładnością do wielkości błędów eksperymentalnych ze wszystkich dotychczasowych pomiarów różniczkowego i całkowitego przekroju czynnego dla rozpraszania mezonów π na protonach, aż do energii mezonów rzędu 400 MeV. Półfenomenologiczna teoria oddziaływania mezonów π z nukleonami zdaje również sprawę z wyników pomiarów różniczkowego przekroju czynnego dla fotoprodukcji mezonów.

Ponieważ tak zwane niefenomenologiczne teorie mezodynamiki³ nie mogą dotychczas dostarczyć danych zgodnych ilościowo w szerokim zakresie energii z wynikami eksperymentów nad rozpraszaniem pionów na protonach i nad fotoprodukcją mezonów, przeto wydaje się uzasadnione poświęcenie niniejszego artykułu dokładniejszemu rozpatrzeniu

³ W artykule W. Królikowskiego, Postępy Fizyki t. VI, z. 4 (1955) została przedstawiona metoda Tamma-Dancoffa, której zastosowanie do zagadnienia rozpraszania pionów na nukleonach dostarcza uzasadnienia hipotezy izobarycznej od strony niefenomenologicznej.

półfenomenologicznej teorii oddziaływania mezonów π z nukleonami oraz porównanie jej wyników z danymi eksperymentalnymi.

Półfenomenologiczna teoria izobarowa oddziaływania mezonów π z nukleonami korzysta z osiągnięć teorii cząstek o spinie $3/2$, dlatego też w części pierwszej obecnego artykułu omówiona zostanie ta teoria w wersji podanej przez Tamma, Dawidowa i Ginsburga [2]. Następnie w drugiej części artykułu wyprowadzone zostaną równania ruchu nukleonów w polu mezonowym według teorii izobarowej, a w części trzeciej teoria przedstawiona w dwóch częściach poprzednich będzie zastosowana do problemu obliczenia różniczkowego przekroju czynnego dla rozpraszania mezonów na nukleonach. W części czwartej zestawione będą wyniki ilościowe teorii w dziedzinie zjawisk rozpraszania i fotoprodukcji mezonów z wynikami doświadczalnymi.

Teoria cząstek swobodnych o spinie $3/2$ i o spinie $(1/2, 3/2)$

Równania falowe dla cząstki swobodnej o spinie $3/2$ mają postać

$$\left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - M_1\right) A_\mu = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu} = 0, \quad (2)$$

$$\gamma_\mu A_\mu = 0. \quad (3)$$

Wskaźniki ν i μ w powyższych równaniach przybierają wartości 1, 2, 3, 4. W równaniach (1), (2), (3) przyjęty został układ jednostek, w którym $\hbar = 1$,

$c=1$, x_μ i $\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ oznaczają odpowiednio

$$x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = t;$$

$$\frac{\partial}{\partial x_1} = -\frac{\partial}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial x_2} = -\frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial x_3} = -\frac{\partial}{\partial z}, \quad \frac{\partial}{\partial x_4} = \frac{\partial}{\partial t}.$$

Iloczyn skalarny (ab) dwóch czterowektorów a_μ i b_μ jest równy

$$(ab) = a_\mu b_\mu = a_4 b_4 - a_1 b_1 - a_2 b_2 - a_3 b_3. \quad (4)$$

W dalszym ciągu wszędzie tam, gdzie dwa wskaźniki się powtarzają należy stosować wzór (4). Macierze γ_μ występujące w równaniach (1) i (3) są zdefiniowane przez związki

$$\gamma_4 = \beta, \quad \gamma_k = \beta \alpha_k, \quad k = 1, 2, 3.$$

Macierze γ_μ spełniają relacje

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu}, \quad (5)$$

gdzie $\delta_{11} = \delta_{22} = \delta_{33} = -1$, $\delta_{44} = 1$.

Równania (1) przy każdym ustalonym μ są identyczne z równaniami Diraca⁴ dla cząstki o masie M_1 . Równania te są spełnione przez 16 składowych tensora bispinorowego

$$A_\mu = \begin{Bmatrix} A_\mu^1 \\ A_\mu^2 \\ A_\mu^3 \\ A_\mu^4 \end{Bmatrix}.$$

16 składowych tensora A_μ spełnia jednak, oprócz równań (1), również równania (2) i (3), które nakładają na te składowe 8 warunków dodatkowych. Z 16 więc składowych tensora bispinorowego A_μ 8 składowych jest tylko niezależnych. Cztery z tych 8 niezależnych składowych odpowiadają energii dodatniej cząstki i czterem różnym orientacjom jej spinów względem wybranej osi OZ. Drugie cztery składowe odpowiadają ujemnej energii cząstki i są związane, podobnie jak poprzednie, z czterema wartościami magnetycznej spinowej liczby kwantowej równej odpowiednio $3/2$, $1/2$, $-1/2$, $-3/2$. Z powyższego wynika, iż tensor bispinorowy A_μ spełniający układ równań (1), (2), (3) przedstawia rzeczywiście funkcję falową cząstki o spinie $3/2$.

Równania (1), (2), (3) dla cząstki swobodnej o spinie $3/2$ nie wystarczają jednak do zbudowania konsekwentnej teorii tej cząstki. Taka teoria bowiem powinna określić zachowanie się cząstki o spinie $3/2$ i w przypadku, kiedy będzie ona poddana działaniu jakiegoś pola zewnętrznego, np. pola mezonowego. Aby znaleźć równania dla funkcji falowej cząstki w polu zewnętrznym oraz aby w sposób ogólny powiązać je z wielkościami fizycznymi, takimi np. jak prąd, tensor energii i pędu itd., należy utworzyć funkcję Lagrange'a, za pomocą której równania te mogłyby być otrzymane. Równania falowe dla cząstki o spinie $3/2$ można otrzymać jako równania Eulera-Lagrange'a z zasady wariacyjnej $\delta \int \mathcal{L}_{3/2} d^4x = 0$. Funkcja Lagrange'a $\mathcal{L}_{3/2}$ ma dla cząstki swobodnej o spinie $3/2$ postać

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{3/2} = & -A_\mu^+ \left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - M_1 \right) A_\mu - \frac{3}{2} D^+ \left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} + 2M_1 \right) D + \\ & + i \left(A_\mu^+ \frac{\partial D}{\partial x_\mu} - \frac{\partial D}{\partial x_\mu} A_\mu \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Wielkości A_μ^+ i D_μ^+ występujące we wzorze (6) są dane przez związki

$$A_\mu^+ = A_\mu^* \beta, \quad D^+ = D^* \beta.$$

⁴ J. Rzewuski, Teoria Feynmana, Postępy Fizyki t. III. str. 167 (1952). W artykule tym autor m. in. omawia równania Diraca.

Pole bispinorowe D wprowadzone do funkcji Lagrange'a ma za zadanie zagwarantować wynikanie warunków dodatkowych (2) z równań Eulera-Lagrange'a dla zasady wariacyjnej $\delta \int \mathcal{L}_{1/2} d^4x = 0$. Dokonując wariacji funkcji A_μ^+ tak, aby spełnione były warunki

$$A_\mu^+ \gamma_\mu = 0. \quad (7)$$

otrzymujemy równania

$$\left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - M_1 \right) A_\mu - \frac{1}{2} i\gamma_\mu \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\nu} - i \frac{\partial D}{\partial x_\mu} + \frac{i}{4} \gamma_\mu \gamma_\nu \frac{\partial D}{\partial x_\nu} = 0. \quad (8)$$

Równania (8) łatwo utrzymać, jeżeli z uwagi na warunek (7) do funkcji Lagrange'a podstawimy zamiast A_μ^+ wyrażenie $A_\mu^+ - \frac{1}{4} (A_\nu^+ \gamma_\nu) \gamma_\mu$. Wyrażenie to gwarantuje, iż warunek (7) jest spełniony niezależnie od postaci tensora bispinorowego A_μ^+ . Wariacja funkcji D^+ daje nam

$$\frac{3}{2} i\gamma_\nu \frac{\partial D}{\partial x_\nu} + 3M_1 D - i \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\nu} = 0. \quad (9)$$

Działając z lewej strony na równanie (8) operatorem $\frac{\partial}{\partial x_\mu}$, a na równanie (9) operatorem $\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$, otrzymujemy wykonując sumowanie po wskaźnikach μ równania

$$-M_1 \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu} + i\gamma_\nu \frac{\partial^2 A_\mu}{\partial x_\nu \partial x_\mu} - \frac{1}{2} i\gamma_\mu \frac{\partial^2 A_\nu}{\partial x_\mu \partial x_\nu} - i \square D + \frac{i}{4} \gamma_\mu \gamma_\nu \frac{\partial^2 D}{\partial x_\mu \partial x_\nu} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{3}{2} i\gamma_\mu \gamma_\nu \frac{\partial^3 D}{\partial x_\nu \partial x_\mu} + 3M_1 \gamma_\mu \frac{\partial D}{\partial x_\mu} - i\gamma_\mu \frac{\partial^2 A_\nu}{\partial x_\mu \partial x_\nu} = 0. \quad (11)$$

Biorąc pod uwagę, iż na mocy równania (5) mamy $\gamma_\mu \gamma_\nu \frac{\partial^2 D}{\partial x_\mu \partial x_\nu} = \square D$, gdzie $\square = -\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_4^2}$,

równania (10) i (11) można napisać w postaci

$$\frac{1}{2} i\gamma_\nu \frac{\partial^2 A_\mu}{\partial x_\nu \partial x_\mu} - M_1 \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu} - i \frac{3}{4} \square D = 0, \quad (12)$$

$$\frac{3}{2} i \square D + 3M_1 \gamma_\mu \frac{\partial D}{\partial x_\mu} - i\gamma_\mu \frac{\partial^2 A_\nu}{\partial x_\mu \partial x_\nu} = 0. \quad (13)$$

Mnożąc równanie (13) przez $1/2$ i dodając do równania (12) otrzymujemy

$$\frac{3}{2} M_1 \gamma_\mu \frac{\partial D}{\partial x_\mu} - M_1 \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu} = 0. \quad (14)$$

Z równań (14) i (9) wynika

$$D = 0. \quad (15)$$

Uwzględniając (15) i (14) otrzymujemy dodatkowy warunek (2) na tensor bispinorowy A_μ . Tak więc z równań Eulera-Lagrange'a (8) i (9) łącznie z warunkiem dodatkowym (7) otrzymujemy równania (1), (2), (3). Warunek (7) jest bowiem równoważny warunkowi (3).

Powyżej przedstawiona teoria cząstki o spinie $3/2$ została przez Ginsburga [2] uogólniona. Zamiast funkcji Lagrange'a $\mathcal{L}_{3/2}$ (6) Ginsburg rozważa funkcje

$$L_{(1/2, 3/2)} = \Psi^+ \left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - M \right) \Psi + B_\mu^+ \left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - M_1 \right) B_\mu - \frac{3}{2} D^+ \left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} + 2M_1 \right) D + \\ + i \left(B_\mu^+ \frac{\partial D}{\partial x_\mu} - \frac{\partial D^+}{\partial x_\mu} B_\mu \right) + (\Psi^+ D + D^+ \Psi) \alpha. \quad (16)$$

Powyższa funkcja Lagrange'a różni się od podanej poprzednio członami zawierającymi drugi, obok D , bispinor Ψ . Wariacja tensora bispinorowego B^+ przy warunku dodatkowym $B_\mu^+ \gamma_\mu = 0$ oraz wariacja bispinorów Ψ^+ i D^+ daje z zasady wariacyjnej $\delta \int \mathcal{L}_{(1/2, 3/2)} d^4x = 0$ układ 24 równań, z których tylko 12 jest niezależnych. Równania te wyznaczają 12 składowych funkcji falowej cząstki o spinie $(1/2, 3/2)$ ⁵. Dla określonej dodatniej energii cząstki mamy 6 stanów, drugie 6 mamy dla określonej ujemnej energii tej cząstki. Cztery z tych stanów odpowiadają 4 możliwym stanom cząstki o spinie $3/2$, a pozostałe 2 odpowiadają dwóm możliwym stanom cząstki o spinie $1/2$. Układ równań otrzymany z funkcji Lagrange'a (16) posiada dwa typy rozwiązań. Jeżeli położymy $\Psi = 0$, to układ ten przechodzi w układ równań (1), (2), (3) dla cząstki o spinie $3/2$ i o masie spoczynkowej $m_{3/2} = |M_1|$. Jeżeli natomiast położymy $\Psi \neq 0$, to układ równań otrzymany z funkcji Lagrange'a (16) opisze cząstkę o spinie $1/2$ i o masie spoczynkowej $m_{1/2} = \left| M + \alpha^2 \left(\frac{M - 2M_1}{6M_1^2 - \alpha^2} \right) \right|$. Masy $m_{3/2}$ i $m_{1/2}$ są równe absolutnym wartościom wielkości, które mogą mieć zarówno znak dodatni, jak i ujemny. Gęstość ładunku jest dodatnio określona gdy spełniony jest warunek $6M_1^2 > \alpha^2$. Warunek ten jest konieczny, aby cząstki znajdujące się w stanie kwantowym o spinie $1/2$ mogły podlegać statystyce Fermi-Diraca. Równania Ginsburga dla cząstki o spinie $(1/2, 3/2)$ zasługują na specjalną uwagę, ponieważ stanowią one, jak dotychczas, jedyny znany nie rozpadający się system równań, opisujący cząstkę mogącą znajdować się w dwóch stanach o spinach $3/2$ i $1/2$ oraz o masach $m_{3/2}$ i $m_{1/2}$. Jak wykazał Fajnberg [3], tzw. równania Bhabhy [4], odkryte przez tego autora dziesięć lat później, są równoważne równaniom Ginsburga, w których dokonano wyboru znaku jed-

⁵ Równania Ginsburga można również wyprowadzić metodą bardzo ogólną Gelfanda i Jagłoma [5] wychodząc z następujących 6 nieprzywiedlnych reprezentacji grupy Lorentza $\tau_1(1/2, 3/2)$, $\dot{\tau}_1(-1/2, 3/2)$, $\tau_2(1/2, 3/2)$, $\dot{\tau}_2(-1/2, 3/2)$, $\tau_3(1/2, 5/2)$, $\dot{\tau}_3(-1/2, 5/2)$.

nego ze współczynników. Drogą prostej transformacji można funkcje Lagrange'a (16) sprowadzić do postaci funkcji Lagrange'a dla równań Bhabhy. Jeżeli w funkcji Lagrange'a (16) położyć stałą a równą zeru, to system równań otrzymany przy tak wyspecjalizowanej funkcji Lagrange'a rozpadnie się na dwa systemy, z których jeden opisuje ruch cząstki o spinie $3/2$, a drugi — $1/2$.

Równania ruchu nukleonu w polu mezonowym

Powyżej naszkicowaną teorię cząstki o spinie $3/2$ zastosowali Tamm, Golfand i Fajnberg [1] do zbudowania półfenomenologicznej izobarowej teorii oddziaływania mezonów π z nukleonami. W pierwszej części pracy tych autorów są wyprowadzone równania ruchu nukleonu w polu mezonowym za pomocą zapostulowanej relatywistycznie niezmienniczej funkcji Lagrange'a. Ta zapostulowana funkcja Lagrange'a składa się z dwóch członów. Człon pierwszy \mathcal{L}_0 jest szczególną postacią funkcji Lagrange'a typu Ginsburga (16) (współczynnik $a=0$). Człon drugi \mathcal{L}_{int} przedstawia interakcje pola mezonowego z nukleonem. Został on zbudowany tak, aby być niezmiennikiem ze względu na obroty w przestrzeni spinu izotopowego. Ta niezmienniczość członu interakcyjnego \mathcal{L}_{int} funkcji Lagrange'a jest konsekwencją doświadczalnie stwierdzonej niezależności ładunkowej oddziaływania nieelekromagnetycznego pomiędzy pionem a nukleonem. Łatwo to wykazać, jeżeli się zauważy, iż operator całkowitego ładunku systemu nukleon-pion jest wyznaczony wzorem [6]

$$e_{\text{op}} = \frac{1}{2} + \mathcal{G}_{z_{\text{op}}}, \quad (17)$$

gdzie $\mathcal{G}_{z_{\text{op}}}$ oznacza operator przedstawiający rzut na oś OZ wektora całkowitego spinu izotopowego systemu nukleon-mezon. Operator całkowitego spinu izotopowego rozpatrujemy tu w trójwymiarowej przestrzeni, ponieważ ze względu na ładunek elektryczny rozróżniamy 3 typy mezonów. Jak wiadomo, operator \mathcal{G}_{op} całkowitego spinu izotopowego systemu mezon-nukleon, a ściślej mówiąc, operator pełnego izotopowego momentu systemu mezon-nukleon jest zdefiniowany wzorem

$$\mathcal{G}_{\text{op}} = \frac{1}{2} \vec{\tau} + \vec{T}_{\text{op}}.$$

W powyższym wzorze $\vec{\tau}$ oznacza wektor w trójwymiarowej przestrzeni spinu izotopowego o składowych τ_x, τ_y, τ_z , gdzie symbole τ_x, τ_y, τ_z oznaczają odpowiednio trzy macierze Pauliego. Wektor zaś \vec{T}_{op} jest to wektor o składowych T_x, T_y, T_z , gdzie T_x, T_y, T_z oznaczają trzy macierze hermitowskie identyczne ze znanymi macierzami M_x, M_y, M_z momentu pędu dla stanu układu o liczbie kwantowej orbitalnej $l=1$.

Dokonajmy teraz w przestrzeni spinu izotopowego takiego obrotu osi współrzędnych, przy którym ulegnie zmianie wartość własna operatora e_{op} (funkcja własna tego operatora przejdzie więc przy tym obrocie w funkcję własną, odpowiadającą innej wartości własnej). Na mocy wzoru (17) będzie to oznaczało zmianę całkowitego ładunku systemu nukleon-mezon. Ponieważ zaś funkcja Lagrange'a przy tym obrocie nie uległa zmianie, przeto pomimo zmiany całkowitego ładunku systemu mezon-nukleon oddziaływanie mezonu z nukleonem nie zmieniło się, czyli jest ładunkowo niezmiennicze.

Jednocześnie z faktu, iż funkcja Lagrange'a dla systemu mezon-nukleon jest niezmiennikiem wobec obrotów w przestrzeni spinu izotopowego, wynika twierdzenie o zachowaniu pełnego spinu izotopowego systemu. Powyższy wniosek jest prostym tylko przeniesieniem do przestrzeni spinu izotopowego znanej konsekwencji niezmienniczego zachowania się funkcji Lagrange'a, a więc i hamiltonianu, wobec obrotów w zwykłej trójwymiarowej przestrzeni. Konsekwencją tą jest prawo zachowania momentu pędu, a więc taki ruch systemu, w którym wartości własne operatora M^2 dają liczby kwantowe tego systemu.

W obu przypadkach zamiast ogólnych obrotów w danej przestrzeni rozpatrywać można obroty infinitezymalne, którym odpowiadają operatory:

$$R_{op} = 1 + i\varepsilon \vec{a} \vec{I}_{op} \text{ dla obrotów w przestrzeni spinu izotopowego,}$$

$$R_{op} = 1 + i\varepsilon \vec{a} \vec{M}_{op} \text{ dla obrotów w zwykłej przestrzeni,}$$

ε oznacza w obu tych operatorach infinitezymalny kąt obrotu dokoła osi obrotu \vec{a} . Wektor \vec{M} w drugim z tych operatorów oznacza operator $\vec{M}(M_x, M_y, M_z)$ momentu pędu systemu. Z niezmienniczego zachowania się hamiltonianu wobec infinitezymalnych obrotów wynika przemienność operatora \vec{M} z hamiltonianem systemu, a więc prawo zachowania pędu. Funkcja Lagrange'a w półfenomenologicznej teorii oddziaływania mezonów π z nukleonami ma więc postać

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{int},$$

gdzie \mathcal{L}_0 oznacza funkcje Lagrange'a Ginsburga (16) z parametrem $a = 0$, a część interakcyjna \mathcal{L}_{int} dana jest wzorem

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{g\sqrt{4\pi}}{\mu} \left[i s_{\mu} \Psi^+ \gamma_5 \vec{\Psi} \vec{\tau} \vec{\varphi} + \Psi^+ \gamma_5 \gamma_{\mu} \vec{\Psi} \vec{\tau} \frac{\partial \varphi}{\partial x_{\mu}} \right] + \frac{g_1 \sqrt{4\pi}}{\mu} \left[\Psi^+ \vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_{\mu}} B_{\mu} + B_{\mu}^+ \vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_{\mu}} \Psi \right]. \quad (18)$$

W wyrażeniu (18) μ oznacza masę spoczynkową mezonu π . Wielkości g_s, g, g_1 oznaczają stałe sprzężenia nukleonu z polem mezonowym. Macierz γ_5 występująca w wyrażeniu (18) jest to hermitowska macierz, określona wzorem $\gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$. Strzałki nad wielkościami τ, φ, S , oznaczają wektory trójwymiarowej przestrzeni spinu izotopowego. Iloczyn $\vec{\tau} \varphi, \vec{\tau} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu}, \vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu}$ są to iloczyny skalarne w trójwymiarowej euklidesowej przestrzeni spinu izotopowego i jako takie są niezmiennikami względem obrotu w tej przestrzeni. Mamy

$$\begin{aligned} \vec{\tau} \varphi &= \tau_x \varphi_x + \tau_y \varphi_y + \tau_z \varphi_z, \\ \vec{\tau} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} &= \tau_x \frac{\partial \varphi_x}{\partial x_\mu} + \tau_y \frac{\partial \varphi_y}{\partial x_\mu} + \tau_z \frac{\partial \varphi_z}{\partial x_\mu}, \\ \vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} &= S_x \frac{\partial \varphi_x}{\partial x_\mu} + S_y \frac{\partial \varphi_y}{\partial x_\mu} + S_z \frac{\partial \varphi_z}{\partial x_\mu}. \end{aligned}$$

Wyrażenie $\Psi^+ \gamma_5 \Psi$ ma charakter pseudoskalaru [7] przy obrotach i odbiciach w zwykłej przestrzeni (x_μ). Ponieważ pole mezonowe φ ma również charakter pseudoskalarny, przeto człon $s_\mu \sqrt{4\pi}$ i $\Psi^+ \gamma_5 \Psi \vec{\tau} \varphi$ funkcji Lagrange'a \mathcal{L}_{int} jest, jak być powinno, niezmiennikiem wobec obrotów i odbić w zwykłej przestrzeni (x_μ). Natomiast wyrażenie $\Psi^+ \gamma_5 \gamma_\mu \Psi$ jest pseudowektorem i występuje w iloczynie skalarnym razem z pseudowektorowo transformującym się czterogradientem pola mezonowego, tworząc drugi niezmienny człon w wyrażeniu (18). Człon pierwszy interakcyjnej części funkcji Lagrange'a (18) daje tzw. sprzężenie pseudoskalarne nukleonu z polem mezonowym, a drugi człon-sprzężenie pseudowektorowe. Następny człon w wyrażeniu (18) sprzęga przy pomocy pola mezonowego stany niepobudzone nukleonu ze stanami izobarowymi.

Funkcje falowe nukleonu, który może się znajdować w stanach o izotopowym spinie $I=1/2$, jak również w stanach izobarowych o spinie izotopowym $I=2/3$ wygodnie jest rozpatrywać jako wektor w sześciowymiarowej przestrzeni rozpiętej na sześciu funkcjach własnych operatorów spinu izotopowego nukleonu. Należy tu zauważyć, iż operatory $I_{\text{op}}^2, I_{z\text{op}}$ i operatory $M_{\text{op}}^2, M_{z\text{op}}$ różnią się tylko tym od siebie, iż działają w różnych trójwymiarowych przestrzeniach. Dwie z tych sześciu funkcji oznaczone symbolami $\Phi_{1/2}^{1/2}$ i $\Phi_{-1/2}^{1/2}$ określają odpowiednio stan protonowy i stan neutronowy nukleonu. Następne cztery funkcje oznaczone symbolami $\Phi_{I_z}^{3/2} \left(I_z = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2} \right)$ określają cztery stany izobarowe nukleonu. Każdemu obrotowi układu współrzędnych w trójwymiarowej przestrzeni spinu izoto-

powego odpowiada pewna transformacja układu funkcji $\Phi_{I_z}^I$. Przy tym, jak wiadomo, wskutek tej transformacji każda z dwóch funkcji falowych $\Phi_{I_z}^{1/2}$ przechodzi w jakąś kombinację liniową tychże funkcji. Podobnie każda z czterech funkcji $\Phi_{I_z}^{3/2}$ przechodzi w pewną kombinację liniową tychże czterech funkcji. Zespół wszystkich macierzy odpowiadających transformacjom indukowanym w naszej przestrzeni funkcyjnej przez grupę obrotów trójwymiarowej przestrzeni spinu izotopowego nazywa się reprezentacją grupy obrotu w tej przestrzeni. Opisane tedy powyżej transformacje funkcji $\Phi_{I_z}^I$ możemy określić jako transformacje tworzące dwie nieprzywiedlne reprezentacje grupy obrotu. Funkcje $\Phi_{I_z}^{1/2}$, czyli tzw. wektory bazy, transformują się według reprezentacji o indeksie $1/2$. A wektory bazy $\Phi_{I_z}^{3/2}$ transformują się według reprezentacji o indeksie $3/2$. W tej to sześciowymiarowej przestrzeni wektorów bazy $\Phi_{I_z}^I$ są zdefiniowane operatory $\vec{\tau}(\tau_x, \tau_y, \tau_z)$ i $\vec{S}(S_x, S_y, S_z)$ występujące w interakcyjnej części \mathcal{L}_{int} funkcji Lagrange'a. Funkcje falowe Ψ i B_μ , występujące w wyrażeniach zawierających operatory $\vec{\tau}, \vec{S}$, należy przy tym uważać za odpowiednie iloczyny powyżej zdefiniowanych wektorów bazy i funkcji falowych przestrzenno-spinowych nukleonu. Operatory $\vec{\tau}, \vec{S}$ są to operatory działające na wektory bazy $\Phi_{I_z}^I$ i odpowiednio te wektory transformujące.

Wektory bazy $\Phi_{I_z}^I$ można przedstawić jako macierze jednokolumnowe

$$\Phi_{I_z}^{1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \Phi_{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \Phi_{I_z}^{3/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \Phi_{-3/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \Phi_{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \Phi_{-3/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Operatory $\vec{\tau}(\tau_x, \tau_y, \tau_z)$, będące zwykłymi macierzami Pauliego, można również napisać w formie macierzy o 6 wierszach i 6 kolumnach. Macierze te będą miały kształt

$$\begin{array}{c|cccccc} \vec{\tau} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \hline & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \hline & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \hline & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \hline & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \hline & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{array}$$

Przed przystąpieniem do wyznaczenia macierzy $\vec{S}(S_x, S_y, S_z)$ w naszej sześciowymiarowej przestrzeni wygodnie jest przedstawić skwantowane pole mezonowe φ w postaci

$$\varphi = \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} [a_+(q) e^{-i(qx)} + a_-(q) e^{i(qx)}], \quad (19)$$

$$\varphi^* = \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} [a_+^*(q) e^{i(qx)} + a_-^*(q) e^{-i(qx)}], \quad (20)$$

$$\varphi_0 = \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} [a_0(q) e^{-i(qx)} + a_0^*(q) e^{i(qx)}]. \quad (21)$$

gdzie $\varepsilon = q_4$.

We wzorze (20) symbol φ^* oznacza operator pola sprzężonego z zespolonym polem mezonów naładowanych. Symbol φ_0 we wzorze (21) oznacza operator pola rzeczywistego mezonów neutralnych. Wzory (19), (20) i (21) przedstawiają operatory tych pól rozłożone na szereg fal płaskich. Operatory a_+, a_-, a_0 oraz operatory a_+^+, a_-^+, a_0^+ we wzorach (19), (20) i (21) oznaczają odpowiednio operatory absorpcji i emisji mezonów dodatnich, ujemnych i neutralnych o czterowektorze pędu i energii q_ν . W dalszym ciągu wskaźnik q_ν przy operatorach tych będziemy często zaniedbywać. Ze wzorów (19) i (20) widać, iż operatory φ i φ^* nie są hermitowskie. Jednakże z operatorów $\varphi, \varphi^*, \varphi_0$ można utworzyć trzy hermitowskie operatory transformujące się jak trzy składowe wektora w przestrzeni spinu izotopowego. Składowe te mają postać:

$$\varphi_x = \frac{\varphi + \varphi^*}{\sqrt{2}}, \quad \varphi_y = \frac{(\varphi - \varphi^*)i}{\sqrt{2}}, \quad \varphi_z = \varphi_0. \quad (22)$$

Za pomocą wzorów (19), (20), (21) i (22) iloczyn skalarny w przestrzeni spinu izotopowego $\vec{\tau} \vec{\varphi}$ można napisać w postaci

$$\vec{\tau} \vec{\varphi} = \sum \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} [(\tau_+ a_+(q) + \tau_- a_-(q) + \tau_0 a_0(q)) e^{-i(qx)} + (\tau_- a_+^*(q) + \tau_+ a_-^*(q) + \tau_0 a_0^*(q)) e^{i(qx)}]. \quad (23)$$

Operatory τ_+, τ_-, τ_0 występujące w (23) są dane wzorami

$$\tau_+ = \frac{\tau_x + i\tau_y}{2}, \quad \tau_- = \frac{\tau_x - i\tau_y}{2}, \quad \tau_0 = \frac{\tau_z}{\sqrt{2}}. \quad (24)$$

Operator τ_+ działając na wektor bazy $\Phi_{-1/2}^{1/2}$ przeprowadza go w wektor $\Phi_{1/2}^{1/2}$, czyli operator ten zmienia stan neutronowy nukleonu w stan protonowy. Podobnie operator τ_- przeprowadzając wektor $\Phi_{1/2}^{1/2}$ w wektor $\Phi_{-1/2}^{1/2}$ zmienia stan protonowy nukleonu w stan neutronowy. Ze wzoru (23) widać, iż np. iloczyn operatorów $\tau_+ a_+$ przeprowadza neutron w proton i jednocześnie działając na funkcje obsadzeń stanów pola mezonowego zmniejsza ilość mezonów dodatnich w stanie o czterowektorze pędu i energii q_ν o jeden. Odpowiada to absorpcji mezonu dodatniego przez

neutron, który przechodzi w proton. Podobnie iloczyn operatorów $\tau_{-}a_{+}^{+}$ przeprowadza proton w neutron i jednocześnie powoduje emisję mezonu dodatniego. Każdy więc z iloczynów operatorowych wzoru (23) działa tak, iż całkowity ładunek systemu mezon-nukleon jest zachowany; jak być powinno. Analogiczny wzór do wzoru (23) można napisać dla iloczynów

skalarnych $\vec{\tau} \frac{\partial \varphi}{\partial x_{\mu}}$ i $\vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_{\mu}}$. Dla iloczynu $\vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_{\mu}}$ mamy:

$$\vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_{\mu}} = i \sum \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} [-q_{\mu} \{S_{+}a_{+}(q) + S_{-}a_{-}(q) + S_0 a_0(q)\} e^{-i(qx)} + q_{\mu} \{S_{-}a_{+}^{+}(q) + S_{+}a_{-}^{+}(q) + S_0 a_0^{+}(q)\} e^{i(qx)}]. \quad (25)$$

Operatory S_{+}, S_{-}, S_0 , w wyrażeniu (25) są określone wzorami

$$S_{+} = \frac{S_x + iS_y}{2}, \quad S_{-} = \frac{S_x - iS_y}{2}, \quad S_0 = \frac{S_z}{\sqrt{2}}. \quad (26)$$

Transformacje wektorów bazy $\Phi_{I_z}^I$ pod wpływem operatorów S_{+}, S_{-}, S_0 odpowiadają przechodzeniu nukleonów ze stanu niepobudzonego w stan izobarowy i odwrotnie. Ponieważ zaś wzór (25) tak jak wzór (24) jest niezmienniczy względem trójwymiarowych obrotów w przestrzeni spinu izotopowego, przeto każdy z sześciu iloczynów operatorowych powinien nie tylko nie zmieniać całkowitego spinu izotopowego I , ale również zachowywać wartości własne operatora całkowitego ładunku (17). Ten warunek pozwala napisać poniżej podane tablice posługując się własnościami operatorów absorpcji i emisji, $a_{+}, a_{-}, a_0; a_{+}^{+}, a_{-}^{+}, a_0^{+}$:

Tablica I

Działanie operatora S_0 na wektory $\Phi_{I_z}^I$	Działanie operatora S_0 w iloczynie $S_0 a_0$
$S_0 \Phi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \rightarrow \Phi_{\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}$	$I_z = \frac{1}{2} + 0; \quad J_z = \frac{1}{2}$
$S_0 \Phi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \rightarrow \Phi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}}$	$I_z = -\frac{1}{2} + 0; \quad J_z = -\frac{1}{2}$

Posługując się tablicami I i II można ustalić ogólny kształt operatorów S_{+}, S_{-}, S_0 . Operatory te są postaci:

$$S_{+} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & a_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_2 \\ a_3 & 0 & & & & \\ 0 & a_4 & & & & \\ 0 & 0 & & & & \\ 0 & 0 & & & & \end{vmatrix}; \quad S_{-} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & b_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & b_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & & & & \\ 0 & 0 & & & & \\ b_3 & 0 & & & & \\ 0 & b_4 & & & & \end{vmatrix}; \quad S_0 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & c_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_2 & 0 \\ 0 & 0 & & & & \\ c_3 & 0 & & & & \\ 0 & c_4 & & & & \\ 0 & 0 & & & & \end{vmatrix}. \quad (27)$$

Tablica II

Działanie operatora S_+ na wektory $\Phi_{I_z}^I$	Działanie operatora S_+ w iloczynie $S_+ a_+$	Działanie operatora S_- na wektory $\Phi_{I_z}^I$	Działanie operatora S_- w iloczynie $S_- a_-$
$S_+ \Phi_{1/2}^{3/2} \rightarrow \Phi_{3/2}^{3/2}$	$I_z = \frac{1}{2} + (+1) = \frac{3}{2};$ $J_z = \frac{3}{2}$	$S_- \Phi_{1/2}^{3/2} \rightarrow \Phi_{-1/2}^{3/2}$	$I_z = \frac{1}{2} + (-1) = -\frac{1}{2};$ $J_z = -\frac{1}{2}$
$S_+ \Phi_{-1/2}^{1/2} \rightarrow \Phi_{1/2}^{1/2}$	$I_z = -\frac{1}{2} + (+1) = \frac{1}{2};$ $J_z = \frac{1}{2}$	$S_- \Phi_{-1/2}^{1/2} \rightarrow \Phi_{-3/2}^{1/2}$	$I_z = -\frac{1}{2} + (-1) = -\frac{3}{2};$ $J_z = -\frac{3}{2}$
	Działanie operatora S_+ w iloczynie $S_+ a_+$		Działanie operatora S_- w iloczynie $S_- a_-$
$S_+ \Phi_{-3/2}^{3/2} \rightarrow \Phi_{1/2}^{3/2}$	$I_z = -\frac{1}{2} - (-1) = \frac{1}{2};$ $J_z = -\frac{1}{2}$	$S_- \Phi_{3/2}^{3/2} \rightarrow \Phi_{1/2}^{3/2}$	$I_z = \frac{3}{2} - (+1) = \frac{1}{2};$ $J_z = \frac{3}{2}$
$S_+ \Phi_{-3/2}^{1/2} \rightarrow \Phi_{-1/2}^{1/2}$	$I_z = -\frac{3}{2} - (-1) = -\frac{1}{2};$ $J_z = -\frac{3}{2}$	$S_- \Phi_{1/2}^{1/2} \rightarrow \Phi_{-1/2}^{1/2}$	$I_z = \frac{1}{2} - (+1) = -\frac{1}{2};$ $J_z = \frac{1}{2}$

Bliższe określenie stałych $a_1, a_2, \dots, b_1, b_2, \dots, c_1, c_2, \dots$ jest możliwe z dokładnością do wspólnego czynnika mnożącego za pomocą metody podanej przez Gelfanda i Szapiro [8]. Metoda ta wykorzystuje tę okoliczność, iż iloczyn

skalarny $\vec{S} \cdot \frac{\partial \vec{\varphi}}{\partial x_\mu}$ jest niezmiennikiem wobec obrotów w trójwymiarowej

przestrzeni spinu izotopowego oraz iż macierze są hermitowskie (hermitowskość tych macierzy wynika z hermitowskości \mathcal{L}_{int}). Jeżeli macierze transformacyjne wektorów $\Phi_{I_z}^I$, odpowiadające obrotowi g układu współrzędnych w przestrzeni spinu izotopowego, oznaczymy przez T_g , to macierze S'_k , gdzie $k=1, 2, 3$, odniesione do przetransformowanych wektorów $\Phi_{I_z}^I$, można napisać w postaci

$$S'_k = T_g S_k T_g^{-1} \quad (28)$$

Ponieważ zaś wielkości $\frac{\partial \varphi_k}{\partial x_\mu}$ transformują się jak współrzędne wektorów w trójwymiarowej przestrzeni spinu izotopowego, przeto możemy napisać

$$\frac{\partial \varphi'_i}{\partial x_\mu} = \sum_{k=1}^3 g_{ik} \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_\mu}, \quad (29)$$

gdzie g_{ik} tworzą macierz transformacyjną w trójwymiarowej przestrzeni spinu izotopowego, odpowiadającą obrotowi g w tej przestrzeni. Zależności (28) i (29) pozwalają wyrazić niezmienniczy charakter iloczynu skalarnego $\vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu}$ za pomocą równania

$$\vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} = T_g \vec{S} \frac{\partial \varphi'}{\partial x_\mu} T_g^{-1}. \quad (30)$$

Zamiast równania (30) dla wyznaczenia macierzy S_x, S_y, S_z dogodnie jest posłużyć się równaniem

$$\sum_{k=1}^3 g_{ik} T_g S_k T_g^{-1} = S_i. \quad (31)$$

Równanie (31) wynika z równania (30) przy uwzględnieniu (29). Ponieważ obrót g , któremu odpowiadają macierze T_g i T_g^{-1} występujące we wzorach (30) i (31), jest obrotem zupełnie dowolnym, więc równanie (30) i (31) można również napisać i dla obrotów infinitezimalnych. Macierze dla tych obrotów są znane i wobec tego równania (31) pozwalają wyznaczyć macierze S_k . Nie będziemy tu powtarzali za Gelfandem i Szapiro [8] wyprowadzenia wzorów na stałe a, b, c , macierzy S_x, S_y, S_z ; wzory te podamy tylko specyfikując je dla przypadku, w którym wektory $\Phi_{I_z}^I$ transformują się według reprezentacji o indeksach $1/2$ i $3/2$. Wektory $\Phi_{I_z}^I$ można zapisać biorąc pod uwagę, iż mamy $I=l$, a $I_z=m$ w postaci Φ_m^l . Wzory dla elementów $c_{l,l',m,m'}$ macierzy S_z mają postać

$$c_{l,l,m,m} = c_{1/2,1/2}^m, \\ c_{l+1,l,m,m} = c_{3/2,1/2}^m \sqrt{\left(\frac{1}{2} + 1\right)^2 - m^2}. \quad (32)$$

Dla wszelkich innych wartości wskaźników l' i m' mamy $c_{l,l',m,m'} = 0$. We wzorach (32) liczba m przebiega zespół liczb $-\min(1/2, 3/2) \leq m \leq \min(1/2, 3/2)$, czyli m może przybierać wartości $m = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$. Dla dowolnych stałych $c_{1/2,1/2}^m$ i $c_{3/2,1/2}^m$ we wzorach (32), ze względu na postać macierzy S_z wyznaczoną przez (26) i (27), obieramy wartości

$$c_{1/2,1/2}^0 = 0 \quad \text{i} \quad c_{3/2,1/2}^{\pm 1/2} = \sqrt{2}. \quad (33)$$

Posługując się wzorami (32) i (33) oraz wzorami Gelfanda i Szapiry otrzymujemy dla elementów $b_{l,l',m,m'}$ i $a_{l,l',m,m'}$ wyrażenia :

$$a_{l+1,l,m+1,m} = \frac{c_{l+1,l}}{2} \sqrt{(l+m+1)(l+m+2)} = \begin{cases} -\sqrt{3} & \text{dla } m=1/2 \text{ i } l=1/2 \\ -1 & \text{dla } m=-1/2 \text{ i } l=1/2 \end{cases}$$

$$a_{l+1,l,m-1,m} = \frac{c_{l+1,l}}{2} \sqrt{(l-m+1)(l-m+2)} = \begin{cases} 1 & \text{dla } m=1/2 \text{ i } l=1/2 \\ \sqrt{3} & \text{dla } m=-1/2 \text{ i } l=1/2 \end{cases} \quad (34)$$

$$b_{l+1,l,m+1,m} = \frac{ic_{l+1,l}}{2} \sqrt{(l+m+1)(l+m+2)} = \begin{cases} i\sqrt{3} & \text{dla } m=1/2 \text{ i } l=1/2 \\ i & \text{dla } m=-1/2 \text{ i } l=1/2 \end{cases}$$

$$b_{l+1,l,m-1,m} = \frac{ic_{l+1,l}}{2} \sqrt{(l-m+1)(l-m+2)} = \begin{cases} i & \text{dla } m=1/2 \text{ i } l=1/2 \\ i\sqrt{3} & \text{dla } m=-1/2 \text{ i } l=1/2 \end{cases} \quad (35)$$

Wszystkie inne elementy $a_{l,l',m,m'}$ i $b_{l,l',m,m'}$ macierzy S_x i S_y są równe zero. Posługując się wzorami (32), (33), (34) i (35) oraz warunkiem hermitowskości można wyznaczyć jednoznacznie macierze S_x, S_y, S_z . Należy przy tym zaznaczyć, iż element $c_{1/2,1/2}$, występujący we wzorach (34) (35) i (32), został wybrany dowolnie. Macierze S_x, S_y, S_z mają postać

$$S_x = \begin{vmatrix} 0 & -\sqrt{3} & 0 & 1 & 0 \\ -\sqrt{3} & 0 & & & \\ 0 & -1 & & & \\ 1 & 0 & & & \\ 0 & \sqrt{3} & & & \end{vmatrix}; \quad S_y = \begin{vmatrix} 0 & -i\sqrt{3} & 0 & -i & 0 \\ i\sqrt{3} & 0 & & & \\ 0 & i & & & \\ i & 0 & & & \\ 0 & i\sqrt{3} & & & \end{vmatrix};$$

$$S_z = 2 \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & & & \\ 0 & 1 & & & \\ 0 & 0 & & & \end{vmatrix} \quad (36)$$

Łatwo można sprawdzić za pomocą wzorów (26), iż rzeczywiście macierze S_+ i S_- mają kształt macierzy przedstawionych wzorami (27). Na zakończenie omawiania interakcyjnej części funkcji Lagrange'a należy podkreślić bispinorowo-pseudowektorowy charakter funkcji B_μ . Charakter ten wynika z żądania, aby funkcja Lagrange'a była skalarem. Wyrażenie zaś

$$\frac{g\sqrt{4\pi}}{\mu} \left[\bar{\psi} \vec{S} \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} B_\mu + B_\mu \vec{S} \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} \psi \right] \quad (37)$$

wchodzące w skład funkcji Lagrange'a (18) będzie wtedy skalar, gdy

iloczyn skalarny $\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \vec{B}_\mu$ i $B_\mu^+ \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu}$ będą zwykłymi bispinorami. Wtedy

bowiem ze względu na $\Psi^+ = \Psi^* \beta, B_\mu^+ = B_\mu^* \beta$ wyrażenia $\Psi^+ \vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} B_\mu$

i $B_\mu^+ \vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \Psi$ będą miały charakter skalarny na podstawie znanego twierdzenia o skalarnym charakterze wielkości $\chi^* \beta \eta$, w której χ i η są bispinorami. Oczywiście wyrażenie (37) byłoby również skalar, gdyby zastąpić w nim pseudowektorowe bispinory B_μ, B_μ^+ wielkościami $\gamma_5 B_\mu$ i $B_\mu^+ \gamma_5$, w których funkcje B_μ są bispinorami wektorowymi. Jednakże takie wprowadzenie macierzy γ_5 w wyrażenie (37) czyniłoby je proporcjonalnym do względnej szybkości v mezonu i nukleonu, co jest sprzeczne z wynikami doświadczenia, które mówią, iż prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu izobarowego nukleonu jest duże nawet przy niewielkich szybkościach v . Wyrażenie (37) nie jest jedynym możliwym wyrażeniem sprzęgającym niewzbudzony stan nukleonu ze stanem izobarowym. Inny skalar, który by można dodać do funkcji Lagrange'a, ma postać

$$\mathcal{L}'_{\text{int}} = \frac{g'_1 \sqrt{4\pi}}{\mu} \left[\Psi^+ \gamma_\mu \vec{S} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} D + D^+ \gamma_\mu S \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \Psi + i s'_\mu (\Psi^+ \vec{\tau} \varphi D + D^+ \vec{\tau} \varphi \Psi) \right]. \quad (38)$$

Dodanie do funkcji Lagrange'a tego skalaru zwiększyłoby jednak liczbę swobodnych parametrów wprowadzając tylko relatywistyczną poprawkę do rachunku rozpraszania mezonów π na nukleonach. Z tego też względu autorzy, którzy ograniczyli się do rozważania rozpraszania mezonów o mniejszych energiach w pracy tu referowanej [1], nie dodali skalaru (37) do funkcji Lagrange'a. Również nie uwzględnili oni w funkcji Lagrange'a członów biliniowych względem B_μ^+, B_μ . Członki te odpowiadają oddziaływaniu izobaru z polem mezonowym. Oddziaływanie to jest niezwiązane z przejściem izobaru w niewzbudzony stan nukleonowy. Jednakże od tych członów zależą tylko te elementy macierzy rozpraszania, które odpowiadają rozpraszaniu „kombinacyjnemu“, pozostawiającemu pierwotnie niewzbudzony nukleon w stanie izobarowym. Pozostały w stanie izobarowym po rozproszeniu mezonu nukleon emituje następnie mezon przechodząc do stanu niewzbudzonego. Proces więc „kombinacyjnego“ rozpraszania charakteryzuje się reakcją $\pi + N \rightarrow 2\pi + N$, gdzie litera N oznacza nukleon w stanie nie pobudzonym. Wprawdzie próg energetyczny dla takich procesów wynosi około 170 milionów MeV w laboratoryjnym systemie odniesienia, ale dopiero około 470 MeV przekrój czynny tych procesów zrównuje się z przekrojem czynnym dla zwykłego rozpraszania. Z tego też

względu twórcy półfenomenologicznej teorii oddziaływania mezonu z nukleonem, interesując się głównie rozpraszaniem mezonów o niższych energiach odrzucili te człony funkcji Lagrange'a, które prowadzą do procesów „kombinacyjnego” rozpraszania. Rachunki uwzględniające to rozproszenie „kombinacyjne” są jednak prowadzone tak, że należy mieć nadzieję, iż w niedalekiej przyszłości będziemy świadkami jeszcze jednej konfrontacji półfenomenologicznej teorii z doświadczeniem. W ten sposób wyniki doświadczenia razem z żądaniem niezmienności funkcji Lagrange'a, wobec obrotów przestrzeni spinu izotopowego oraz wobec obrotów w czasoprzestrzeni, prowadzą do uznania wyrażenia (18) za jedyne, które należy uwzględnić w pierwszym przybliżeniu przy obliczaniu procesów rozproszonych mezonów na nukleonach. Za pomocą powyżej omówionej funkcji Lagrange'a $\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{\text{int}}$ otrzymujemy, biorąc pod uwagę warunek dodatkowy $B_\mu^+ \gamma_\mu = 0$, równania ruchu nukleonu jako równania Eulera-Lagrange'a problemu wariacyjnego $\delta \int \mathcal{L} d^4x = 0$. Podobnie jak poprzednio, aby uwzględnić przy wariacji funkcji B_μ^+ warunek dodatkowy $B_\mu^+ \gamma_\mu = 0$, podstawiamy do funkcji Lagrange'a (18) zamiast B_μ^+ wyrażenie

$$B_\mu^+ - \frac{1}{4} (B_\nu^+ \gamma_\nu) \gamma_\mu.$$

Równania ruchu nukleonu w polu mezonowym otrzymujemy w postaci.

$$\begin{aligned} & \left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - M \right) \Psi = P \\ & \left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - M_1 \right) B_\mu - \frac{i}{2} \gamma_\mu \frac{\partial B_\nu}{\partial x_\nu} - i \frac{\partial D}{\partial x_\mu} + i\gamma_\mu \gamma_\nu \frac{\partial D}{\partial x_\nu} = R_\mu \\ & \frac{3}{2} \left(i\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} + 2M_1 \right) D - i \frac{\partial B_\nu}{\partial x_\nu} = 0. \end{aligned} \quad (39)$$

Wielkości P i R_μ , występujące po prawej stronie równań (39), dane są przez wyrażenia

$$\begin{aligned} P = & \frac{ig\sqrt{4\pi}}{\mu} \gamma_5 \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} \left\{ (\tau_r^+ a_r^+ e^{i(qx)} - \tau_r a_r e^{-i(qx)}) \gamma_\mu q_\mu - s\mu (\tau_r^+ a_r^+ e^{i(qx)} + \right. \\ & \left. + \tau_r a_r e^{-i(qx)}) \right\} \Psi + \\ & - \frac{ig_1 \sqrt{4\pi}}{\mu} \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} (S_r^+ a_r^+ e^{i(qx)} - S_r a_r e^{-i(qx)}) (q_\nu B_\nu), \\ R_\mu = & \frac{ig_1 \sqrt{4\pi}}{\mu} \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} (S_r^+ a_r^+ e^{i(qx)} - S_r a_r e^{-i(qx)}) \left(q_\mu - \frac{1}{4} \gamma_\mu \gamma_\nu q_\nu \right) \Psi, \end{aligned} \quad (40)$$

gdzie $\tau_+^+ = \tau_-$, $\tau_-^+ = \tau_+$, $\tau_0^+ = \tau_0$; $S_+^+ = S_-$, $S_-^+ = S_+$, $S_0^+ = S_0$.

We wzorach (40) wskaźniki r mają znaczenia $r = +, -, 0$. Podobnie jak w przypadku wskaźników μ i ν sumowanie po wskaźnikach r występuje zawsze tam, gdzie te wskaźniki się powtarzają.

Metoda obliczania procesów rozproszeniowych

Opierając się na równaniach (39) ruchu nukleonów w polu mezonowym można zbudować metodę obliczania procesów zderzeniowych mezonów z nukleonami. Zbudowaną metodę nie trudno potem uogólnić i na inne typy procesów, a w szczególności na procesy fotoprodukcji mezonów na nukleonach [9]. Przy obliczaniu procesów zderzeniowych mezonów i kwantów γ z nukleonami autorzy pracy referowanej rozwiązują układ równań (39) metodą kolejnych przybliżeń posługując się funkcją Greena. Dla większej przejrzystości rachunków przedstawiają oni 6 funkcji $\Psi, B_\mu (\mu = 1, 2, 3, 4), D$ przez funkcję Φ będącą macierzą jednokolumnową o wierszach utworzonych odpowiednio z funkcji: $\Phi_0 = \Psi, \Phi_\mu = B_\mu (\mu = 1, 2, 3, 4), \Phi_5 = D$. Za pomocą funkcji Φ równania (39) można zapisać w formie

$$\sum_{\beta=0}^5 L_{\alpha\beta} \Phi_\beta = \sum_{\beta=0}^5 A_{\alpha\beta} \Phi_\beta \quad \alpha, \beta = 0, 1, 2, 3, 4, 5. \quad (41)$$

Weźmy pod uwagę następujący układ równań jednorodnych

$$\sum_{\beta=0}^5 L_{\alpha\beta} \Phi_\beta = 0. \quad (42)$$

Funkcje Greena dla układu równań (42) znaleźć łatwo: w tym celu w układzie (42) dokonajmy transformacji

$$\Phi_\beta = \int \chi_\beta(p) e^{-i(qx)} d^4p.$$

Równania (42) przejdą w równania

$$\sum_{\beta=0}^5 \mathcal{L}_{\alpha\beta} \chi_\beta(p) = 0. \quad (43)$$

Macierz odwrotna do macierzy $\mathcal{L}_{\alpha\beta}$ spełnia równania

$$\sum_{\beta=0}^5 \mathcal{L}_{\alpha\beta} \mathcal{K}_{\beta\gamma} = \delta_{\alpha\gamma}. \quad (44)$$

Za pomocą macierzy $\mathcal{K}_{\beta\gamma}$ funkcje Greena dla układu równań (42) można przedstawić w formie

$$K_{\beta\gamma}(2,1) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \mathcal{K}_{\beta\gamma}(p) e^{-i(p x_{21})} d^4p. \quad (45)$$

Z równań (44) i (45) wynika bowiem, iż

$$L_{\alpha\beta} K_{\beta\gamma}(2,1) = \delta(2,1) \delta_{\alpha\gamma}. \quad (46)$$

Dzięki specjalnemu kształtowi równań (39) mamy [12]

$$K_{0\alpha} = K_{\beta 0} = 0 \quad \text{dla } \beta \neq 0 \quad \text{oraz } K_{00}(2,1) = \frac{1}{2(\pi)^4} \int \frac{e^{-i(p \cdot x_1)}}{(\gamma_\nu p_\nu - M)} d^4 p. \quad (47)$$

Pozostałe elementy macierzy $K_{\beta\gamma}$ mają postać

$$K_{\mu\nu}(2,1) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{e^{-i(p \cdot x_1)}}{(\gamma_s p_s - M_1)} \left\{ \delta_{\mu\nu} - \frac{1}{6M_1^2} (\gamma_\mu \gamma_s p_s + 2p_\mu + 3\gamma_\mu M_1) p_\nu \right\} d^4 p$$

($\mu, \nu = 1, 2, 3, 4$);

$$K_{\mu 5}(2,1) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{e^{-i(p \cdot x_1)}}{(\gamma_s p_s - M_1)} \left\{ \gamma_\mu p^2 - \gamma_\mu M_1 \gamma_s p_s + 4p_\mu \gamma_s p_s - 4p_\mu M_1 \right\} d^4 p;$$

$$K_{5\mu}(2,1) = \frac{-1}{(2\pi)^4} \int p_\mu \frac{e^{-i(p \cdot x_1)}}{3M_1^2} d^4 p; \quad K_{55}(2,1) = \frac{1}{2(\pi)^4} \int \frac{e^{-i(p \cdot x_1)}}{6M_1^2} (\gamma_s p_s - 2M_1) d^4 p.$$

Za pomocą funkcji Greena $K_{\alpha\beta}(2,1)$ oraz za pomocą warunków brzegowych, narzuconych przez proces zderzeniowy układ równań (41) dla tego procesu przedstawić można w formie układu równań całkowych

$$\Phi_\alpha(2) = \Phi_\alpha^{(0)}(2) + \int K_{\alpha\beta}(2,1) A_{\beta\gamma}(1) \Phi_\gamma(1) d^4 x_1, \quad (48)$$

gdzie funkcje $\Phi_\alpha^{(0)}(2)$ są to funkcje falowe nukleonów swobodnych. Rozwiązując system równań (48) metodą kolejnych przybliżeń otrzymujemy

$$\begin{aligned} \Phi_\alpha(2) = & \Phi_\alpha^{(0)}(2) + \int K_{\alpha\beta}(2,1) A_{\beta\gamma}(1) \Phi_\gamma^{(0)}(1) d^4 x_1 + \\ & + \int K_{\alpha\beta}(2,3) A_{\beta\gamma}(3) K_{\gamma\delta}(3,1) A_{\delta\eta}(1) \Phi_\eta^{(0)}(1) d^4 x_1 d^4 x_3 + \dots \end{aligned} \quad (49)$$

Dodatnią stroną rozwinięcia (49) jest to, iż dla każdego rzędu iteracji warunki dodatkowe są spełnione. Zapewnia to zawsze taką samą liczbę niezależnych składowych funkcji falowej i dzięki temu nie prowadzi do sprzeczności. Macierzowe elementy przejścia ze stanu początkowego nukleonu $\Phi_0^{(0)}$ do stanu końcowego $\Phi_0^{(0)}$ z dokładnością do drugiej iteracji w rozwinięciu (49) włącznie są równe

$$\begin{aligned} U = & \int \bar{\Phi}_0^{(0)*}(2) \Phi_0(2) d^3 x_2 = \int \bar{\Phi}_0^{(0)*}(2) \Phi_2^{(0)}(2) d^3 x_2 + \\ & + \int \bar{\Phi}_0^{(0)*}(2) K_{0\beta}(2,1) A_{\beta 0}(1) \Phi_0^{(0)}(1) d^4 x_1 d^3 x_2 + \\ & + \int \bar{\Phi}_0^{(0)*}(2) K_{0\beta}(2,3) A_{\beta\gamma}(3) K_{\gamma\delta}(3,1) A_{\delta 0}(1) \Phi_0^{(0)}(1) d^4 x_1 d^4 x_3 d^3 x_2. \end{aligned} \quad (50)$$

We wzorze (50) dwa pierwsze człony po prawej stronie znaku równości znikają. Człon pierwszy znika ze względu na ortogonalność funkcji falowych nukleonu swobodnego. Człon drugi jest niczym innym jak elemen-

tem macierzowym, obliczonym za pomocą pierwszego przybliżenia rachunku zaburzeń. Człon ten znika dla procesów rozpraszania z tego względu, iż operatory emisji lub absorpcji mezonów znajdują się w tym członie w pierwszej potędze, a więc powodować one mogą tylko absorpcje lub emisje mezonów, a nie rozpraszanie. Rozpraszaniu mezonów odpowiada człon trzeci, który można za pomocą wzoru ⁶:

$$\bar{\Phi}_0^{(0)+}(3) = i \int \bar{\Phi}_0^{+}(2) \beta K_{00}(2,3) d^3x_2 \quad (51)$$

przedstawić w postaci

$$U = -i \int \bar{\Phi}_0^{(0)+}(3) A_{0\gamma}(3) K_{\gamma\delta}(3,1) A_{\delta 0}(1) \Phi_0^{(0)}(1) d^1x_1 d^4x_3. \quad (52)$$

Wzór (51) zachodzi ze względu na równania (47). Jest on konsekwencją kształtu równań (39), w których funkcje falowe $\varphi_0^{(0)} = \Psi$ nukleonów w stanie niewzbudzonym występują po lewej stronie równań (39) tylko w pierwszym z tych równań.

Macierzowy element przejścia nukleonu pod wpływem zderzenia z rozpraszającym mezonem wygodnie jest obliczyć w układzie odniesienia, w którym mamy

$$\vec{p}_0 + \vec{l}_0 = \vec{p}_1 + \vec{l}_1 = 0. \quad (53)$$

We wzorze (53) \vec{p}_0 i \vec{l}_0 oznaczają odpowiednio wektory pędu nukleonu i mezonu przed procesem rozproszenia. Wektory \vec{p}_1 i \vec{l}_1 są to wektory pędu nukleonu i mezonu po procesie rozproszenia. Oznaczając przez $p_\mu^0, q_\mu^0, p_\mu^1, q_\mu^1$ składowe czterowektora pędu i energii nukleonu i mezonu przed rozproszeniem oraz nukleonu i mezonu po rozproszeniu mamy

$$p_\mu^0 + q_\mu^0 = p_\mu^1 + q_\mu^1. \quad (54)$$

Wzór (54) jest wyrazem prawa zachowania energii i pędu. Mają miejsce przy tym następujące równania:

$$\begin{aligned} q_4^0 = \varepsilon_0 = \sqrt{\mu^2 + l_0^2}, & \quad p_4^0 = E_0 = \sqrt{M^2 + l_0^2}, & \quad \varepsilon_0 = \varepsilon_1 = \varepsilon, & \quad |\vec{l}_0| = |\vec{l}_1| = |\vec{l}|. \\ q_4^1 = \varepsilon_1 = \sqrt{\mu^2 + l_1^2}, & \quad p_4^1 = E_1 = \sqrt{M^2 + l_1^2}, & \quad E_0 = E_1 = E, & \end{aligned}$$

Całkowanie zaznaczone we wzorze (52) łatwo jest wykonać posługując się wzorami (40), (41), (47) oraz równościami

$$\bar{\Phi}_0^{(0)} = \Phi_{I_z}^{1/2} \frac{u e^{-i(p^0 x)}}{\sqrt{V}}, \quad \Phi_0^{(0)} = \bar{\Phi}_{I_z}^{1/2} \frac{u e^{-i(p^1 x)}}{\sqrt{V}}, \quad (55)$$

gdzie V jest objętością całkowania.

⁶ Wyprowadzenie tego wzoru zostało podane w artykule J. Rzewuskiego: Teoria Feynmana, Postępy Fizyki t. III, str. 167, 1952.

Wielkości \bar{u} i u występujące we wzorach (55) są to bispinory spełniające równania:

$$(\gamma_\nu p_\nu^0 - M)u = 0; \quad (\gamma_\nu p_\nu^1 - M)\bar{u} = 0; \quad u^*u = 1; \quad \bar{u}^*\bar{u} = 1. \quad (56)$$

Po wykonaniu całkowania wzór (52) przyjmuje postać:

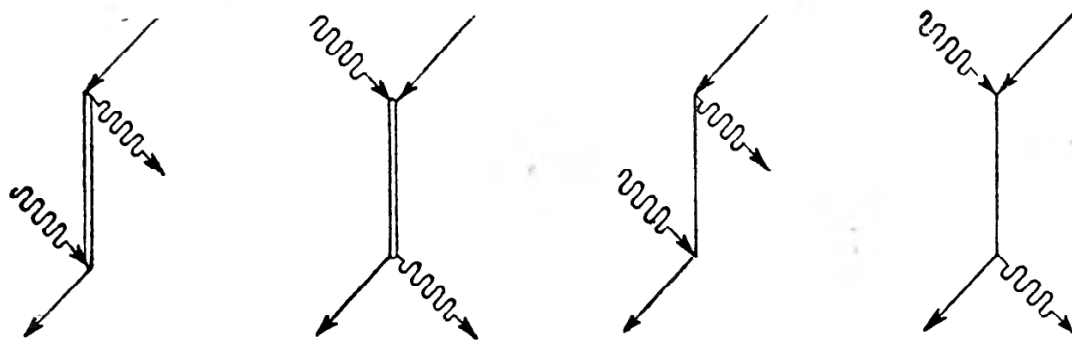
$$U = -i\bar{\Phi}_{I_2}^{1/2} \{ \tau_r^+ \tau_{r_0} A - \tau_{r_0} \tau_r^+ B + S_r^+ S_{r_0} C - S_{r_0} S_r^+ D \} \Phi_{I_2}^{1/2}. \quad (57)$$

Wielkości A, B, C, D występujące w (57) dane są przez równania:

$$\begin{aligned} A &= -\frac{2\pi g^2}{\mu^2 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_0}} \bar{u}^+ \gamma_5 (\gamma_\nu q_\nu^1 + s\mu) (\gamma_\nu p_\nu^0 + \gamma_\nu q_\nu^0 - M)^{-1} \gamma_5 (\gamma_\nu q_\nu^0 - s\mu) u, \\ B &= \frac{2\pi g^2}{\mu^2 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_0}} \bar{u}^+ \gamma_5 (\gamma_\nu q_\nu^0 - s\mu) (\gamma_\nu p_\nu^0 - \gamma_\nu q_\nu^1 - M)^{-1} \gamma_5 (\gamma_\nu q_\nu^1 + s\mu) u, \\ C &= \frac{2\pi g^2}{\mu^2 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_0}} \bar{u}^+ q_\mu^1 K_{\mu\nu} (p_0 + q_0) (q_\nu^0 - \frac{1}{4} \gamma_\nu \gamma_s q_s^0) u, \\ D &= -\frac{2\pi g^2}{\mu^2 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_0}} \bar{u}^+ q_\mu^0 K_{\mu\nu} (p_0 - q_1) (q_\nu^1 - \frac{1}{4} \gamma_\nu \gamma_s q_s^1) u. \end{aligned} \quad (58)$$

Wskaźniki r i r_0 przy macierzach τ_r i τ_r^+ oraz S_r i S_r^+ we wzorze (57) przybierają kolejno jak zwykle znaczenia $+, -, 0$, przy czym wskaźnik r^0 określa zgodnie z wzorem (24) lub (25) ładunek mezonu padającego, a wskaźnik r ładunek mezonu rozproszonego.

Fizyczne znaczenie wyrażeń A, B, C, D wyjaśniają poniżej podane schematy.



W schematach tych linią podwójną zaznaczono izobary nukleonowe, a linią falistą mezony. Aby móc twierdzić, iż drugie przybliżenie metody iteracyjnej Feynmana jest równoznaczne drugiemu przybliżeniu metody perturbacyjnej dla cząstek o spinie $3/2$, należy zbudować dla tych cząstek macierz S z dokładnością do drugiego przybliżenia metody rachunku zaburzeń włącznie i wykazać, iż elementy macierzowe otrzymane w ten sposób są identyczne z elementami danymi przez wzór (52). W tym celu należy

z hamiltonianu interakcji pola mezonowego z nukleonowym wyeliminować składowe dynamicznie zależne funkcji falowej nukleonu. Ogólnie trzeba jednak zaznaczyć, iż dotychczas jeszcze nie istnieje dowód równoważności metody Feynmana i metody drugiego kwantowania dla cząstek o spinie $3/2$ ⁷. Tym samym nie ma dowodu, iż wyrażenie (52) jest elementem macierzy S obliczonym z dokładnością do drugiego przybliżenia rachunku zaburzeń. Pomimo to założymy, iż $S_2 = U$. Aby za pomocą macierzy U obliczyć z uwzględnieniem tłumienia różniczkowy przekrój czynny dla rozpraszania na nukleonach, należy skorzystać z równości [10]

$$K_2 = iS_2 = iU. \quad (59)$$

Na mocy wzoru (59) całkowite równanie teorii tłumienia zastosowane do procesu rozpraszania mezonu na nukleonach przybierze postać

$$F(\vec{n}, \xi; \vec{n}_0, \xi_0) = K_2(\vec{n}, \xi; \vec{n}_0, \xi_0) - i\eta \int d\Omega' K_2(\vec{n}, \xi; \vec{n}', \xi') F(\vec{n}', \xi'; \vec{n}_0, \xi_0). \quad (60)$$

Funkcja $F(\vec{n}, \xi; \vec{n}_0, \xi_0)$ w równaniu (60) jest to amplituda fali rozproszonej przy zderzeniu mezon-nukleon w przedstawieniu pędowym. Argumentami tej funkcji są wersory \vec{n}_0 i \vec{n} dla kierunków, wyznaczonych przez wektory \vec{l}_0, \vec{l} padającego i rozproszonego mezonu, odniesione do układu, w którym spełnione jest równanie (53). W tymże układzie w równaniu (60) $d\Omega'$ oznacza kąt bryłowy, wewnątrz którego leży wersor \vec{n}' . ξ_0 i ξ oznaczają zespoły parametrów charakteryzujących rodzaj mezonu, zwykły i izotopowy stan spinowy nukleonu. η/π oznacza ilość stanów o wektorze pędu \vec{l} , leżącym w kącie bryłowym $d\Omega$, przypadających na jednostkę całkowitej energii $W = E + \varepsilon$. Na mocy wzorów (54) mamy

$$\eta = \frac{l^2}{8\pi^2} \frac{dl}{dW} \Big|_{l=l_0} = \frac{\varepsilon E l_0}{8\pi^2 (\varepsilon + E)}, \quad (61)$$

bowiem

$$\frac{dW}{dl} \Big|_{l=l_0} = \frac{l_0}{\sqrt{l_0^2 + M}} + \frac{l_0}{\sqrt{\mu^2 + l_0^2}} = \frac{l_0(\varepsilon + E)}{\varepsilon E}.$$

Znajomość amplitudy $F(\vec{n}, \xi; \vec{n}_0, \xi_0)$ pozwala wyznaczyć po przejściu z przestrzeni pędów do przestrzeni współrzędnych różniczkowy przekrój czynny $d\sigma$ dla rozpraszania mezonów na nukleonach. Dla ustalonych parametrów ξ_0 i ξ mamy

$$d\sigma = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{\varepsilon E}{\varepsilon + E} \right)^2 \left| F(\vec{n}, \vec{n}_0) \right|^2 d\Omega. \quad (62)$$

⁷ Ostatnio udało się Golfandowi i Fajnbergowi podać ogólną metodę otrzymywania hamiltonianu nie zawierającego dynamicznie zależnych składowych pola.

Równanie (60) można rozwiązać korzystając z faktu, iż oddziaływanie mezon-nukleon jest niezmiennicze ze względu na obroty w przestrzeni izotopowej i w przestrzeni zwykłej. Wobec tej niezmienniczości, aby rozwiązać równanie (60) należy przejść do takiej reprezentacji, w której kwadrat całkowitego momentu pędu M_{op}^2 oraz całkowitego izotopowego spinu J_{op}^2 są wielkościami diagonalnymi. W tej reprezentacji amplituda $F(\vec{n}, \vec{n}_0)$ przedstawi się w postaci

$$(\Omega_{J_z}^{J'} | F(\vec{n}, \vec{\xi}; n_0, \xi_0) | \Omega_{J_z}^J) = \delta_{J'J} \delta_{J_z'J_z} F_{J_z}^J(\vec{n}, \vec{\xi}; \vec{n}_0, \xi_0). \quad (63)$$

Jak wiadomo, posługując się tzw. współczynnikami Clebscha-Gordana [11] można z funkcji falowych spinu izotopowego, z których jedna ζ odpowiada liczbom kwantowym $\pm 1, 0$, a druga $\Phi_{I_z}^I$ liczbom $I = \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, I_z = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}$, utworzyć funkcje $\Omega_{J_z}^J = \Omega_{\pm \frac{1}{2}}^{J'}$ lub $\Omega_{J_z}^J = \Omega_{\pm \frac{3}{2}}^{J', \pm \frac{1}{2}}$. Funkcje te są funkcjami własnymi operatorów J_{op}^2, J_{zop} . Można również i odwrotnie np. z funkcji $\Omega_{-\frac{1}{2}}^{3/2}$ i $\Omega_{-\frac{1}{2}}^{1/2}$ utworzyć funkcję $\zeta_- \Phi_{\frac{1}{2}}^{1/2}$ będącą iloczynem funkcji protonowej i funkcji mezonowej. W ten sposób otrzymuje się następujące wzory:

$$\begin{aligned} (p^-) &= \zeta_- \Phi_{\frac{1}{2}}^{1/2} = \sqrt{\frac{1}{3}} \Omega_{-\frac{1}{2}}^{3/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} \Omega_{-\frac{1}{2}}^{1/2}, \\ (n^0) &= \zeta_0 \Phi_{-\frac{1}{2}}^{1/2} = \sqrt{\frac{2}{3}} \Omega_{-\frac{1}{2}}^{3/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} \Omega_{-\frac{1}{2}}^{1/2}, \\ (p^+) &= \zeta_+ \Phi_{\frac{1}{2}}^{1/2} = \Omega_{\frac{3}{2}}^{3/2}. \end{aligned} \quad (64)$$

Z wzorów (64) wynika, iż element macierzy przejścia (52) dla rozpraszania dodatnich mezonów na protonach, czyli dla procesu (p^+, p^+) odpowiada spinowi izotopowemu $3/2$. Przy tym procesie mamy bowiem przejście układu mezon-proton ze stanu $\Omega_{3/2}^{3/2}$ do tego samego stanu $\Omega_{3/2}^{3/2}$. Taką sytuację można zapisać za pomocą wzoru

$$(p^+, p^+) = (\Omega_{3/2}^{3/2}, \Omega_{3/2}^{3/2}). \quad (65)$$

(Ze względu na ładunkową niezależność oddziaływania mezon-nukleon dolne wskaźniki przy funkcjach $\Omega_{I_z}^I$ we wzorach typu (65) można opuścić). Natomiast przejściu układu ze stanu o funkcji falowej spinu izotopowego $\Omega^{1/2}$ do stanu o takiej samej funkcji falowej odpowiada różnica elementów macierzowych (52), obliczonych dla procesów (p^-, p^-) i (p^+, p^+) oraz pomnożonych odpowiednio przez stałe $3/2$ i $1/2$. Rezultatem bowiem równań (64) są równania

$$(p^-, p^-) = \frac{1}{3} \left\{ (\Omega_{-1/2}^{-3/2}, \Omega_{-1/2}^{-3/2}) + 2 (\Omega_{-1/2}^{-1/2}, \Omega_{-1/2}^{-1/2}) \right\}, \quad (66)$$

$$(n^0, p^-) = \frac{\sqrt{2}}{3} \left\{ (\Omega_{-1/2}^{-3/2}, \Omega_{-1/2}^{-3/2}) - (\Omega_{-1/2}^{-1/2}, \Omega_{-1/2}^{-1/2}) \right\}. \quad (67)$$

Z równań (65) i (66) otrzymamy

$$(\Omega_{-1/2}^{-1/2}, \Omega_{-1/2}^{-1/2}) = (\Omega_{1/2}^{1/2}, \Omega_{1/2}^{1/2}) = \frac{3}{2} (p^-, p^-) - \frac{1}{2} (p^+, p^+). \quad (68)$$

Na zasadzie wzorów (65) i (68) mamy

$$U^{3/2} = (p^+ U p^+), \quad U^{1/2} = \frac{3}{2} (p^- U p^-) - \frac{1}{2} (p^+ U p^+). \quad (69)$$

We wzorach (69) symbol $(p^+ U p^+)$ oznacza elementy macierzy (52), obliczone dla procesu, w którym mezon dodatni rozpraszany jest na protonie, a symbol $(p^- U p^-)$ oznacza elementy macierzy (52) dla procesu, w którym mezon ujemny rozpraszany jest na protonie. W reprezentacji wyznaczonej przez funkcje własne operatora J^2 równanie (60) rozpada się na dwa równania

$$F^{1/2} = K_2^{1/2} - i\eta \int d\Omega' K_2^{1/2} F^{1/2}, \quad (70a)$$

$$F^{3/2} = K_2^{3/2} - i\eta \int d\Omega' K_2^{3/2} F^{3/2}. \quad (70b)$$

Rozwiązanie równań całkowych (70a) i (70b) można uzyskać rozwijając funkcje $F^{1/2}, F^{3/2}$ oraz funkcje $K_2^{1/2}, K_2^{3/2}$ w tych równaniach na szereg względem zupełnego ortonormalnego układu funkcji $L_i(\vec{n}, \vec{n}')$. Funkcje $L_i(\vec{n}, \vec{n}')$ są funkcjami własnymi operatora całkowitego momentu pędu układu mezon-nukleon i są zdefiniowane w sposób następujący

$$L_{i=l+1/2} = 4\pi \sum_{m=-l+1/2}^{m=l+1/2} g_m^{l, l+1/2}(\vec{n}_1) * g_m^{l, l+1/2}(\vec{n}_2), \quad (71)$$

$$g_m^{l, l+1/2}(\vec{n}_1) = \begin{vmatrix} \sqrt{\frac{l+m+1/2}{2l+1}} Y_l^{m-1/2}(\theta_1, \varphi_1) \\ \sqrt{\frac{l-m+1/2}{2l+1}} Y_l^{m+1/2}(\theta_1, \varphi_1) \end{vmatrix};$$

$$g_m^{l, l-1/2}(\vec{n}_1) = \begin{vmatrix} -\sqrt{\frac{l-m+1/2}{2l+1}} Y_l^{m-1/2}(\theta_1, \varphi_1) \\ \sqrt{\frac{l+m+1/2}{2l+1}} Y_l^{m+1/2}(\theta_1, \varphi_1) \end{vmatrix}. \quad (72)$$

Wyrażenia (72) przedstawiają, zapisaną w postaci jednokolumnowej macierzy o dwóch wierszach, część kątową i spinową zwykłej funkcji falowej o liczbach kwantowych $(l+1/2, m)$ oraz $(l-1/2, m)$. Oznaczając odpowiednio przez a_i^J oraz przez S_i^J współczynniki stojące przy funkcjach $L_i(\vec{n}, \vec{n}')$ w rozwinięciach funkcji F_J i funkcji $K_{\frac{1}{2}}^J$ na szereg otrzymujemy z równań (70) zależności

$$a_i^J = \frac{S_i^J}{1 + 4\pi i \eta S_i^J}. \quad (73)$$

Wprowadzając oznaczenie $\text{tg } \delta_i^J = -4\pi i \eta S_i^J$ z równania (73) dostajemy

$$-4\pi i \eta a_i^J = e^{i\delta_i^J} \sin \delta_i^J. \quad (74)$$

Na mocy wzorów (62) i (63) otrzymujemy z rozwinięcia funkcji $F(\vec{n}, \vec{n}_0)$ na szereg funkcji $L(\vec{n}, \vec{n}')$, po przesumowaniu po spinach końcowego stanu nukleonu i uśrednieniu po spinach początkowego stanu nukleonu, wyrażenie na różniczkowy przekrój czynny $\frac{d\sigma^J}{d\Omega}$ w postaci

$$\frac{d\sigma^J}{d\Omega} = \frac{1}{2l^2} Sp \left| \sum_i L_i(\vec{n}, \vec{n}') \sin \delta_i^J e^{i\delta_i^J} \right|. \quad (75)$$

Występujący we wzorze (75) symbol $1/2 Sp$ oznacza operację sumowania i uśrednienia po spinach (połowa śladu odpowiednich macierzy powstałych z iloczynów macierzy (72)).

Z postaci wzoru (75) wynika, iż wielkości δ_i^J przedstawiają przesunięcia fazowe fal cząstkowych, odpowiadające określonym wielkościom pełnego spinu izotopowego J , całkowitego momentu pędu M oraz momentu orbitalnego l .

Ze względu na równanie (65) wzór (75) daje nam bezpośrednio przekrój czynny dla rozpraszania dodatnich mezonów π na protonach. W tym bowiem przypadku stan początkowy i końcowy systemu nukleon-mezon są stanami własnymi operatora J^2 , odpowiadającymi całkowitemu spinowi izotopowemu $3/2$. Natomiast w przypadku rozpraszania ujemnych mezonów na protonach przy obu procesach: rozpraszania bez rozładowania mezonu (66) i rozpraszania z rozładowaniem mezonu (67), mamy do czynienia z superpozycją dwóch amplitud rozproszeniowych $F^J(\vec{n}, \vec{n}_0)$ o różnych liczbach kwantowych J spinu izotopowego. Z tego też względu różniczkowy przekrój czynny dla obu tych procesów otrzymujemy podstawiając do wzoru (62) na miejsce funkcji $F(\vec{n}, \vec{n}_0)$ odpowiednio funkcje:

$$\text{dla procesu a) } \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p, \quad F_{(-)} = \frac{1}{3} (F^{3/2} + 2F^{1/2}), \quad (76)$$

$$\text{dla procesu b) } \pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n, \quad F_{(0)} = \frac{\sqrt{2}}{3} (F^{3/2} - F^{1/2}). \quad (77)$$

Równania (76) i (77) wynikają bezpośrednio z równań (66) i (67). Rozwijając funkcje $F_{(-)}$ i $F_{(0)}$ na szereg względem funkcji $L_i(\vec{n}, \vec{n}')$ i wykorzystując wzory (70a) i (70b) otrzymujemy za pomocą równań (73) i (74) dla procesów a) i b) następujące wyrażenia na przekroje czynne:

$$\frac{d\sigma_{(-)}}{d\Omega} = \frac{1}{18l^2} Sp \left| \sum_i L_i(\vec{n}, \vec{n}') \{ \sin \delta_i^{3/2} e^{i\delta_i^{3/2}} + 2 \sin \delta_i^{1/2} e^{i\delta_i^{1/2}} \} \right|^2 \quad (78a)$$

$$\frac{d\sigma_{(0)}}{d\Omega} = \frac{1}{9l^2} Sp \left| \sum_i L_i(\vec{n}, \vec{n}') \{ \sin \delta_i^{3/2} e^{i\delta_i^{3/2}} + \sin \delta_i^{1/2} e^{i\delta_i^{1/2}} \} \right|^2. \quad (78b)$$

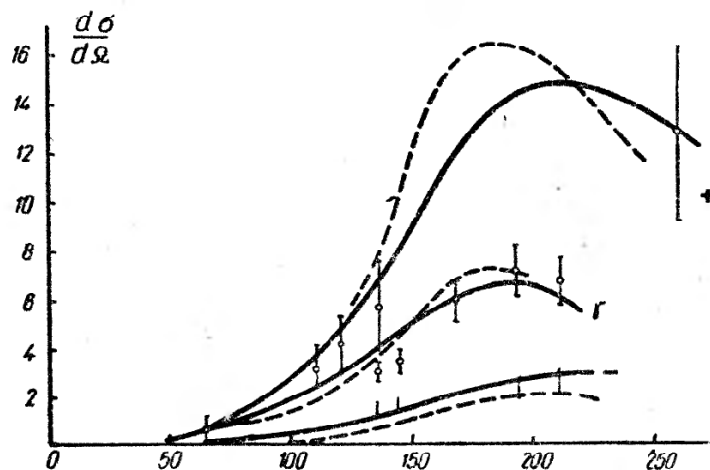
Fazy $\delta_i^{3/2}$, $\delta_i^{1/2}$ we wzorach (78a) i (78b) tak jak i fazy δ_i^J we wzorze (75) wyznaczone są przez elementy macierzy (52) za pośrednictwem wzorów

$$\text{tg } \delta_i^J = -4\pi\eta S_i^J, \quad K_2^J(\vec{n}, \xi; \vec{n}', \xi') = \sum_i S_i^J L_i(\vec{n}, \vec{n}').$$

Poniżej podajemy zestawienie danych doświadczalnych z danymi teoretycznymi, wyliczonymi za pomocą wzoru (75), (78a) i (78b) dla reakcji

- $p + \pi^+ \rightarrow p + \pi^+$ krzywe zaznaczone na wykresach znakiem +,
- $p + \pi^+ \rightarrow p + \pi^-$ krzywe zaznaczone na wykresach znakiem -,
- $p + \pi^- \rightarrow n + \pi^0$ krzywe zaznaczone na wykresach literą γ .

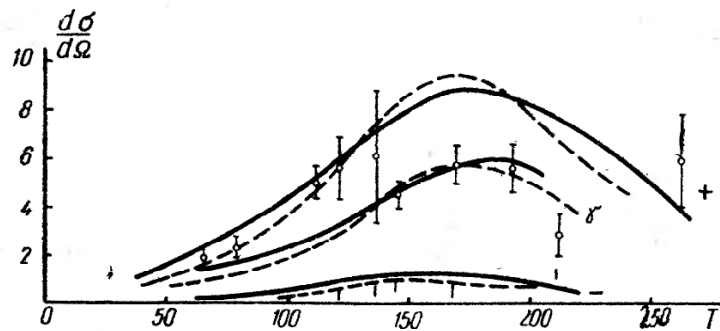
Na wykresach 1, 2, 3 podane są krzywe zależności od energii różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie mezonów dla kątów rozpro-



Wykres 1

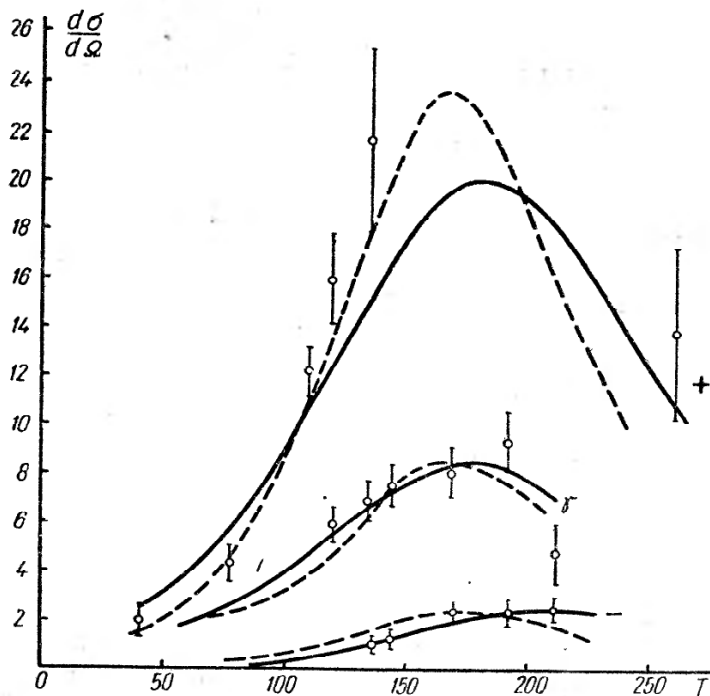
szenia 56° (wykres 1), 104° (wykres 2), 145° (wykres 3). Na osi odciętych tych wykresów odłożona jest kinetyczna energia T padających mezonów liczona w laboratoryjnym układzie odniesienia w MeV. Na osi rzędnych

odłożone są różniczkowe przekroje czynne $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ w jednostkach równych 10^{-27} cm²/sterrad, odniesienie do układu współrzędnych, który jest związany ze środkiem masy systemu mezon-nukleon. Krzywe ciągłe na wykresach odpowiadają następującym znaczeniom czterech parametrów wy-



Wykres 2

stępujących w teorii: $\Delta=2,25\mu$; $s=2,0$; $g^2=0,20$; $g_1^2=0,13$. Krzywe punktowane są obliczone dla wartości parametrów: $\Delta=2,1\mu$; $s=2,3$; $g^2=0,10$; $g_1^2=0,12$. Należy przy tym pamiętać, iż litera μ oznacza masę mezonu π którą przyjęto za równą 276 mas elektronowych. Powyższe liczby dla



Wykres 3

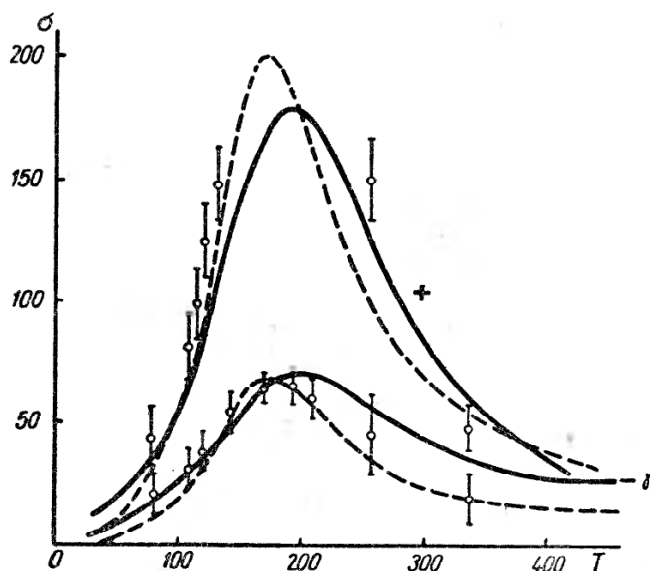
parametrów teorii zostały wybrane metodą prób i interpolacji, tak aby możliwie najlepiej wyniki teoretyczne zgadzały się z całym zespołem danych eksperymentalnych. Przy wyliczeniu różniczkowych przekrojów czynnych za pomocą wzorów (75), (78a) i (78b), zostały tylko

uwzględnione przesunięcia faz dla fal cząstkowych $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ i $P_{3/2}$. Pozostałe przesunięcia faz są bowiem w rozpatrywanym przedziale energii padających mezonów tak małe, że jest całkowicie usprawiedliwione ich opuszczenie. Liczbowa ocena np. udziału w różniczkowym przekroju czynnym przesunięć fazowych dla fali cząstkowej D wykazała, iż udział ten nie przewyższa 3—4% przy energii mezonów równej 135 MeV. Przy odrzuceniu wszystkich fal cząstkowych z wyjątkiem fal $S_{1/2}, P_{1/2}, P_{3/2}$, różniczkowy przekrój czynny przedstawić można formułą

$$\frac{d\sigma_\lambda}{d\Omega} = a_\lambda + b_\lambda \cos \theta + c_\lambda \cos^2 \theta, \quad (79)$$

gdzie kąt θ oznacza kąt rozproszenia mezonu. Współczynniki $a_\lambda, b_\lambda, c_\lambda$ niezależne od kąta θ są przy tym funkcjami przesunięć fazowych δ_i . Indeks λ we wzorze (79) przybierać może znaczenia $+$, $-$, 0 , odpowiednio do tego czy wzór (79) opisuje rozproszenie na protonie mezonów dodatnich, ujemnych, czy wreszcie rozproszenie mezonów ujemnych z oddaniem ich ładunku protonowi. Na wykresach 1, 2, 3 podano również dla szeregu wartości energii padających mezonów doświadczalnie zmierzone różniczkowe przekroje czynne. Zaznaczono także oszacowane wielkości błędów doświadczalnych.

Wykres 4 przedstawia zależność całkowitego przekroju czynnego dla rozpraszania mezonów na protonach od energii tych mezonów. Energia



Wykres 4

mezonów, odkładana na osi odciętych, jest mierzona w laboratoryjnym układzie odniesienia. Krzywe ciągłe odnoszą się tak, jak poprzednio do pierwszego zespołu parametrów. Krzywe punktowe odnoszą się do drugiego zespołu parametrów. Krzywe zaznaczone znakiem $+$ są obliczone

dla procesu $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$. Krzywe zaznaczone znakiem — przedstawiają zależność od energii sumy całkowitych przekrojów czynnych dla procesu $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ oraz dla procesu $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$. Porównanie teorii z doświadczeniem w dziedzinie rozpraszania mezonów π o małej energii na nukleonach można dokonać obliczając proces chwytania przez proton mezonu π^- z orbity K atomu wodoru i emitowania mezonu π^0 . Według półfenomenologicznej teorii oddziaływania mezonów π z nukleonami prawdopodobieństwo takiego procesu wynosi $R = 0,14 \cdot 10^{15} \text{ sek}^{-1}$; $R = 0,46 \cdot 10^{15} \text{ sek}^{-1}$ w zależności od tego, który zespół wartości czterech parametrów teorii został użyty w rachunkach. Wartości powyższe zgadzają się co do rzędu wielkości z prawdopodobieństwem oszacowanym na podstawie danych doświadczalnych.

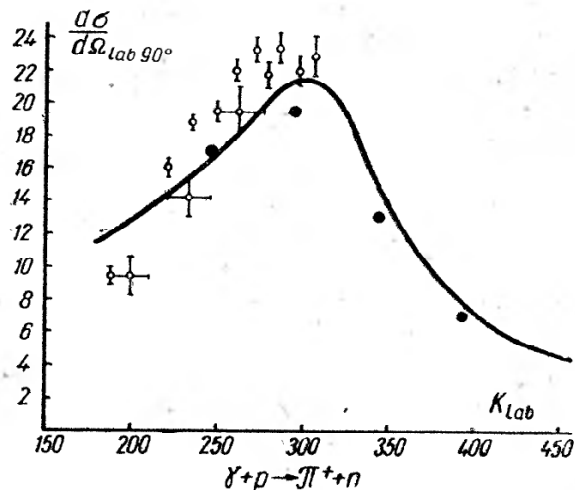
Tę samą metodę, jaką Tamm, Golfand i Fajnberg wyznaczyli rozpraszanie mezonów na protonach, zastosował Ritus do obliczenia różniczkowego przekroju czynnego dla efektu fotomezonowego na protonach. Część interakcyjna funkcji Lagrange'a dla efektu fotomezonowego została uzupełniona członami sprzęgającymi niewzbudzony stan nukleonu ze stanem izobarycznym za pośrednictwem pola elektromagnetycznego. W tych to członach wystąpiły dwie nowe stałe a i b , tak iż liczba parametrów teorii zwiększyła się do sześciu. Jednakże cztery dawne parametry g , s , g_1 i M_1 Ritus obrał w zasadzie zgodnie z drugim zespołem parametrów wyznaczonych w pracy Tammy, Golfanda i Fajnberga. Pozostałe dwa parametry dobrał on tak, aby uzyskać jak najlepszą zgodność obliczeń teoretycznych z doświadczalnymi i jednocześnie zastąpić parametry te rzeczywistymi. Urojone wartości tych parametrów nie pozwalały na uzyskanie dobrej zgodności teorii z doświadczeniem. Wprowadzenie natomiast zespolonych wartości na te parametry zwiększało liczbę parametrów dodatkowych i dlatego nie było wzięte pod uwagę. Dane teoretyczne porównywano przy tym z danymi eksperymentalnymi uzyskanymi dla fotonów o energii od 150 MeV do 500 MeV. Wartości 6 parametrów, dla których wyznaczono krzywe podane poniżej są

$$(gs)^2 = 0,80; g^2 = 0,20; g_1^2 = 0,12; \Delta = 2,1 \mu; a = 1,61; b = -1,61.$$

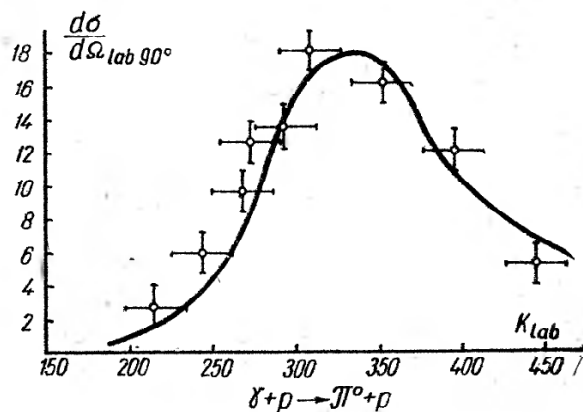
Wykres 5 przedstawia wyznaczoną teoretycznie zależność różniczkowego przekroju czynnego dla fotoprodukcji mezonów π^+ od energii kwantów γ [9].

Wykres 6 przedstawia wyznaczoną teoretycznie zależność różniczkowego przekroju czynnego dla fotoprodukcji mezonów π^0 od energii kwantów γ . Na obu wykresach zaznaczono również wyniki pomiarów przekroju czynnego dla fotoprodukcji mezonów. Różniczkowe przekroje czynne są podane w laboratoryjnym układzie odniesienia dla kąta 90° . Energia padających kwantów γ jest również liczona w laboratoryjnym

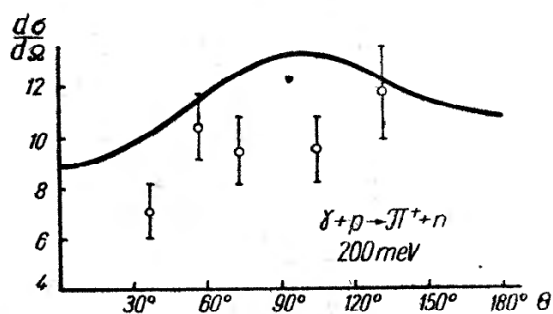
układzie odniesienia. Na wykresach 7—13 podane są teoretyczne krzywe zależności różniczkowego przekroju czynnego dla fotoprodukcji mezonów π od kąta wyrzucenia mezonów. Zaznaczone są tam również doświadczalnie zmierzone wielkości różniczkowego przekroju czynnego. Na wy-



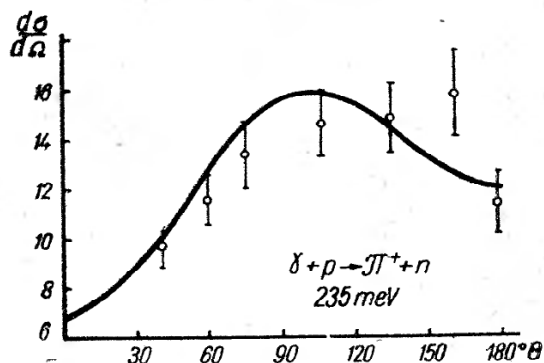
Wykres 5



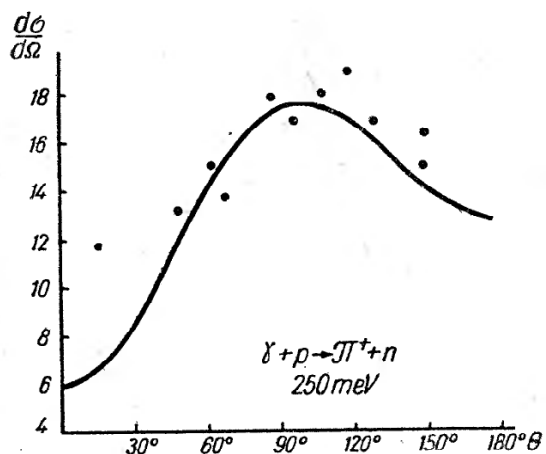
Wykres 6



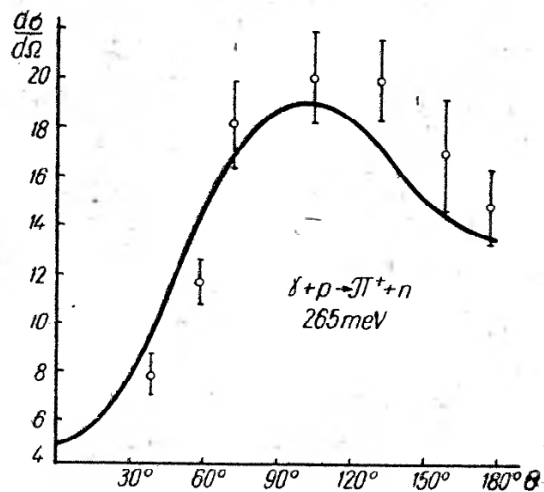
Wykres 7



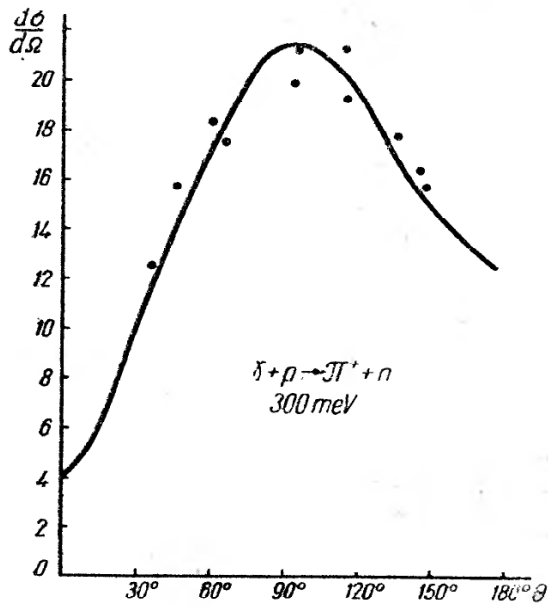
Wykres 8



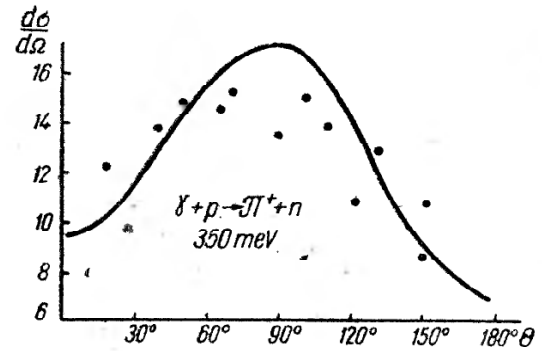
Wykres 9



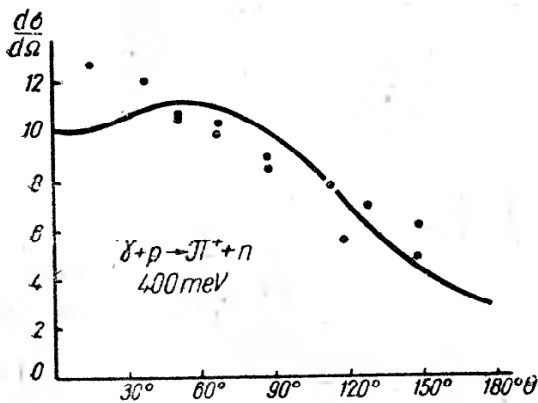
Wykres 10



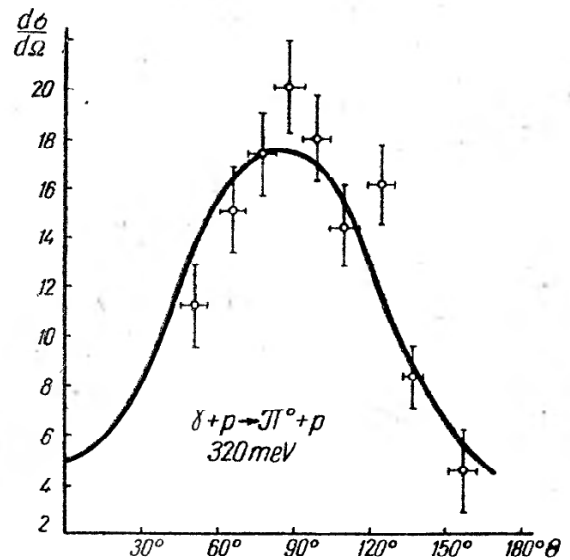
Wykres 11



Wykres 12



Wykres 13



Wykres 14

Wykresie 14 podana jest teoretyczna krzywa zależności różniczkowego przekroju czynnego dla fotoprodukcji mezonów π_0 od kąta wyrzucenia mezonu oraz wyniki pomiarów doświadczalnych łącznie z wielkością błędu maksymalnego. Na wykresach 7—14 różniczkowe przekroje czynne są podane w odniesieniu do układu współrzędnych związanego ze środkiem masy systemu mezon-nukleon. Różniczkowe przekroje czynne $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ są wyrażone w jednostkach równych $10^{-30} \text{ cm}^2/\text{sterrad}$.

Wobec ogromnych trudności, które stoją przed niefenomenologiczną metodą Tammy — Dancoffa, półfenomenologiczna metoda Tammy, Gólfanda, Fajnerberga zasługuje na szczególną uwagę, zwłaszcza wobec możliwości osiągnięcia za jej pomocą analitycznych wyrażeń na przekroje

czynne dla procesów mezodynamicznych w szerokim zakresie energii. Te analityczne wyrażenia, jak wykazało powyższe zestawienie wyników teorii z doświadczeniem, zdają w sposób zadowalający sprawę z całokształtu obserwacji doświadczalnych.

Literatura

1. Н. Е. Тамм, Ю. А. Гольфанг и В. Я. Файнберг, ЖЭТФ, 26, 649 (1954).
2. В. Л. Гинзбург, Д. А. Н. СССР, 37, 191 (1942); ЖЭТФ, 13, 43 (1943)
3. В. Л. Файнберг, ЖЭТФ, 25, 636 (1953).
4. Vhabha, Phil. Mag. 43, 33 (1952).
5. И. М. Гельфанд и А. М. Яглом, ЖЭТФ, 18, 703 (1948).
6. В. П. Силин и В. Л. Файнберг Усп. Физ. Наук, 50, 325 (1953).
7. Д. Иваненко и А. Соколов, Классическая Теория Поля.
8. И. М. Гельфанд и З. Я. Шапиро Усп. Мат. Наук, 7, 3 (1952).
9. В. И. Ритус, ЖЭТФ, 27, 660 (1954).
10. Г. Ф. Жарков, ЖЭТФ, 27, 296 (1954).
11. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Квантовая Механика (1948).
12. В. Л. Файнберг, ЖЭТФ, 25, 645 (1953).
13. Wentzel G., Phys. Rev. 86, 802 (1952).
14. Brueckner K. A., Phys. Rev. 86, 106 (1952).

W. L. Boncz-Brujewicz

Idee fizyczne metody wzbudzeń elementarnych*

(Zagadnienie wieloelektronowe w teorii ciała stałego)

Wstęp. Trudności „jednoelektronowej“ teorii metali

Zagadnienie zbadania układów składających się z wielu wzajemnie oddziaływających cząstek zajmuje jedno z centralnych miejsc we współczesnej fizyce ośrodków skondensowanych. Szczególnie ostro — jak to zobaczymy — stoi ono w teorii stanu metalicznego (jak również i w teorii cieczy); niemniej jednak nawet w teorii półprzewodników, gdzie mogłoby się wydawać, że można zaniedbać oddziaływanie wzajemne elektronów przewodnictwa wskutek ich małej koncentracji — również i tam napotykamy problemy wymagające uwzględnienia oddziaływania międzyelektronowego. Wystarczy powołać się chociażby na takie szablonowe rozumowanie: dzięki na przykład nierównomiernemu rozkładowi domieszek w siatce koncentracja elektronów w niej również okazuje się niejednakowa w różnych miejscach i zmiana rozkładu elektronów zachodzi dopóty, dopóki nie powstanie ładunek objętościowy, którego pole przeszkodzi dalszemu przesunięciu elektronów.

Rozumowanie tego rodzaju ciągle spotykamy w teorii stanów powierzchniowych, siły elektromotorycznej zjawiska fotoelektrycznego itd. Widać bezpośrednio, że opierają się one całkowicie na istnieniu wzajemnego oddziaływania między elektronami. Jednocześnie jednak znalezienie rozwiązania kwantowo-mechanicznego (jak również klasycznego) problemu zachowania się układu wielu cząstek oddziałujących na siebie przedstawia poważne trudności. W niniejszym artykule chcielibyśmy, nie wdając się w szczegóły rachunkowe, przedstawić istotę jednej z metod przybliżonego rozwiązania zagadnienia wielu ciał, która wydaje się nam najbardziej obiecująca i która ostatnio rozwija się bardzo intensywnie. Artykuł ten nie pretenduje do wyczerpania tematu. Zadaniem jego jest jedynie zapoznanie czytelnika nieteoretyka z istotą metody.

Ponieważ główną dziedziną, w której stosuje się metody rozwiązywania zagadnienia wielu ciał, jest obecnie fizyka ciała stałego, wypadałoby

* Tłumaczenie z czasopisma Успехи Физических Наук t. LVI, nr 1, 1955.

zacząć od rozpatrzenia pewnych trudności współczesnej teorii metali. Dotychczas teoria ta, nie zważając na istnienie w rzeczywistości silnego oddziaływania między elektronami, rozwijała się jako teoria „jednoelektronowa”¹, w której albo w ogóle zaniedbano korelację elektronów (najprostszy model „gazu elektronowego”) [1], albo też uwzględniano ją jedynie w sposób bardzo przybliżony w metodzie pola samozgodnego. Niemniej jednak cały szereg jakościowych wniosków „jednoelektronowej” teorii (nawet w jej najbardziej prymitywnej postaci) zgadza się z doświadczeniem. Do nich należą, na przykład, zależność temperaturowa przewodnictwa elektrycznego oraz elektronowego ciepła właściwego metali, teoria paramagnetyzmu metali alkalicznych i inne.

Na pierwszy rzut oka jest to rzecz paradoksalna: fizycznie bezpodstawna teoria prowadzi do słusznych wniosków. Jasne jest [2], że zadanie teorii metali polega przede wszystkim na tym, aby zrozumieć przyczyny tego paradoksu².

Zauważmy jednak, że nie należy przeceniać sukcesów modelu „jednoelektronowego” (a takie przecenienia pasmowej teorii metali miało bezsprzecznie miejsce w szeregu prac³. Charakterystyczne są pod tym względem cytowane dzieła Motta i Jonesa oraz Seitz’a).

Szereg zjawisk w ogóle nie znajduje wytłumaczenia w ramach teorii „jednoelektronowej” (jak się wydaje, należy do nich na przykład nadprzewodnictwo), inne natomiast objaśniane są w sposób, powiedzielibyśmy, czysto formalny. Chyba najbardziej jaskrawy przykład takiego formalnego wytłumaczenia mamy w teorii własności magnetycznych metali w niskich temperaturach. Jak wiadomo, w niskich temperaturach podatność magnetyczna χ szeregu metali zależy okresowo od natężenia pola magnetycznego H . Wydawałoby się, że jakościowo zjawisko to jest doskonale tłumaczone przez teorię „jednoelektronową” [7—9], która rzeczywiście daje

¹ Wyjątek stanowi tu tylko teoria ferromagnetyzmu, w której już od dawna uświadomiono sobie konieczność „wieloelektronowego” traktowania zagadnień.

² Próba rozwiązania tej kwestii na drodze trywialnej, przez zaniedbanie energii współdziałania elektronów jako małej w porównaniu z ich energią kinetyczną, okazuje się niesłuszna. W rzeczywistości, jak wiadomo, energia Fermiego dla gazu elektronowego dana jest wzorem

$$E_F = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m} n^{2/3},$$

gdzie n — liczba elektronów w jednostce objętości, m — masa elektronu. Natomiast średnia energia oddziaływania kulombowskiego będzie oczywiście rzędu $e^2 n^{1/3}$.

Stosunek tych energii jest rzędu $4 \cdot 10^7 \cdot n^{-1/3}$, co dla rozsądnych wartości n ($\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) daje wielkość rzędu jedności. Okoliczność ta, jak nam się wydaje, pozbawia sensu samo pojęcie „powierzchni Fermiego” dla elektronów w metalu.

³ Pasmowa teoria metali była słusznie niejednokrotnie krytykowana w pracach uczonych radzieckich [2—6].

żadaną zależność okresową. Dla odpowiednio dobranych parametrów występujących we wzorze teoretycznym (masy efektywnej⁴ oraz koncentracji elektronów przewodnictwa) otrzymuje się w większości wypadków również ilościową zgodność teorii z doświadczeniem. Jednakże uważniejsze rozpatrzenie tej kwestii [10] wykazuje, że wytłumaczenie to jest w znacznym stopniu złudne. A mianowicie dla parametrów występujących we wzorze teoretycznym otrzymuje się nieprawdopodobnie małe wartości, niezgodne przy tym z wynikami innych pomiarów.

Tak na przykład liczba elektronów przewodnictwa na jeden atom dla cynku okazała się rzędu $0,8 \cdot 10^{-6}$, co stanowi — jak na to wskazano w pracy [11] — zaledwie jedną tysięczną liczby, którą należy przyjąć dla wytłumaczenia doświadczalnie stwierdzonych wartości elektronowego ciepła właściwego tego metalu. Analogicznie przedstawia się sprawa również w przypadku innych metali (berylu i bizmutu). A więc okazuje się, że „jednoelektronowa“ teoria prawidłowo oddaje jakościową stronę zależności, ale bynajmniej nie ilościową. Jednakże kształt krzywej $\chi(H)$ określony jest w znacznym stopniu przez statystyczne właściwości układu. Z konkretnymi wartościami parametrów zależnymi od rodzaju układu (na przykład z masami, ładunkami i koncentracją cząstek) związane są jedynie liczbowe charakterystyki krzywej.

W związku z tym można zauważyć, że tak samo dla otrzymania na przykład jakościowego obrazu zależności temperaturowej elektronowego ciepła właściwego również wystarczy znać tylko statystykę elektronów; analogicznie jedynie statystyczne właściwości elektronów i drgań cieplnych siatki określają postać zależności temperaturowej przewodnictwa elektrycznego metali.

A więc w teorii jednoelektronowej uzyskujemy prawidłowo nie wszystkie zależności, lecz tylko te, które w zasadzie są uwarunkowane przez *statystyczne* właściwości układu, przez fakt, iż elektrony podlegają statystyce Fermiego; natomiast teoria ta z reguły nie oddaje takich prawidłowości, w których istotną rolę odgrywa postać widma energetycznego i konkretne wartości określających go parametrów.

Wydaje się, że dla wyjaśnienia przytoczonego wyżej „paradoksu“ jak również dla zbadania nie rozwiązanych na razie zagadnień teorii metali niezbędne jest „wieloelektronowe“ podejście. Dochodzimy więc do problemu zbadania właściwości układu wielu cząstek silnie oddziałujących na siebie.

⁴ Słuszniej byłoby mówić o „masach efektywnych“, gdyż dzięki anizotropii siatek krystalicznych rozważanych metali elektrony w tych siatkach scharakteryzowane są nie przez jedną, lecz przez trzy masy efektywne (odpowiednio do trzech osi głównych kryształu).

Hipoteza „wzbudzeń elementarnych“

Trudności rozwiązania podstawowego problemu polegają na tym iż:

a. równanie falowe dla układu wielu ($\sim 10^{23}$) oddziałujących na siebie cząstek jest wyjątkowo skomplikowane; wątpliwe jest, aby jego ściśle rozwiązanie dało się otrzymać środkami współczesnej matematyki, nawet maszynowej;

b. gdyby nawet udało się ściśle wyznaczyć możliwe poziomy energetyczne rozważanego układu wielu ciał, byłibyśmy zmuszeni obliczyć w celu uzyskania szeregu obserwowanych doświadczalnie wielkości (ciepła właściwego, podatności magnetycznej itd.) sumę statystyczną

$$Z = \sum_n e^{-E_n/kT}, \quad (2,1)$$

gdzie E_n — możliwe poziomy energetyczne, numerowane wskaźnikiem n . Znając Z można, jak wiadomo, znaleźć energię swobodną, a więc i wszystkie termodynamiczne właściwości układu. W ogólności problem ten jest niewiele prostszy od pierwszego (przypominamy, że klasyczny analog (2, 1) jest całąkrotności $\sim 10^{23}$, przy czym wyrażenie podcałkowe w ogólności nie da się przedstawić jako iloczyn czynników, z których każdy byłby funkcją niewielkiej liczby zmiennych).

Przedstawione trudności są wyjątkowo poważne, toteż przy obecnym stanie matematyki prawdopodobnie nie miałyby sensu próby ataku „frontalnego“. Jednakże z wyrażenia na sumę statystyczną wynika, że praktycznie rzecz biorąc takie ogólne postawienie zagadnienia nie jest konieczne. Istotną rolę w sumie (2, 1) odgrywają poziomy energetyczne, leżące dostatecznie blisko od poziomu podstawowego, dlatego też można ograniczyć się do zbadania tylko takich „słabo wzbudzonych“ stanów układu. Okoliczność ta, jak zobaczymy, niezwykle upraszcza zadanie.

W kilku konkretnych przypadkach zagadnienie słabo wzbudzonych stanów układu wielu cząstek zostało rozwiązane już dawno. Przypomnimy tutaj dwa dobrze znane przykłady oraz rozpatrzmy je (od strony czysto jakościowej), mając na względzie uwypuklenie pewnych cech szczególnych zachowania się takich układów, które — jak to się później okaże — mają charakter zupełnie ogólny.

A. Drgania siatki krystalicznej

Wydaje się, że pierwszym historycznie przykładem zbadania zespołowego zachowania się wielu wzajemnie oddziałujących cząstek było zagadnienie drgań cieplnych siatki krystalicznej. Jest rzeczą oczywistą, że najniższym energetycznie stanem jest tu stan „pełnego uporządkowania“,

kiedy to wszystkie atomy (lub jony) siatki są równomiernie (oraz periodycznie) rozłożone w przestrzeni⁵.

Wzbudzenie układu polega na powstaniu małych drgań atomów względem położenia równowagi, przy czym, naturalnie, rozkład przestrzenny atomów będzie lekko niejednorodny. Innymi słowy, wzbudzenie układu w danym przypadku polega na pojawieniu się pewnych „stanów szczególnych“ lokalnych zmian gęstości, które nie pozostają w miejscu, lecz rozchodzą się falowo po całej siatce (przypadkiem szczególnym tych fal są zwykle drgania dźwiękowe).

Dla małych (w porównaniu do odległości międzyatomowych) amplitud drgań (co właśnie jest warunkiem „małości wzbudzenia“) fale sprężyste spełniają zasadę superpozycji, co oznacza, że rozchodzą się niezależnie od siebie, energia układu składa się zaś addytywnie z energii poszczególnych fal. Przy kwantowomechanicznym podejściu do tego zagadnienia [12—14] falom tym oczywiście należy przyporządkować nieciągłe twory — kwanty dźwiękowe⁶ (fonony). Nie oddziałują one ze sobą, jeżeli dla odpowiadających im fal słuszna jest zasada superpozycji (przybliżenie „harmooniczne“). Tak z energetycznego punktu widzenia możemy słabo wzbudzone stany siatki krystalicznej uważać za „gaz doskonały“ pewnych „quasi-cząstek“ — fononów. Podkreślamy, że te quasi-cząstki nie mają nic wspólnego z atomami, składającymi się na dany układ — stanowią one jedynie korpuskularny aspekt zbiorowego ruchu drgającego atomów.

Stan fononu (w prostej siatce) dany jest przez jego polaryzację (fala podłużna lub poprzeczna) oraz trzy składowe pewnego wektora (analogicznego pod wieloma względami do pędu), które określają energię. Ponieważ zasadniczo możliwe wartości natężenia dźwięku w siatce nie są ograniczone⁷, więc w tym samym stanie może znajdować się dowolna liczba quasi-cząstek; stąd wniosek, że podlegają one statystyce Bosego-Einsteina (niezależnie od typu statystyki, której podlegają atomy tworzące siatkę). Jak wiadomo, opierając się na pojęciu fononów możemy zbudować całą termodynamikę siatki krystalicznej, jak również rozpatrzeć cały szereg zachodzących w niej procesów kinetycznych.

B. Fale spinowe w ferromagnetyku

Drugi przykład, który chcielibyśmy rozpatrzeć, dotyczy słabo wzbudzonych stanów ferromagnetyka. Jak wiadomo [15], podstawowy poziom

⁵ Nasze rozumowanie co do swej formy jest czysto „klasyczne“; abstrahujemy od drgań zerowych, których istnienie dla naszych rozważań nie jest istotne.

⁶ Pojęcie kwantów dźwiękowych po raz pierwszy wprowadził I. E. T a m m [12].

⁷ Oczywiście przy dostatecznie dużym natężeniu fal dźwiękowych nie można już ich uważać za niezależne od siebie. Jednakże okoliczność ta nie jest istotna

energetyczny ferromagnetyka odpowiada stanowi „całkowitego namagnesowania“, w którym momenty magnetyczne wszystkich atomów siatki są jednakowo ustawione⁸ (spiny wszystkich elektronów „magnetycznych“⁹ mają jednakową składową wzdłuż pewnej osi).

Wzbudzenie układu polega na zmianie kierunków momentów magnetycznych niektórych atomów (tzn. na „obróceniu“ spinów części elektronów „magnetycznych“), a więc — tak samo jak i w pierwszym przykładzie — na występowaniu pewnych stanów szczególnych (w danym przypadku są to spiny jednego kierunku w „środku“ spinów o kierunku przeciwnym), rozchodzących się falowo po całej siatce krystalicznej.

Oczywiście, wobec równoważności fizycznej różnych węzłów siatki jasne jest, że stan ze spinem „obróconym“ nie może „utknąć“ na jakimś jednym atomie¹⁰, lecz będzie rozchodzić się w siatce dzięki wzajemnemu oddziaływaniu elektronów. W przypadku stanu stacjonarnego „obrócony“ spin może być stwierdzony z jednakowym prawdopodobieństwem na dowolnym atomie siatki (jeżeli jest to siatka prosta). Stany te noszą nazwę fal spinowych. Dopóki liczba „obróconych“ spinów jest mała wobec całkowitej liczby elektronów magnetycznych (jest to warunek małości wzbudzenia), a co za tym idzie, małe jest prawdopodobieństwo występowania ich w siatce, dopóty można przyjmować, że fale spinowe rozchodzą się niezależnie od siebie i każdą z nich charakteryzuje pewna energia. Przy tym energia układu elektronów składa się (z dokładnością do stałej addytywnej nieistotnej tutaj) z energii poszczególnych fal spinowych. Fałom tym, oczywiście, można przyporządkować pewne „quasi-cząstki“ (nazywane niekiedy ferromagnonami, gdyż są one charakterystyczne dla ferromagnetyków), a więc, podobnie jak w pierwszym przykładzie, dochodzimy do pojęcia gazu doskonałego pewnych „quasi-cząstek“, obejmującego słabo wzbudzone stany układu silnie oddziałujących cząstek (w danym przypadku — elektronów w ferromagnetyku). I znów podkreślimy, że te quasi-cząstki nie mają nic wspólnego z samymi elektronami¹¹, lecz jedynie charakteryzują aspekt korpuskularny ich zbiorowego ruchu.

w naszych rozważaniach (choćby dlatego, że odpowiednie natężenia są znacznie większe od tych, przy których przejawia się charakter statystyki fononów, statystyki Bosego).

⁸ Stwierdzenie to wymaga pewnego uściślenia, w przypadku kiedy uwzględnia się słabe magnetyczne oddziaływanie wzajemne elektronów, co jednakże nie zmienia istoty naszych rozważań.

⁹ Elektronami magnetycznymi nazywamy tu elektrony, których spiny (gdy nie ma pola magnetycznego) mogą ustawiać się w dowolnym kierunku (są to np. elektrony z niewypełnionych powłok atomowych).

¹⁰ Mowa tu jest tylko o siatce idealnej, nie mającej żadnych defektów struktury, które naruszałoby niezmienniczość translacyjną układu.

¹¹ W związku z powyższym zauważymy, że, jak wiadomo [15], fale spinowe podporządkowują się statystyce Bosego (a nie Fermiego, jak elektrony).

Koncepcja fal spinowych okazała się niezwykle owocna w teorii ferromagnetyzmu, gdyż pozwoliła wyprowadzić teoretycznie zależność namagnesowania spontanicznego w pobliżu stanu nasycenia od temperatury [16] oraz od wielkości pola zewnętrznego [17], jak również pozwoliła na zbudowanie kwantowej teorii anizotropii magnetycznej [18] i magnetostrykcji [19].

Widzimy, że w obu rozpatrzonych przypadkach energię odpowiadającą słabo wzbudzonym stanom układu można przedstawić jako sumę energii niezależnych quasi-cząstek, a tym samym badanie własności układu w tych stanach sprowadza się do zbadania zachowania się „gazu“ quasi-cząstek (tzn. sprowadza się do problemu dobrze znanego i nie nastęrczającego trudności). Ponieważ rozważaliśmy układy zupełnie różne fizycznie, więc w sposób naturalny nasuwa się przypuszczenie, że taka sytuacja cechuje również dowolny układ kwantowy wielu wzajemnie oddziałujących cząstek; zawsze wzbudzenie układu sprowadza się do występowania pewnych stanów szczególnych — „wzbudzeń elementarnych“, które falowo rozchodzą się w układzie (na mocy translacyjnej niezmienniczości układu); słabo wzbudzone stany dowolnego układu kwantowego wielu wzajemnie oddziałujących cząstek można interpretować jako gaz doskonały pewnych quasi-cząstek odpowiadających tym falom ¹².

Pełną charakterystykę słabo wzbudzonych stanów układu dają możliwe wartości energii quasi-cząstek, ich momentu pędu i innych podobnych wielkości, jak również statystyka, której podporządkowane są wzbudzenia elementarne. (W zależności od statystyki wzbudzeń elementarnych mówi się o widmach „typu Fermiego“ oraz „typu Bosego“, czasami używa się również terminów „gałąź Fermiego“ lub „gałąź Bosego“). Omawiane quasi-cząstki nie mają, ogólnie rzecz biorąc, nic wspólnego z cząstkami składającymi się na dany układ, lecz reprezentują jedynie określoną stronę ich zbiorowego ruchu ¹³.

Jest rzeczą zupełnie oczywistą, że koncepcja wzbudzeń elementarnych rozwiązuje od razu wyżej wskazane trudności teorii wielu ciał. Rzeczywiście, jeśli wartości energii odpowiadające słabo wzbudzonym stanom układu wyrażają się wzorem

$$E = \sum_k w(k)n(k), \quad (2,2)$$

¹² O ile nam wiadomo, myśl tę po raz pierwszy wypowiedział L. D. Landau. Na przestrzeni ostatnich lat była ona przedmiotem badań N. N. Bogolubowa, S. W. Wonsowskiego oraz szeregu innych uczonych radzieckich.

¹³ Z tego, co powiedzieliśmy, wynika na przykład, że próba „zebrania“ quasi-cząstek (np. fononów) do „pudła“ byłaby pozbawiona najmniejszego sensu. Istnieją one jedynie o tyle, o ile istnieje układ wzajemnie oddziałujących cząstek, podlegających zbiorowemu ruchowi, który odzwierciedlamy za pomocą pojęcia quasi-cząstek; wraz z unicestwieniem układu (np. z wyparowaniem kryształu) znikają też, oczywiście, odpowiednie wzbudzenia elementarne.

gdzie $n(k)$ — liczba wzbudzeń elementarnych scharakteryzowanych przez zespół liczb kwantowych k (np. przez pęd, spin itd.), to wówczas zadanie sprowadza się do obliczenia energii jednej quasi-cząstki $w(k)$. Można by oczekiwać, że będzie to sprawa znacznie prostsza niż rozwiązywanie problemu wielu ciał w ogólnej postaci. I rzeczywiście, w szeregu przypadków widmo energetyczne wzbudzeń elementarnych można z powodzeniem obliczyć. Różnym słabo wzbudzonym poziomom układu odpowiadają, oczywiście, różne zespoły liczb $n(k)$, to znaczy różne rozkłady wzbudzeń elementarnych pomiędzy ich stany kwantowe.

Idźmy dalej. Sprawa obliczenia sumy statystycznej w ogóle przestaje być problemem, gdyż mamy do czynienia z gazem doskonałym, dla którego funkcja rozkładu cząstek w stanie równowagi według energii jest dobrze znana. I wreszcie jest rzeczą jasną, że koncepcja wzbudzeń elementarnych pozwala rozwiązywać bez specjalnych trudności również stany niezrównoważone. Rzeczywiście, ponieważ quasi-cząstkom odpowiadają określone wartości energii jak również ewentualnie ładunku, pędu itp. można więc mówić o przenoszeniu tych wielkości przez quasi-cząstki. Tym samym zagadnienia procesów przenoszenia w ośrodkach skondensowanych sprowadzają się do analogicznych zagadnień teorii kinetycznej gazu doskonałego. Tak na przykład, zagadnienie przewodnictwa cieplnego, uwarunkowanego przez siatkę, można sprowadzić do zagadnienia zbadania przenoszenia energii przez strumień fononów. Również bez specjalnego trudu można rozpatrzeć metodą wzbudzeń elementarnych zagadnienie ustalenia się w układzie równowagi statystycznej. W tym celu należy tylko wprowadzić (jako następne z kolei przybliżenie) słabe oddziaływanie wzajemne między quasi-cząstkami, które prowadzi do ustalenia się zrównoważonego rozkładu Fermiego lub Bosego tych cząstek według stanów. Rzeczywiście, ustalenie się równowagi termodynamicznej w układzie wielu wzajemnie oddziałujących cząstek sprowadza się z punktu widzenia koncepcji wzbudzeń elementarnych do ustalenia się zrównoważonego rozkładu w gazie utworzonym przez quasi-cząstki. Skuteczność metody wzbudzeń elementarnych została wykazana w całym szeregu prac, poświęconych rozwiązaniu konkretnych zagadnień równowagi i stanów niezrównoważonych. Spośród tych prac przede wszystkim należy wymienić teorię nadpłynności ciekłego helu II [20—24], którą pierwszy rozwinął Landau, opierając się wyłącznie na koncepcji wzbudzeń elementarnych. Mikroskopowe uzasadnienie koncepcja ta otrzymała w pracy N. N. Bogolubowa [21], w której obliczono teoretycznie widmo wzbudzeń elementarnych dla gazu cząstek Bosego, słabo oddziałujących na siebie.

Jako przykład owocnego zastosowania metody wzbudzeń elementarnych może również posłużyć rozwinięta przez I. J. Pomeranczuka [25] teoria przewodnictwa cieplnego dielektryków paramagnetycznych.

W substancjach tych występują specyficzne wzbudzenia, związane z istnieniem wzajemnego oddziaływania wymiennego elektronów atomów paramagnetycznych. W danym przypadku stany wzbudzone układu, podobnie jak w ferromagnetyku, mogą różnić się od stanu podstawowego innym rozkładem momentów magnetycznych (różnica w porównaniu z ferromagnetykiem polega na tym, że tutaj stan podstawowy nie odpowiada namagnesowaniu całkowitemu. Dokładne podanie rozkładu momentów magnetycznych w stanie podstawowym paramagnetyka w nieobecności pola zewnętrznego byłoby rzeczą trudną; jednakże dla naszych celów wystarczy wiedzieć tylko, że jakiś rozkład istnieje). Odchylenia od rozkładu podstawowego momentów magnetycznych nie są, oczywiście, zlokalizowane na poszczególnych atomach, lecz rozchodzą się falowo po całej siatce dzięki wzajemnemu oddziaływaniu elektronów. Te wzbudzenia elementarne noszą nazwę magnonów (w przypadku stanów słabo wzbudzonych, gdy liczba magnonów jest mała w porównaniu z ogólną liczbą atomów w siatce, możemy zaniedbać ich energię oddziaływania wzajemnego i w takim razie energia wzbudzenia będzie sumą energii poszczególnych magnonów). Magnony (które — jak można przypuszczać — podporządkowują się statystyce Fermiego) oddziałują na fonony, wywierając przez to wpływ na ich drogę swobodną, a jednocześnie i same biorą udział w przenoszeniu ciepła. Wynikiem tego są (jak wykazano w pracy [25]) specyficzne cechy zależności temperaturowej przewodnictwa cieplnego w niskich temperaturach (funkcja $\kappa(T)$ okazuje się niemonotoniczna).

Ponadto metodę wzbudzeń elementarnych z powodzeniem stosowano przy badaniu procesu zbliżania się do stanu równowagi w ferro- i paramagnetykach [26, 27]. Wykorzystywano ją również w próbach stworzenia wieloelektronowej teorii metali i półprzewodników, o czym będzie mowa w następnym rozdziale.

Zauważymy w końcu, że również we wszystkich innych przypadkach konsekwentne (choć co prawda, przybliżone) rozpatrzenie problemu wielu ciał prowadzi w sposób naturalny do koncepcji wzbudzeń elementarnych. Tak właśnie wygląda sytuacja w teorii antyferromagnetyzmu, która rozwija się na podstawie nieco ogólniejszego pojęcia fal spinowych [28—31]. Okazuje się, że słabo wzbudzone stany kryształów molekularnych można opisać za pomocą pojęcia ekscytonów [32—35], czyli quasi-cząstek, których ruch charakteryzuje przesuwanie się energii wzbudzenia (otrzymanej np. od światła) od jednego węzła siatki do drugiego.

Pojęcie ekscytonu w sposób naturalny przenosi się również w przypadku dowolnego kryształu homeopolarnego. Gdy jeden z atomów siatki otrzymuje w ten czy inny sposób pewien nadmiar energii, to jasne jest, że w wyniku oddziaływania międzyatomowego nadmiar ten zostaje przeka-

zany innym atomom (i ostatecznie rozdzielony pomiędzy nimi średnio biorąc równomiernie). Falowe przesuwanie się stanu wzbudzonego można uważać za ruch quasi-cząstki-ekscytonu ¹⁴.

I wreszcie pojęcie wzbudzeń elementarnych faktycznie jest szeroko wykorzystywane także i w zwykłej teorii półprzewodników (patrz np. [36]). Rzeczywiście, przecież „dziury“ w półprzewodnikach są to typowe quasi-cząstki opisujące stany, w których na tych czy owych atomach nie ma pełnego kompletu elektronów. (Przykład ten szczególnie dobrze ilustruje zarówno „zbiorowy“ charakter wzbudzeń elementarnych, jak też i zgodność tego pojęcia z fizyczną rzeczywistością. Istotnie, wątpliwe jest, by ktoś chciał zaprzeczyć realności istnienia „dziur“ w półprzewodnikach, nikomu również nie przyjdzie chyba do głowy pomysł zebrania ich w jakimś naczyniu).

Wracając obecnie do wskazanych wyżej trudności teorii metali, łatwo zauważyć, że w zasadzie mogą one być rozwiązane natychmiast za pomocą koncepcji wzbudzeń elementarnych. Istotnie, z tego punktu widzenia staje się zupełnie zrozumiałą pewien sukces teorii jednoelektronowej. Układ wielu wzajemnie oddziałujących na siebie elektronów w metalu, podobnie jak każdy inny układ wielu oddziałujących na siebie cząstek, scharakteryzowany jest pewnymi wzbudzeniami i to, co w teorii Sommerfelda i Blocha uważano za elektron, jest faktycznie nie elektronem, lecz quasi-cząstką. „Gaz elektronowy“ prymitywnej teorii metali jest faktycznie gazem wzbudzeń elementarnych układu wieloelektronowego, podporządkowanych statystyce Fermiego.

W tym sensie można powiedzieć, że w teorii metali zawsze mówiono językiem wzbudzeń elementarnych nie wiedząc o tym. Nic dziwnego więc, że prawidłowości uwarunkowane głównie statystyką słusznie oddane są przez teorię jednoelektronową (nie są one po prostu związane z jej upraszczającymi założeniami). Zrozumiałe jest również dlaczego model jednoelektronowy zawodzi przy analizie tych charakterystyk układu, dla których zbadania niezbędne są bardziej konkretne dane o jego widmie energetycznym ¹⁵.

Należy zaznaczyć jednakże, że to cośmy powiedzieli nie należy uważać za ostateczne rozwiązanie trudności współczesnej teorii metali. Wskazaliśmy tylko na możliwą drogę, na której można oczekiwać rozwiązania,

¹⁴ W trochę odmiennej postaci pojęcie ekscytonu może być rozciągnięte także na przypadek kryształów jonowych. Jednakże rozpatrzenie tej sprawy nie jest naszym zadaniem.

¹⁵ Z powyższego widać, jak bezowocne są próby ilościowego uściślenia i ulepszenia metod teorii jednoelektronowej, które podejmowane są w dalszym ciągu. Próby te, co prawda, są zupełnie „nieszkodliwe“, ponieważ nie naruszają Fermi-charakteru widma, ale również w tym samym stopniu są bezwartościowe.

drogę słuszną i wiele obiecującą, chociaż jeszcze nie przebytą. Aby przedstawiony wyżej sposób rozwiązania zagadnienia był zadowalający, należy przede wszystkim dowieść, że energia elektronów w metalu wyraża się rzeczywiście wzorem (2,2), oraz określić postać funkcji $w(k)$ i statystykę wzbudzeń elementarnych¹⁶. Przy tym, oczywiście, należy wyjaśnić, jakie wzbudzenia są możliwe w tym czy innym układzie (w danym konkretnym układzie, ogólnie biorąc, może występować nie każdy typ wzbudzenia elementarnego. Na przykład fale spinowe powstają w ferromagnetykach, lecz wydaje się, że w metalach typu, powiedzmy, berylu nie występują). Mówiąc inaczej, powstaje zagadnienie opracowania metod badania wzbudzeń elementarnych. Chcielibyśmy specjalnie podkreślić ważność tego zagadnienia. Rzecz polega na tym, że łatwość operowania za pomocą wzbudzeń elementarnych (jeżeli tylko znamy ich statystykę i postać funkcji $w(k)$) łatwo może sprowadzić na fałszywą drogę prostego „dopasowania“ tego lub innego widma wzbudzeń do danych doświadczalnych bez należytej podbudowy teoretycznej. Tym samym powstawałaby iluzja zrozumienia i wytłumaczenia zjawisk, gdy w rzeczywistości nie umielibyśmy ni jednego, ni drugiego i koncepcja wzbudzeń elementarnych straciłaby sens i znaczenie¹⁷.

Z tego, cośmy powiedzieli, staje się jasne, jakim ważnym zagadnieniem jest faktyczne określenie słabo wzbudzonych poziomów układu wielu wzajemnie oddziałujących cząstek. W następnym rozdziale rozpatrzymy właśnie współczesne wyobrażenia o widmie wzbudzeń elementarnych układu elektronów w ciele stałym.

Wzbudzenia elementarne i elektronowa teoria ciała stałego

Jak widzieliśmy w poprzednim rozdziale, można byłoby prawdopodobnie rozwiązać szereg trudności elektronowej teorii metali, jeśli udałoby się przedstawić energię słabo wzbudzonych stanów za pomocą wzbudzeń

¹⁶ Zobaczymy w dalszym ciągu, że z reguły widmo jest mieszane, tzn. istnieją wzbudzenia zarówno typu Bosego, jak i Fermiego.

¹⁷ Nie należy rozumieć tego niewłaściwie. Oczywiście my nie protestujemy przeciwko wyznaczeniu na przykład masy efektywnej quasi-cząstki z danych doświadczalnych, jeżeli wykazano rzeczywiście możliwość powstawania wzbudzeń danego typu w danym układzie. Również i „odwrotne zadanie“ teorii wzbudzeń elementarnych — określenie widma z danych doświadczalnych — należy uważać za bardzo ważne (szczególnie istotne wyniki w tej dziedzinie otrzymał I. M. Lifszyc ze swoimi współpracownikami) [66, 67]. Chcielibyśmy tylko ostrzec przed możliwymi próbami prostego postulowania istnienia tego lub innego widma bez zbadania, czy w rzeczywistości może ono powstać. Należy zaznaczyć, że we wszystkich przytoczonych wyżej pracach takiego „dopasowania“ nie było. Typ wzbudzeń elementarnych ustala się albo na podstawie bezpośrednich rachunków, albo też za pomocą jakościowych rozważań teoretycznych.

elementarnych. Trzeba tylko mieć na uwadze, że dla substancji o właściwościach metalicznych chociażby niektóre (jeśli nie wszystkie) wzbudzenia powinny mieć dwie następujące cechy:

a) ich ruchowi w siatce powinno towarzyszyć przenoszenie ładunku (w przeciwnym wypadku nie będą one w ogóle nośnikami prądu),

b) powstanie ich nie powinno wymagać skończonej wartości energii.

Rzeczywiście, w przeciwnym razie liczba wzbudzeń elementarnych danego typu (tzn. liczba nośników prądu) spadałaby wykładniczo w niskich temperaturach wraz ze zmniejszeniem temperatury, co spowodowałoby odpowiedni przebieg przewodnictwa elektrycznego. Faktycznie zaś wydaje się, że to nie zachodzi (choć doświadczalnie zagadnienie zależności temperaturowej przewodnictwa elektrycznego metali w niskich temperaturach nie zostało całkowicie wyjaśnione). Oprócz tego, według naszego zdania, wzbudzenia elementarne układu wieloelektronowego, charakterystyczne dla stanu metalicznego, powinny podporządkowywać się statystyce Fermiego¹⁸. Wiadomo z doświadczenia, że elektronowe ciepło właściwe metalu zależy od temperatury liniowo. Zależność tę można z łatwością otrzymać na drodze teoretycznej, jeśli wzbudzenia elementarne układu wieloelektronowego tworzą zwyrodniały gaz Fermiego; w przypadku zaś wzbudzeń typu Bosego zależność taką można otrzymać jedynie przy specjalnych założeniach o gęstości poziomów energetycznych. Istotnie, energia całkowita E gazu utworzonego przez wzbudzenia elementarne dana jest znanym wzorem¹⁹

$$E = \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} \frac{\rho(\varepsilon)d\varepsilon}{\exp\left\{\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right\} \pm 1} \quad (3,1)$$

gdzie μ — potencjał chemiczny, ε — energia poszczególnego wzbudzenia, $\rho(\varepsilon)d\varepsilon$ — liczba stanów w przedziale $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$, $+$ i $-$ — odnoszą się odpowiednio do statystyki Fermiego i Bosego.

Dla zwyrodniałego gazu Fermiego $\mu > 0$ i $\frac{\mu}{kT} \gg 1$; asymptotyczne rozwinięcie według $\frac{kT}{\mu}$ daje, jak wiadomo (patrz np. [14]),

¹⁸ Nie oznacza to, że w metalach nie ma wzbudzeń typu Bosego. Bez wątpienia one istnieją (przynajmniej w pewnych metalach). Chcemy tylko powiedzieć, że w widmie energetycznym powinna również, jak się wydaje, być i gałąź Fermiego.

¹⁹ Jeśli istnieje kilka typów wzbudzeń, to należy wziąć sumę wyrażen typu (3, 1). Dla bardzo dużych wartości ε pojęcie o wzbudzeniach elementarnych staje się już nieściśle, lecz praktycznie biorąc, wartości te nie dają wkładu do całki.

$$E \approx \int_{\epsilon_{\min}}^{\infty} \epsilon \rho(\epsilon) d\epsilon + \frac{\pi^2}{6} (kT)^2 \left\{ \rho(\mu) + \mu \left(\frac{\partial \rho(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right)_{\epsilon=\mu} \right\}, \quad (3,2)$$

skąd otrzymujemy — przy dowolnej postaci $\rho(\epsilon)$ — liniową zależność ciepła właściwego od temperatury.

Dla gazu zaś Bosego potencjał chemiczny, jak wiadomo [14], jest zawsze ujemny (oraz nieduży co do wartości bezwzględnej, jeśli gaz jest zwyrodniały); dlatego nie zachodzi tu rozwinięcie typu (3, 2), a zależność E od T określona jest przez konkretną postać funkcji $\rho(\epsilon)$ ²⁰.

W tym rozdziale rozpatrzemy, nie wdając się w rachunki, współczesny stan zagadnienia wzbudzeń elementarnych układu wieloelektronowego w metalach i półprzewodnikach.

Znamy już niektóre typy wzbudzeń — mianowicie rozpatrzone w poprzednim rozdziale ekscytony i fale spinowe. Jednakże jest rzeczą jasną, że nie one są charakterystyczne dla metali. Rzeczywiście, ekscyton jest tworem obojętnym (bez ładunku), dla którego powstania potrzebna jest ponadto skończona wartość energii. A więc nie jest on związany z najbardziej charakterystyczną własnością metali — ich dużym przewodnictwem elektrycznym. Analogicznie i proste przemieszczenie stanu z „obróconym“ spinem (fala spinowa) nie powoduje przemieszczenia w siatce ładunku²¹, ponieważ średnia liczba elektronów w każdym poszczególnym atomie jest stała [37, 38].

Tak więc model fal spinowych, który rozpatrzyliśmy poprzednio (model ten nazywa się czasami wymiennym [15]), opisuje nie metal, lecz dielektryk ferromagnetyczny. Jest to zupełnie zrozumiałe, jeśli weźmiemy pod uwagę, że w teorii fal spinowych nie jest uwzględniona bardzo ważna cecha stanu metalicznego substancji — kolektywizacja części elektronów przez wszystkie atomy siatki (dzięki właśnie tej okoliczności elektrony mają możliwość przemieszczania się w siatce; są to tak zwane „swobodne ładunki“ fenomenologicznej teorii elektryczności).

Aby dla zbadania metali ferromagnetycznych można było wykorzystać teorię fal spinowych, należy ją uogólnić, uwzględniając nieuniknioną kolektywizację chociażby pewnej części elektronów przez wszystkie atomy metalu.

Takiego uogólnienia dokonano w dwóch kierunkach. Po pierwsze — trzeba pamiętać o tym, że w realnych metalach za ferromagnetyzm są

²⁰ Przy tym zwykle $\rho(\epsilon)$ jest taką funkcją, że ciepło właściwe jest proporcjonalne do wyższej niż pierwsza potęgi temperatury i dlatego w niskich temperaturach jest ono bardzo małe. Tak na przykład dla fononów w prostej siatce ciepło właściwe, jak wiadomo, jest proporcjonalne do T^3 .

²¹ Patrz jednakże odnośnik [23] do prac Bogolubowa i Tiablikowa.

odpowiedzialne, jak się wydaje, elektrony z niewypełnionych powłok d , w przewodnictwie zaś elektrycznym główną rolę odgrywają elektrony peryferyjne (które przed utworzeniem siatki krystalicznej metalu wypełniały zewnętrzne powłoki atomowe) skolektywizowane przez wszystkie atomy metalu. S. W. W o n s o w s k i [39, 40] zaproponował zastosować do elektronów w powłoce d wieloelektronowy wymienny model uwzględniając dodatkowo ich wymienne oddziaływanie ze skolektywizowanymi elektronami, oddziaływania zaś tych ostatnich między sobą nie uwzględniać.

Widmo energetyczne całego układu składa się więc z dwóch „gałęzi” — kompletu fal spinowych (wzbudzenia typu Bosego) i sumy energii elektronów zewnętrznych (które można traktować jako wzbudzenia typu Fermiego). Oddziaływanie między wewnętrznymi i zewnętrznymi elektronami przejawia się w zależności masy efektywnej tych ostatnich od sumarycznego spinu pierwszych, tj. od namagnesowania wziętej próbki.

W takim „ $s - d$ wymiennym” modelu²² znajdują odzwierciedlenie zarówno ferromagnetyczne, jak i elektryczne właściwości, przy czym dzięki uwzględnieniu wymiennego oddziaływania między wewnętrznymi i zewnętrznymi elektronami można zbadać ich związek wzajemny.

Jednakże jest oczywiste, że „ $s - d$ ” model nie daje całkowitego rozwiązania zagadnienia określenia widma energetycznego układu elektronów w metalu, ponieważ nie mamy żadnych podstaw do zaniedbania oddziaływania między skolektywizowanymi elektronami (na okoliczność tę zwrócono uwagę również w pracach [39, 40]). Oprócz tego wcale nie jest oczywista sama możliwość podziału jednolitego układu elektronów na dwie części (zewnętrzne i wewnętrzne elektrony); w dokładniejszej teorii należy widocznie obejść się bez takich zbyt modelowych wyobrażeń.

Bardziej konsekwentnie uwzględnia oddziaływanie między elektronami drugie możliwe uogólnienie teorii fal spinowych, mianowicie tak zwany „biegunowy” model [3, 4, 5, 28, 38, 41, 42]. W tym modelu w stanie podstawowym metalu elektrony średnio rozmieszczone są między wszystkimi atomami: wzbudzenie układu polega na odchyleniu od tego równomiernego (ściślej mówiąc okresowego) rozkładu, to znaczy — mówiąc pogłędowo — polega na przejściu części elektronów od „swoich” atomów do „cudzych”, w wyniku czego w siatce występują w równej liczbie atomy z niedostatkiem i nadmiarem elektronów (odpowiednie stany atomów nazywamy „biegunowymi” — z tym związana jest i nazwa samego modelu). Wskutek translacyjnej niezmienniczości układu stany biegunowe w idealnej siatce nie są zlokalizowane na jakichś określonych atomach, lecz z jed-

²² Nazwa ta pochodzi stąd, że elektrony zewnętrzne początkowo (przed powstaniem kryształu) znajdowały się w stanach s .

nakowym prawdopodobieństwem mogą znaleźć się w dowolnym miejscu siatki. W przekładzie na język wzbudzeń elementarnych stanów biegunowym odpowiadają quasi-cząstki — „dwójki“ i „dziury“, których ruch charakteryzuje falowe rozchodzenie się stanów odpowiednio z nadmiarem i niedostatkiem elektronów²³.

Oczywiście, że z przemieszczeniem dwójki lub dziury związane jest przenoszenie prądu elektrycznego. Wzbudzenia tego typu mogą być podporządkowane zarówno statystyce Fermiego, jak i Bosego. Tak na przykład, jeśli w stanie normalnym w walencyjnej powłoce atomu znajduje się nieparzysta liczba elektronów i jeśli nadmiarowy elektron występuje również w tej powłoce, to dwójki i dziury mają spin całkowity, a więc podporządkowują się statystyce Bosego. Z drugiej strony może się zdarzyć, że w stanie podstawowym atomy mają spin całkowity, wtedy spiny dwójek i dziur będą połówkowe, a statystyka Fermiego. Pierwszy przypadek rozpatrywany był w przytoczonych wyżej pracach S. W. W o n s o w s k i e g o, drugi zaś (na szczególnym przykładzie metalu typu berylu) był krótko przedyskutowany w pracy autora niniejszego artykułu [43].

W pracach [44] i [45] model biegunowy był zastosowany do zbadania przewodnictwa elektrycznego i właściwości magnetycznych metali. W obydwu przypadkach, zgodnie z przewodnią myślą metody wzbudzeń elementarnych, zagadnienie sprowadzono do zbadania odpowiednich właściwości gazu idealnego quasi-cząstek — dwójek i dziur. W pracy [45] nie została ustalona statystyka wzbudzeń elementarnych. W pracy [44] wzbudzenia były typu Bosego. Okoliczność ta prowadzi do specyficznej

zależności przewodnictwa elektrycznego ρ od temperatury $\left(\rho = \frac{\gamma}{T} + \frac{\beta}{T^2}\right)$,

gdzie γ i β stałe), która, jak się wydaje, jest zgodna z doświadczeniem w niskich temperaturach dla takich metali jak ciez i niektóre inne. Istotnym momentem jest to, że zależności tej w żaden sposób nie można otrzymać w ramach teorii jednoelektronowej metali [1], ponieważ decydującą rolę odgrywa tutaj rodzaj statystyki, któremu podporządkowane są nośniki prądu (w teorii jednoelektronowej nośnikami prądu są swobodne elektrony i statystyka Fermiego dla nich prowadzi do znanego prawa: $\rho \sim T^{-5}$).

Nieco inny wariant modelu biegunowego był zastosowany w pracy [46] dla zbadania przewodnictwa elektrycznego. Zakładano tam, że w stanie podstawowym rozkład gęstości elektronów jest maksymalnie niejedno-

²³ W matematycznie najbardziej doskonałym wariacie modelu biegunowego zaproponowanym przez N. N. B o g o l u b o w a i S. W. T i a b l i k o w a „dwójek“ i „dziur“ nie wprowadza się explicite, lecz uwzględnienie stanów biegunowych prowadzi do tego, iż fale spinowe okazują się związanymi z przenoszeniem ładunku elektrycznego.

rodny (prawie wszystkie węzły siatki są zajęte przez dwójki lub dziury), wzbudzenie układu związane jest tu ze zmniejszeniem niejednorodności w rozkładzie ładunku (częściowa depolaryzacja kryształu) to znaczy ze zmniejszeniem liczby dwójek i dziur. Odpowiednie wzbudzenia elementarne także podporządkowane są statystyce Bosego i zależność temperaturowa przewodnictwa elektrycznego okazała się taka sama jak w pracy [45]. W istocie rzeczy w pracy [46] metal był traktowany jak coś w rodzaju kryształu jonowego. Nie wydaje się nam, aby to podejście do zagadnienia było przekonujące (nie całkiem jasne, na przykład, jak się będzie przedstawiać sprawa dyfrakcji promieni rentgenowskich); znaczenie metodyczne tej pracy jednakże jest bezsporne.

Pewne sukcesy modelu biegunowego nie powinny jednak przesłaniać nam jej poważnych braków, związanych organicznie z wyjściowymi jej założeniami. Z tego, cośmy powiedzieli wyżej, wynika, że w obecnej swej postaci model biegunowy nie może być bezsprzecznie zastosowany do „dobrych“ metali, zawierających dużą liczbę nośników prądu. Istotnie, występowanie nośników prądu w modelu biegunowym związane jest nierozdzielnie ze wzbudzeniem układu (w stanie podstawowym nie ma nośników prądu). A więc w słabo wzbudzonych stanach (kiedy właściwie można stosować metodę quasi-cząstek) będzie mało nośników prądu i mamy wtedy do czynienia z substancją o złym przewodnictwie elektrycznym.

Co więcej, w szeregu przypadków dla utworzenia „dwójki“ i „dziury“ potrzebna jest skończona wartość energii, co powinno by prowadzić do wykładniczej zależności przewodnictwa elektrycznego i innych wielkości od temperatury. Wreszcie nie jest zupełnie jasne, jak w modelu biegunowym (z widmem typu Bosego) będzie przedstawiać się sprawa elektronowego ciepła właściwego metalu. Na analogiczne trudności napotykamy również przy dalszej próbie uogólnienia modelu biegunowego, a mianowicie w tak zwanym modelu „biegunowo-ekscytonowym“ [5], w którym uwzględnia się występowanie jednocześnie trzech typów wzbudzeń elementarnych — „dwójek“ „dziur“ i ekscytonów.

Powstaje wrażenie, że w ogóle biegunowo-ekscytonowy model ciała stałego w swej obecnej postaci opisuje nie metal, lecz półprzewodnik o siatce atomowej.

Rzeczywiście bowiem dla półprzewodnika charakterystyczna jest wykładnicza zależność liczby nośników prądu od temperatury. W związku z tym zauważymy, iż biegunowo-ekscytonowy model kryształu był faktycznie zastosowany do zbadania magnetycznych [47] i elektrycznych [48] właściwości półprzewodników. W ostatniej z tych prac po raz pierwszy uzasadniono na gruncie teorii wieloelektronowej szereg twierdzeń „zwykłej“ (wychodzącej z modelu jednoelektronowego) teorii półprzewodników. A mianowicie rozważono kryształ atomowy, w którym

„dwójki“ i „dziury“ modelu biegunowego podporządkowane są statystyce Bosego. Wykazano, że zachowanie się tych wzbudzeń jest takie, jakie wykazałyby „zwykłe elektrony przewodnictwa“ i „dziury“ teorii półprzewodników (pasmowe widmo energii, konieczność skończonej wartości energii dla powstania wzbudzeń itd.). Jednakże zasadniczy (a w pewnych przypadkach i praktyczny) charakter ma różnica statystyki — jakiej statystyce podporządkowane są nośniki prądu w jedno- i wieloelektronowej teorii. Okoliczność ta prowadzi w przypadku zwyrodnienia do silnie różniących się między sobą przewidywań co do elektrycznych i magnetycznych właściwości półprzewodnika. Odpowiednie badania doświadczalne byłyby bardzo interesujące dla teorii ciała stałego. Trzeba mieć jednakże na względzie, że w półprzewodnikach typu germanu lub krzemu widmo „dwójek“ i „dziur“ modelu biegunowego będzie typu Fermiego. Ten przypadek był zbadany w pracy [68]. Jak należało oczekiwać, w takim półprzewodniku „dwójki“ zachowują się analogicznie do elektronów przewodnictwa teorii jednoelektronowej, co uzasadnia jej jakościowe wnioski (odnosi się to zarówno do siatki idealnej, jak i do siatki z defektami; w pewnym stopniu jest to również słuszne i w przypadku obecności zewnętrznego pola elektrycznego i magnetycznego).

Należy jednak zauważyć, że uzasadnienie to nie odnosi się w żadnym razie do metod rachunkowych teorii jednoelektronowej. Wszystkie stałe, które charakteryzują postać widma energetycznego (szerokość pasma wzbronionego, masa efektywna itd.) obliczone są w sposób zupełnie inny niż w teorii jednoelektronowej. Uzasadnienie odnosi się tylko do jakościowych wyobrażeń modelu pasmowego (które, nawiasem mówiąc, właśnie interesują eksperymentatora).

Z tego cośmy powiedzieli, nie wynika, że należy w ogóle wyrzec się modelu biegunowego metalu, ograniczając dziedzinę jego stosowalności jedynie do półprzewodników.

Wydaje się, że rozpatrzone wyżej typy wzbudzeń istnieją również i w metalach, lecz nie wyczerpują one całego widma energetycznego²⁴. Zespół tych wzbudzeń tworzy pewnego rodzaju „półprzewodnikowe widmo“ metalu. Wzbudzenia te są również możliwe w kryształach niemetalicznych i przedstawiają sobą tę wspólną cechę, która właściwa jest elektronowym widmom energetycznym wszystkich kryształów o siatce atomowej.

Wydaje się jednak, że w metalach²⁵ istnieją również wzbudzenia

²⁴ W związku z tym należy zaznaczyć, że wysunięte dotychczas metody obliczania widm wzbudzeń elementarnych praktycznie nie dają układu zupełnego funkcji własnych hamiltonianu zagadnienia wieloelektronowego.

²⁵ Słuszniej byłoby powiedzieć, że te substancje, w których istnieją te specyficzne wzbudzenia, są właśnie metalami.

innego typu, dla utworzenia których nie jest konieczna skończona wartość energii, i z tego względu nawet w niskich temperaturach jest ich duża liczba (prawdopodobnie podporządkowują się one statystyce Fermiego). Zbadanie tej specyficznej metalicznej gałęzi widma energetycznego pozostaje do chwili obecnej kwestią otwartą (napotykamy tutaj na bardzo znaczne trudności matematyczne). W związku z tym ciekawe byłoby zbadanie chociażby najprostszych przypadków widm tego typu — widm typu Fermiego i bez energetycznej przerwy, przy czym nośniki prądu powinny być już w stanie podstawowym. Najłatwiejszy do zbadania byłby, jak się wydaje, układ słabo oddziałujących ze sobą elektronów przewodnictwa w kryształach. W tym przypadku dla określenia widma energetycznego można byłoby zastosować teorię zaburzeń (małym parametrem byłby tutaj stosunek koncentracji elektronów przewodnictwa do liczby węzłów w jednostce objętości)²⁶. Odpowiednia metodyka była rozwinięta w pracy [49] i zastosowana do obliczania przewodnictwa elektrycznego metali w modelu wieloelektronowym w pracach [50, 51].

W ostatnich dwóch pracach wykazano, że zgodnie z tym, czego należało oczekiwać, wyniki „statystyczne“ teorii jednoelektronowej (zależność temperaturowa przewodnictwa elektrycznego) pozostają w mocy i wówczas, gdy nośnikami prądu są wzbudzenia elementarne typu Fermiego. Należy jednak pamiętać, że wyniki ilościowe [49] (a więc i [50]) mają jedynie ograniczone znaczenie i według naszego zdania nie mogą być przyjęte dla realnych metali, w których koncentracja elektronów przewodnictwa nie jest wcale mała.

Słuszniej byłoby uważać, że wyniki te odnoszą się raczej do półprzewodników, dla których warunki stosowalności tej metody rachunkowej są w rzeczywistości spełnione.

Wyobrażenie o lokalnych zmianach gęstości jako o wzbudzeniach elementarnych układu wieloelektronowego zaczęto w ostatnich czasach szeroko rozwijać z trochę innego punktu widzenia niż w zwykłym modelu biegunowym [52—59]. W pracach tych²⁷ została szczegółowo opracowana dawna myśl Blocha [60], że wzbudzenia elementarne układu wieloelektronowego nie jest to nic innego, jak rozchodzące się w tym układzie fale dźwiękowe (to znaczy odchylenia od przestrzennie jednorodnego rozkładu

²⁶ Takie postawienie problemu jest naturalne w przypadku niezwyrodniałym (lub słabo zwyrodniałym). W przypadku silnego zwyrodnienia rolę małego parametru mógłby odegrać stosunek średniej energii oddziaływania do energii Fermiego [68].

²⁷ Zgodnie z zasadniczą myślą przewodnią artykułu zatrzymujemy się tylko na treści fizycznej tych prac, nie zajmując się porównywaniem rozwiniętych metod rachunkowych. Zaznaczmy tylko, że najbardziej pełne i ścisłe rozwiązanie dane jest, według nas, w pracy [57].

elektronów — typu drgań plazmy) [61, 62]. Odpowiednie quasi-cząstki — fonony podporządkowują się oczywiście statystyce Bosego²⁸.

Oprócz nich istnieje również gałąź widma Fermiego, która jest specjalnie interesująca dla naszych celów. Istotne również jest to, że w odróżnieniu od zwykłych fal dźwiękowych, rozchodzących się w układach neutralnych a nie naładowanych, wzbudzenie drgań plazmy wymaga pewnej

skończonej wartości energii E_0 , przy czym wcale nie małej: $E_0 = \hbar \sqrt{\frac{4\pi}{m} n e^2}$,

gdzie n — liczba elektronów w jednostce objętości, m i e — masa i ładunek elektronu. Dla $n \sim 10^{22} \text{cm}^{-3}$, $E_0 \sim 8,6 \text{eV}$, dlatego też w temperaturach zwykłych fononów plazmy praktycznie biorąc nie ma, istnieją jedynie zerowe drgania plazmy. Właśnie fonony plazmy oraz gałąź Fermiego są interesujące dla teorii metalu jako takiego.

Należy zaznaczyć, że emisja fononów plazmy może odegrać istotną rolę w hamowaniu szybkich naładowanych cząstek, poruszających się w metalu²⁹ (cząstka traci energię na wzbudzenie drgań plazmy).

Również i w tej metodzie rachunkowej gałąź Fermiego nie została zbadana z należyłą dokładnością. Według naszego zdania należy uwzględnić budowę atomową kryształu, w szczególności periodyczne pole siatki (na drgania plazmy pole to, jak się wydaje, nie wpływa w sposób widoczny, ponieważ występują tu dość długie fale i wskutek tego struktura kryształu jest „zamaskowana“).

Reasumując należy przyznać, że w chwili obecnej koncepcja wzbudzeń elementarnych, która zapoczątkowała swój rozwój stosunkowo niedawno, ma już szereg poważnych sukcesów i zdobyła sobie trwałe „prawa obywatelstwa“ w fizyce ośrodków skondensowanych. W zastosowaniu do teorii ciała stałego można uważać za niewątpliwie, że widmo energetyczne układu oddziałujących na siebie elektronów w kryształach ma charakter mieszany — zawiera zarówno gałąź Fermiego, jak i Bosego.

Można uważać, że ta ostatnia została w pewnym stopniu zbadana;

²⁸ Z ideowego punktu widzenia wyobrażenia te są bardzo podobne do modelu biegunowego. Jednakże dotychczas fluktuacje gęstości faktycznie badano metodą, która nie umożliwiała otrzymania wzbudzeń typu Fermiego, lub też zaniedbując periodyczny charakter pola w siatce krystalicznej (zakładano, że dodatni ładunek układu jest równomiernie rozłożony w przestrzeni i rola jego sprowadzała się jedynie do kompensacji całkowitego ujemnego ładunku elektronów). Model biegunowy zaś w obecnej swej postaci w sposób istotny jest związany z założeniem o regularnym periodycznym rozmieszczeniu atomów w siatce krystalicznej. Może się okazać, że przy dalszym uogólnieniu wyników pracy [57] z uwzględnieniem periodycznego pola siatki — model biegunowy oraz metoda fluktuacji gęstości będą w pewnym stopniu równoważne; byłyby to wtedy dwa różne podejścia do tego samego zagadnienia.

²⁹ W związku z tym patrz również [63, 64].

wydaje się, że sprowadza się ona do fal spinowych (w ferromagnetykach), ekscytonów i fluktuacji gęstości elektronowej (w tej lub innej postaci). Co się tyczy pierwszej gałęzi, to dotychczas udało się tylko zbadać jej „półprzewodnikową“ część. Wydaje nam się, że najbardziej aktualnym zagadnieniem fizyki ciała stałego jest opracowanie nowych metod rachunkowych, które pozwoliłyby zbadać teoretycznie wzbudzenia typu „metalicznego“.

Literatura

1. H. A. Bethe i A. Sommerfeld, Elektronentheorie der Metalle, Handbuch der Physik, Bd. 24/2.
F. Seitz, Modern theory of Solids, 1940.
N. F. Mott, H. Jones, The Theory of the Properties of Metals and Alloys.
2. Ф. Ф. Волькенштейн, ЖТФ. 21, 1544 (1951); УФН 43, 11 (1951).
3. Я. И. Френкель, Вестник АН СССР 10, 61 (1946).
4. Н. Н. Боголюбов, Лекции по квантовой статистике, Киев, 1949.
5. С. В. Вонсовский, УФН 48, 289 (1952); Изв. АН СССР, сер. физ. 12, 337 (1948).
6. С. И. Пекар, ЖЭТФ 18, 525 (1948).
7. Л. Д. Ландау, Добавление к статье D. Schönberg. Proc. Roy. Soc. A. 170, 341 (1939).
8. А. И. Ахиезер, ДАН 23, 872 (1939).
9. Ю. Б. Румер, ЖЭТФ 18, 1081 (1948); 20, 573 (1950).
10. Г. Е. Зильберман, ЖЭТФ 21, 1209 (1951).
11. S. G. Sydorjak, D. E. Robinson, Phys. Rev. 75, 1118 (1949).
12. Л. Е. Тамм, Zeits. f. Phys. 60, 345 (1930).
13. Л. Э. Гуревич, Основы физической кинетики, ГТТИ, 1940.
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Гостехиздат, 1951.
15. С. В. Вонсовский, Я. С. Шур, Ферромагнетизм, Гостехиздат, 1948.
16. F. Bloch, Zeits. f. Phys. 61, 206, (1930).
17. T. Holstein, H. Primakoff, Phys. Rev. 58, 1098 (1940).
18. С. В. Тябликов, ЖЭТФ 20, 661 (1950).
19. А. А. Гусев, Квантовая теория магнитострикции. Диссертация, физический факультет МГУ, 1954; ДАН 98, 749 (1954).
20. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 11, 592 (1941); 14, 112 (1944).
21. Н. Н. Боголюбов, Изв. АН СССР, сер. физ. 11, 67 (1947).
22. Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, ДАН 59, 669 (1948).
23. С. В. Тябликов, ЖЭТФ 18, 1093 (1948); ДАН УССР, 6, 3 (1949).
24. Л. Д. Ландау, И. М. Халатников, Изв. АН СССР, сер. физ. 12, 216 (1948).
25. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 11, 226, 246 (1941).
26. А. И. Ахиезер, Jour. of Phys. 10, 217 (1946).
27. И. Я. Померанчук, А. И. Ахиезер, ЖЭТФ 14, 342 (1944).
28. Н. Н. Боголюбов, С. В. Тябликов, ЖЭТФ 19, 256 (1949).
29. P. W. Anderson, Phys. Rev. 86, 694 (1952).
30. J. M. Ziman, Proc. Roy. Soc. A 65, 540, 549 (1952).
31. Ryogo Kubo, Phys. Rev. 87, 568 (1953).
32. Я. И. Френкель, Phys. Rev. 37, 17, 1276, (1931); ЖЭТФ 6, 647 (1936).
33. R. Peierls, Ann. d. Phys. 13, 905 (1932).

34. А. С. Давыдов, ЖЭТФ 18, 230 (1948); 19, 168 (1949).
Теория поглощения света в молекулярных кристаллах. Издание АН УССР, Киев, 1951.
35. А. С. Давыдов, Сборник памяти С. И. Вавилова, Издание АН СССР, Москва, 1952.
36. Ф. Ф. Волькенштейн, Электропроводность полупроводников, Гостехиздат, 1947.
37. Ф. Ф. Волькенштейн, Ученые записки ГПИ им. Герцена, Ленинград, 1940.
38. С. В. Вонсовский, Sow. Phys. 7, 292 (1935); 10, 348 (1936);
Труды Института физики металлов; УФН 12, 9 (1949).
39. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ 16, 981 (1946).
40. С. В. Вонсовский, Е. А. Туров, ЖЭТФ 24, 419 (1953).
41. Б. Т. Гейликман, ЖЭТФ 13, 168, 399 (1943).
42. Н. Н. Боголюбов, С. В. Тябликов, ЖЭТФ 19, 251 (1949).
43. В. Л. Бонч-Бруевич, ЖЭТФ 25, 417 (1953).
44. С. В. Вонсовский, К. Б. Власов, А. В. Соколов, ЖЭТФ 21, 1185 (1951)
45. Г. Е. Зильберман, ЖЭТФ 25, 313 (1953).
46. С. В. Вонсовский, Б. В. Падучев, ЖЭТФ 25, 571 (1953).
47. С. В. Вонсовский, Е. Н. Агафонова, Сборник посвященный семидесятилетию акад. А. Ф. Иоффе, издание АН СССР, 1950.
48. С. В. Вонсовский, В. С. Галишев, ЖЭТФ 25, 584 (1953).
49. В. Л. Бонч-Бруевич, С. В. Тябликов, ДАН 76, 817 (1951).
50. С. В. Вонсовский, Б. В. Падучев, ЖЭТФ 25, 510 (1953).
51. С. В. Вонсовский, А. А. Бердышев, ЖЭТФ 25, 723 (1953).
52. Sin - Itiro Tomonaga, Progr. Theor. Phys., 5, 544 (1950).
53. D. Bohm, D. Pines, Phys. Rev. 82, 625 (1951); 85, 338 (1952); 92, 509, 626 (1953).
54. Ю. Л. Климонтович, В. П. Силин, ДАН 82, 361 (1952); ЖЭТФ 23, 151 (1952).
55. В. П. Силин, ЖЭТФ 23, 641 (1952); 23, 649 (1952).
56. Ю. Л. Климонтович, ДАН, 87, 927 (1952); 96, 43 (1954).
57. Д. Н. Зубарев, ЖЭТФ 25, 548 (1953).
58. Б. Т. Гейликман, ДАН 94, 659 (1954).
59. Peter A. Wolf, Phys. Rev. 92, 18 (1953).
60. F. Bloch, Zeits. f. Phys. 81, 363 (1933).
61. L. Tonks, J. Langmuir, Phys. Rev. 33, 195 (1929).
62. А. А. Власов, ЖЭТФ 8, 291 (1938); Journ. of Phys. 9, 25, 130 (1945).
63. R. Kronig, J. Korringa, Physica 10, 409 (1943).
64. R. Kronig, Physica 15, 667 (1949).
65. Е. М. Лифшиц, УФН 34, 513 (1948).
66. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ 26, 551 (1954).
67. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, ДАН 96, 963 (1954).
68. Г. Е. Зильберман, ЖЭТФ 27, 549 (1954).

Тłumaczył W. Majewski

Julian Auleytner

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Z pobytu w Związku Radzieckim

Celem mojego wyjazdu do ZSRR było zapoznanie się z postęпами nauki radzieckiej w dziedzinie fizyki promieni X i badań strukturalnych. Chciałem mianowicie zapoznać się bliżej:

1. z metodami analizy strukturalnej, opartymi na pomiarach natężenia promieniowania rozproszonego: szczególnie interesowały mnie warunki stosowalności syntez * Fouriera dla badań substancji drobnokrystalicznych i analizy całkowej ** Fouriera dla badań złożonych ciał bezpostaciowych,

* Dla określenia rozkładu gęstości elektronów w kryształach (w przypadku rentgenografii) i rozkładu potencjału (w przypadku elektronografii) posługujemy się szeregami Fouriera. Rozwinięcie na szereg funkcji gęstości elektronowych $\rho(x, y, z)$ ma postać

$$\rho(x, y, z) = \frac{1}{V} \sum_h \sum_k \sum_l F_{hkl} e^{-2\pi i(hx + ky + lz)} \quad \text{lub} \quad \rho(\vec{r}) = \frac{1}{V} \sum_{hkl} F_{hkl} e^{-2\pi i(\vec{r} \cdot \vec{H})}$$

gdzie V oznacza objętość komórki elementarnej, h, k, l — wskaźniki Müllera, F_{hkl} — wielkość amplitudy strukturalnej wyznaczonej z doświadczenia.

Analogiczne rozłożenie potencjału w szereg ma postać:

$$\varphi(x, y, z) = \frac{1}{V} \sum_{hkl} \Phi_{hkl} e^{-2\pi i(\vec{r} \cdot \vec{H})}.$$

Dla określenia położeń atomów w komórce elementarnej często wystarczy obliczyć funkcję:

$$A(\vec{u}) = \sum_{hkl} F_{hkl}^2 e^{-2\pi i(\vec{u} \cdot \vec{H})},$$

gdzie F^2 — czynnik strukturalny wyznaczony z doświadczenia. Wyżej opisane operacje noszą często nazwę syntez Fouriera.

** W tej metodzie posługujemy się zależnością wiążącą natężenie promieniowania rozproszonego z rozkładem atomów w cieczy lub w ciele bezpostaciowym, wokół dowolnie wybranego atomu:

$$4\pi r^2 \rho(r) = 4\pi r^2 \rho_0 + \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty s \cdot i(s) \sin s \cdot r ds,$$

2. z metodami badań mikrostruktury ciał gazo- i ciekłostajnych przy pomocy niskokątowego rozpraszania promieni X,

3. z aktualną problematyką rentgenowskiej spektroskopii, kierunkami jej rozwoju i metodami badawczymi w tej dziedzinie,

4. z rozwojem metod otrzymywania mikrowiązek promieni X o dużym natężeniu, co jest szczególnie ważne dla badań w dziedzinie niskokątowego rozpraszania promieni X oraz cienkich warstw polikrystalicznych (np. warstw półprzewodnikowych),

5. z czułymi metodami detekcji promieni X, ważnymi zarówno dla analizy widmowej, jak i strukturalnej.

Byłem stałym gościem jednej, jak zdołałem się zorientować, z najlepiej postawionych placówek badań strukturalnych, jaką jest Instytut Krystalografii AN ZSRR. Pracując w tym Instytucie około 3 miesięcy, mając dostęp do prac źródłowych i uczestnicząc w naukowych posiedzeniach mogłem bardziej dokładnie zapoznać się z interesującymi mnie zagadnieniami, i to znacznie szerzej i wszechstronniej niż przewidywałem. Prócz tego miałem możliwość zwiedzić w kilku innych ośrodkach naukowych laboratoria rentgenowskie i elektronograficzne oraz odbyć wiele rozmów o charakterze dyskusyjnym i konsultatywnym z szeregiem uczonych radzieckich. Brałem udział w dwóch ogólnokrajowych sesjach naukowych, a mianowicie: Sesji Fiodorowskiej i piątych Międzypaństwowych Obradach nad Zastosowaniem Promieni Roentgena do badań materiałów. Pozwoliło mi to na szersze zapoznanie się z dorobkiem nauki radzieckiej w zakresie badań strukturalnych i rentgenowskiej analizy spektralnej. Miałem możliwość w czasie konferencji poznać szereg najwybitniejszych uczonych radzieckich zajmujących się wyżej wymienionymi dziedzinami nauki. Bezpośrednia dyskusja z nimi pozwoliła mi bardziej dokładnie zaznajomić się z wieloma ważnymi zagadnieniami.

W niniejszym sprawozdaniu pragnę zapoznać czytelników z częścią tej problematyki naukowej, z jaką zetknąłem się w poszczególnych laboratoriach jak i na konferencjach. Przy tej okazji postaram się również podać trochę szczegółów odnośnie organizacji i wydajności pracy w niektórych ośrodkach badawczych. Bardziej dokładnie omówię przy tym działalność laboratorium elektronograficznego, w którym pracowałem przez dłuższy okres czasu.

Instytut Krystalografii AN ZSRR jest właściwie Instytutem Fizyki

gdzie $\rho(r)$ — gęstość elektronowa, r — odległość od dowolnie wybranego atomu,

$$s = \frac{4\pi \sin \vartheta}{\lambda}, \quad i(s) \text{ — natężenie promieniowania rozproszonego pod kątem } \vartheta.$$

Mając krzywą $4\pi r^2 \rho$ można z położenia jej maksimum określić odległości najbliższych sąsiadów dowolnego atomu oraz — z powierzchni maksimum — liczbę tych sąsiadów.

Kryształów. Przedmiotami badań są budowa i właściwości fizyczne kryształów. Posiada on następujące laboratoria:

1. badań elektrycznych i termicznych właściwości kryształów.
2. rentgenowskich badań strukturalnych,
3. elektronograficzne,
4. badań procesów wzrostu kryształów i mineralogiczne,
5. optyki kryształów,
6. obróbki kryształów,
7. mechanicznych własności kryształów.

Oprócz tego Instytut posiada szereg pracowni chemicznych. Dyrektorem Instytutu jest akademik A. W. Szubnikow. Jest on zarazem kierownikiem laboratorium badań elektrycznych i termicznych właściwości kryształów. Nad tymi zagadnieniami pracuje wraz z kandydatem nauk fizyko-matematycznych I. St. Żełudiewem. Obaj są zarówno dobrymi teoretykami, jak i doświadczalnikami, co jest zresztą cechą przeważającej części poznanych przeze mnie fizyków radzieckich. Problematyka naukowa dotyczy:

badań piezoelektrycznych tekstur odkrytych przez akademika Szubnikowa, w tym przede wszystkim orientowanych drobnokrystalicznych układów soli Seigneta i tytanianu baru,

badania elektrycznych właściwości monokryształów takich, jak np. sól Seigneta, kształtu powierzchni dielektrycznej przenikalności oraz wpływu promieniowania radioaktywnego na seigneto-elektryki, piezoelektrycznych zjawisk w monokryształach, cieplnego odkształcania kryształów.

Akademik Szubnikow jest również kierownikiem katedry fizyki kryształów i wykładowcą na Wydziale Fizycznym Moskiewskiego Państwowego Uniwersytetu.

Laboratorium rentgenowskie prowadzone jest przez akademika N. W. Biełowa. Prace doświadczalne tego laboratorium dotyczą badań struktury monokryształów oraz sprawdzania wyników niektórych własnych prac teoretycznych. Dużą zasługą tego laboratorium jest określenie struktury wielu związków krzemowych. Obecnie prowadzone prace teoretyczne mają na celu sprawdzenie zakresu przydatności i pogłębienia metody Zachariasena określania znaków amplitud strukturalnych [1]. Metody te mają doniosłe znaczenie dla rozwoju badań struktur substancji o bardziej złożonej budowie.

Duże zasługi przy teoretycznym badaniu tych zagadnień położyła kandydat nauk fizyko-matematycznych I. M. Rumanowa [2]. Mówiąc o laboratorium rentgenowskim Instytutu Krystalografii AN ZSRR nie można nie wspomnieć choć paru słów o zasługach i znaczeniu prac naukowych akademika Biełowa [3], laureata nagrody stalinowskiej. Jest on

jednym z twórców radzieckiej strukturalnej krystalografii. Zagadnienia, którymi się interesował i interesuje i w których rozwiązywaniu osiągnął szereg sukcesów, można podzielić na cztery kierunki:

1. teoria struktury kryształów,
2. teoria rachunkowych metod analizy rentgenowskiej,
3. określanie struktury minerałów o złożonej budowie,
4. struktura krystaliczna i właściwości ciał.

Do zasług Akademika B i e ł o w a należą między innymi: danie pełnej teorii symetrii najściślejszych układów kul, opracowanie prostych metod harmonicznej analizy strukturalnej, klasycznej metody wyprowadzania przestrzennych grup symetrii, szereg prac o charakterze pionierskim odnośnie modelowego przedstawienia struktury kryształów, jak również nad powiązaniem właściwości fizycznych i chemicznych kryształów o złożonej budowie z ich strukturą atomową (sylikaty). Te ostatnie prace mają ogromne znaczenie praktyczne i wiążą się z zagadnieniami ważnymi dla rozwoju gospodarki narodowej.

Chlubą Instytutu Krystalografii AN ZSRR jest laboratorium elektronograficzne. Kierownikiem laboratorium jest prof. dr Z. G. P i n s k e r, jeden z pionierów tego kierunku w Związku Radzieckim. W tym właśnie laboratorium, korzystając z uprzejmości gospodarzy, miałem możliwość pracować przez dłuższy okres czasu. Zapoznałem się tu z szeregiem metod badawczych, które mogą być stosowane zarówno w elektronografii, jak i rentgenografii. W chwili obecnej w problematyce badawczej laboratorium profesora P i n s k e r a można wyróżnić cztery kierunki:

1. badanie struktur i fazowego zestawu cienkich warstw stopów i związków półprzewodnikowych [4, 5], problematyka ta wynika zarówno z dotychczas prowadzonych prac, jak i przychodzi z zewnątrz z innych ośrodków badawczych i przemysłowych,

2. badanie związków zawierających wodór lub inne lekkie atomy w obecności ciężkich, w celu dokładniejszego ustalania ich położenia w sieci krystalicznej, co dotychczas nie udawało się osiągać metodami rentgenowskimi [6, 7, 8],

3. badanie struktury substancji bezpostaciowych metodami elektronograficznymi przy zastosowaniu całkowitej analizy Fouriera [9],

4. badanie substancji, których struktury z różnych przyczyn trudno jest określić metodami rentgenowskimi.

Jak już wspominałem prof. Z. G. P i n s k e r jest pionierem elektronografii w Związku Radzieckim. Dorobek naukowy jego i jego szkoły przyczynił się w znacznej mierze do rozwoju tego kierunku badawczego w skali światowej. O zainteresowaniu pracami prof. P i n s k e r a świadczy fakt, że w programie Światowego Kongresu Krystalograficznego, który ma się odbyć w 1957 r., umieszczono referaty dotyczące badań strukturalnych

metodami elektronograficznymi dwóch uczonych radzieckich a mianowicie: prof. P i n s k e r a i jego ucznia dra W a j n s z t e j n a.

Do metod opracowanych w laboratorium elektronograficznym Instytutu Krystalografii AN ZSRR należą:

1. Metoda określania struktury ciał krystalicznych na podstawie elektronogramów, uzyskanych podczas przechodzenia smukłej wiązki elektronów przez zorientowane drobnokrystaliczne warstwy. Zostaje wyzyskana przy tym możliwość dobrego rozdzielania obrazów interferencyjnych dzięki nachyleniu osi tekstury w stosunku do kierunku wiązki padającej [4, 10, 11].

2. Zastosowanie analizy fourierowskiej dla określania rozkładu i wielkości potencjału w sieciach krystalicznych, a co za tym idzie i dokładnego wyznaczania położenia atomów w komórce elementarnej [12].

3. Zastosowanie wyżej wspomnianych metod dla wyznaczania położenia lekkich atomów (np. wodoru), znajdujących się w sąsiedztwie ciężkich atomów.

W opracowaniu wyżej wspomnianych metod ogromne zasługi położył dr B. K. W a j n s z t e j n. Pracując w Instytucie Krystalografii miałem sposobność być na obronie jego pracy doktorskiej na temat strukturalnej elektronografii. W pracy tej autor:

charakteryzuje i porównuje dyfrakcyjne metody badań strukturalnych w rentgenografii i elektronografii oraz analizuje możliwości metod elektronograficznych;

omawia podstawy kinetycznej teorii dyfrakcji i teorii analizy strukturalnej opartej o zastosowanie szeregów i całek Fouriera;

rozwija geometryczną teorię elektronogramów wszystkich typów, teorie wskaźnikowania i określania elementarnej komórki w zastosowaniu do kryształów dowolnej symetrii;

rozpatruje teorię rozpraszania atomowego; podaje atomowe amplitudy f_e rozpraszania elektronów i wyjaśnia osobliwości przebiegu krzywych f_e dla lekkich atomów i jonów przy małych kątach rozproszenia;

daje kinetyczną teorię rozkładu natężenia w przypadku ugięć elektronów na siatkach atomowych;

zajmuje się zastosowaniem syntez Fouriera w elektronografii, co pozwala na otrzymanie obrazu rozkładu potencjału w sieci krystalicznej oraz rozpatruje różne właściwości szeregów Φ i Φ^2 .

Omawia zastosowanie tych metod do określenia położenia lekkich atomów w obecności ciężkich i daje metody normowania szeregów Fouriera w elektronografii;

podaje metody obliczenia dokładności określenia współrzędnych atomów;

daje szereg przykładów (z prac własnych) zastosowania przedstawionych metod dla określania niskosymetrycznych struktur.

Niektóre dane przedstawione przez autora w tej pracy są opublikowane w *Trudach Instytutu Krystalografii AN ZSRR* i innych czasopismach naukowych [13—26].

Całość zostanie niebawem wydana w postaci książki pt. „Strukturalna Elektronografia“. Książka ta będzie również bardzo cenna z dydaktycznego punktu widzenia.

Na specjalną uwagę zasługują również prace kandydata nauk fizyko-matematycznych L. I. T a t a r i n o w e j. Dotyczą one metod badania substancji bezpostaciowych za pomocą promieni elektronowych.

Laboratorium prof. P i n s k e r a jest wyposażone w trzy elektronografy, z których dwa są własnej konstrukcji. Te ostatnie wyróżniają się dużą dyspersją i dużą zdolnością rozdzielczą dzięki znacznej odległości próbka-klisza (80 cm) oraz dobrze skorygowanemu układowi optycznemu. Laboratorium jest również wyposażone w kilka bardzo pomysłowo skonstruowanych aparatów do rozpylania i wygrzewania próbek.

Laboratorium badania procesów wzrostów kryształów i mineralogii prowadzone jest przez prof. G. G. L e m m l e i n a. Jednym z najbardziej aktualnych zagadnień tu opracowywanych jest zagadnienie spiralnego wzrostu kryształów. W tej dziedzinie zarówno doświadczalnie, jak i teoretycznie zrobiono już bardzo wiele. Szczególnie interesujące są optyczne metody badań warstw spiralnych opracowane przez młodego naukowca kandydata nauk fizyko-matematycznych Natalię G l i k e.

Laboratorium optyki kryształów, którego kierownikiem jest doktor nauk fizyko-matematycznych N. E. W i e d i e n i e w a zajmuje się zjawiskiem zabarwienia i luminescencji kryształów wywoływanym promieniami Roentgena lub nadfioletem. Jednym z takich obecnie badanych zjawisk jest zabarwienie się i zmiana niektórych właściwości fizycznych kryształów kwarcu pod wpływem promieni Roentgena.

Kierownikiem laboratorium mechanicznych właściwości kryształów jest dr M. W. K l a s s e n - N i e k l u d o w a. Problematyka prac dotyczy badania procesów odkształceń kryształów i anizotropowości ich właściwości mechanicznych oraz badania zmian strukturalnych, jakie przy tych procesach zachodzą. Badane są również właściwości mechaniczne mas plastycznych. Wreszcie zagadnieniami obróbki kryształów zajmuje się kandydat nauk G i l b e r g. Opracował on między innymi metody cięcia i szlifowania cienkich płytek krystalicznych. Metoda ta jest przede wszystkim stosowana do przygotowywania płytek kwarcowych dla celów spektroskopii rentgenowskiej. Warto tu wspomnieć, że w Związku Radzieckim nie ma trudności z otrzymaniem dobrych, odpowiedniej wielkości kryształów kwarcu naturalnego. Widziałem w niektórych laborato-

riach kryształły kwarcu, pięknie wykształcone i przezroczyste, wielkości głowy ludzkiej lub nawet większe.

Pracując w laboratorium elektronograficznym miałem możność dzięki uprzejmości i inicjatywie profesora P i n s k e r a nie tylko zapoznania się z nowymi metodami badawczymi, ale również wykonania wycinka pracy naukowej dotyczącej badania struktury Ga Se. Została przy tym wykryta nowa faza krystaliczna tej substancji. Muszę podkreślić nadzwyczajnie życzliwy stosunek pracowników Instytutu dla gościa z Polski. Starali się oni we wszystkim pomagać. Żywe zainteresowanie budziły wśród wszystkich osiągnięcia fizyków polskich. Wydajność pracy w Instytucie jest ogromna. Podobnie jak u nas co tydzień odbywają się zebrania wszystkich pracowników naukowych Instytutu. Jednak nie referuje się na takim konwersatorium prac z literatury zagranicznej, ale własne prace (kandydackie lub te, które mają być oddane do druku). Zebrani mają możność przeprowadzenia oceny i krytyki opracowywanych zagadnień. Sukcesy naukowe są osiągane w większości przypadków na drodze bardzo pracowitych doświadczeń i żmudnych rachunków, wymagających wiele cierpliwości. Dużo prac jest wykonywanych kolektywnym wysiłkiem, bez którego nie byłoby możliwe przeprowadzenie pewnych doświadczeń. Prócz wyżej wspomnianych posiedzeń tzw. rad naukowych odbywa się jeszcze jedno jedyne zebranie naukowe dla wszystkich urządzone przez aspirantów. Na tym zebraniu referowane są i dyskutowane różne zagadnienia z fizyki. Materiał do referatu stanowią książki i czasopisma naukowe. Prócz tych zebrań odbywają się seminaria w poszczególnych laboratoriach. Dyskutuje się na nich wyniki własnych prac naukowych lub prac badawczych z innych ośrodków z tej samej dziedziny fizyki.

Opieka profesorów lub kierowników laboratoriów nad aspirantami jest bardzo troskliwa. Dla porównania można powiedzieć, że niemal taka jak u nas nad magistrantami. Naturalnie nie ma tu mowy o wykonywaniu prac za kogoś lub braku samodzielności u aspirantów. Opiekun jako doświadczony naukowiec pomaga w rozwiązywaniu tylko najpoważniejszych trudności.

Prace dyplomowe prowadzone w Instytucie przez studentów z różnych uniwersytetów są nadzwyczajnie starannie wykonywane. Można to stwierdzić czytając ich piękne opisy.

Biblioteka Instytutu, mimo że na pozór wydaje się bardzo mała, jest dobrze zaopatrzona w czasopisma krajowe i zagraniczne zarówno z fizyki, jak i innych nauk pokrewnych. W bibliotece pracują dwie osoby — nie fizycy. Dbają one nadzwyczaj o to, by postarać się jak najprędzej o potrzebną literaturę. Bywa tak, że bibliotekarka otrzymuje niekompletne dane, a mimo to w ciągu krótkiego czasu dostaje się szukany artykuł. Zamówione książki i czasopisma, których brak w Instytucie, otrzymuje

się nieraz jeszcze w dniu zamówienia, ponieważ bibliotekarki umieją postarać się o nie w innych bibliotekach.

Stosunek liczby pracowników technicznych do naukowych wynosi około 2 : 1. Warsztaty mechaniczne stanowią coś w rodzaju wydzielonego przedsiębiorstwa państwowego, przydzielonego do pracy dla Instytutu. Posiadają one oddzielne kierownictwo i księgowość. Średnio biorąc pensje zasadnicze pracowników warsztatowych kształtują się tak jak u nas. Dochodzą jednak do tego premie od 20—70%. Wysokość premii zależy od szybkości i jakości wykonania zamówienia. Decydujący głos przy ocenie wykonanej pracy ma pracownik naukowy. Liczba pracowników warsztatowych w stosunku do liczby pracowników naukowych jest znacznie większa niż u nas, mimo że nie ma tylu tak absorbujących robót. Zaopatrzenie Instytutu jest wzorowo prowadzone przez personel administracyjny.

Warunki pracy w laboratoriach są dość ciężkie ze względu na szczupłość pomieszczeń. Stan ten jednak ulegnie niebawem radykalnemu polepszeniu, ponieważ Prezydium Rady Ministrów Związku Radzieckiego podjęło uchwałę o wybudowaniu w ciągu najbliższych trzech lat nowego gmachu dla Instytutu Krystalografii AN ZSRR.

Wszystkich pracowników Instytutu cechuje chęć jak najlepszej i najowocniejszej pracy dla nauki i narodu.

Drugą placówką, z której pracami zapoznałem się bardziej dokładnie, jest laboratorium prof. K a s a t o c z k i n a w Instytucie Paliw AN ZSRR w Moskwie. Prowadzone są tu prace z dziedziny badań struktur polimerów, węgla i łupków bitumicznych oraz badania optyczne tych substancji (widma pochłaniania w podczerwieni).

Strukturą węgla zajmują się tu przede wszystkim prócz kierownika laboratorium kandydaci nauk L. L. R a z u n o w a i L. B. N i e p o m i e s z c z y j. Osiągnięto tu ciekawe rezultaty w wyniku badań zmian strukturalnych w węglach kamiennych pod działaniem temperatury, w granicach od 300—1000°C, oraz badań kinetyki formowania się i orientacji warstw atomowych przy pyrolizie.

Przeprowadzane są również badania anizotropowej budowy węgla kamiennych. Dysertacje kandydackie, które tu przeglądałem, zwracają na siebie uwagę nadzwyczajną pracowitością i starannością. Laboratorium zaopatrzone jest w szereg stanowisk rentgenowskich, mikroskopów elektronowych i elektronograf.

Trzeci instytut, w którym zapoznałem się z pracami laboratorium rentgenowskiego, to Instytut Chemii Krzemianów w Leningradzie. Kontynuuje się tu prace z dziedziny badań mikrostruktury substancji ciekłoi gazostających metodami niskokątowego rozpraszania promieni Roentgena.

Pionierem tego kierunku w Związku Radzieckim jest kandydat nauk fiz.-mat. D. J. P o r a j - K o s z y c — autor wielu prac z tej dziedziny. Obecnie wraz z nim nad teorią rozproszenia promieni Roentgena pod małymi kątami pracuje również młody pracownik naukowy F i l i p o w i c z. Tematyka laboratorium dotyczy:

1. uściślenia metod pomiarowych i rachunkowych przez uwzględnienie w pomiarach i obliczeniach wszystkich czynników zniekształcających rozkład natężenia w otrzymywanym obrazie rozproszeniowym,

2. opracowywania metod pozwalających rozstrzygnąć, czy wyniki z doświadczeń wielkości dotyczą rozmiarów i kształtu ziarn, czy też porów. Należy tu dla przykładu przytoczyć pracę P o r a j - K o s z y c a pt. „Zasada Babineta a rozpraszanie promieni Roentgena pod małymi kątami“ [27],

3. zagadnień związku zjawisk opalescencji szkła i jego mikrostruktury [28].

Ciekawostką laboratorium jest fotometr całkujący do otrzymywania krzywej radialnego rozkładu atomów wokół danego atomu w substancjach bezpostaciowych, na podstawie krzywej mikrofotometrycznej zdjętej z rentgenogramu lub elektronogramu. Fotometr został wykonany własnymi siłami. Zastosowanie jego bardzo ułatwia i upraszcza pracę. Można tu wspomnieć, że otrzymanie na drodze rachunkowej wspomnianych krzywych wymaga prócz innych rachunków obliczenia około 400 iloczynów $s \cdot i(s) \sin s \cdot r$ gdzie $i(s)$ to natężenie promieniowania rozproszonego, $s = \frac{4\pi \sin \vartheta}{\lambda}$, a r — odległości poszczególnych warstw atomowych od danego atomu w cząsteczce.

Prócz zaznajomienia się z problematyką naukową i metodami prac badawczych wyżej wspomnianych instytutów zwiedziłem laboratoria rentgenowskie w Państwowym Uniwersytecie Moskiewskim MPU i Uniwersytecie Charkowskim.

Wydział Fizyczny MPU rozporządza wspaniałym gmachem mieszczącym się na tyłach głównego budynku — Uniwersytetu. Laboratorium rentgenowskie obejmuje I i II pracownię studencką oraz szereg pracowni naukowych. I i II pracownia zajmuje około dziesięć pokoi, wyposażonych w nowoczesne aparaty rentgenowskie oraz inne przyrządy pomiarowe. W II pracowni studenci wykonują zadania posługując się również elektronografami. Student, który wybierze kierunek eksperymentalny, przez pełne 5 lat wykonuje zadania w pracowniach doświadczalnych. Student w I pracowni ma ćwiczenia, które dotyczą zarówno zasad działania aparatury rentgenowskiej, jak i łatwiejszych badań strukturalnych. W II pracowni wszyscy studenci odrabiają już poważniejsze zadania. W połowie trzeciego roku zaczyna się specjalizacja. Ci, którzy obrali kierunek badań

fizyki promieni X i badania strukturalne, specjalizują się w ciągu dwóch i pół lat. Daje to dobre rezultaty. Ludzie wychodzący z Uniwersytetu są już niezłymi fachowcami w swojej dziedzinie.

Laboratorium rentgenowskie podlega prof. Ż d a n o w o w i, kierownikowi oddziału badań budowy substancji. W skład tego oddziału wchodzi m. in. Katedra Rentgenografii i Fizyki Promieni Roentgena. Prace z dziedziny fizyki promieni X i jej zastosowań prowadzone są jednak również i przez inne katedry, np. katedrę fizyki kryształów. Badania prowadzone w poszczególnych pracowniach dotyczą: 1. struktury metali i stopów, 2. rentgenowskich widm emisyjnych i pochłaniania w prostych związkach chemicznych, 3. struktury białek. Prócz tego są prowadzone, zakrojone na szeroką skalę, prace związane z ulepszeniem metod pomiarowych i budową nowych typów przyrządów.

Drugie obszerne i dobrze wyposażone w nowe aparaty laboratorium rentgenowskie i elektronograficzne mieści się w gmachu Wydziału Chemicznego Uniwersytetu. Pracuje tu, znany ze świetnych książek na temat badań strukturalnych, prof. K i t a j g o r o d z k i. Jest on zarówno dobrym teoretykiem, jak i eksperymentatorem.

Z nowości aparaturowych znajdujących się w pracowniach rentgenowskich MPU warto zwrócić uwagę na szereg rentgenowskich spektrografów próżniowych własnej konstrukcji. Godną uwagi jest również metoda monochromatyzowania wiązek za pomocą płaskich kryształów pentaeritru, umieszczonych tuż przy okienku lampy rentgenowskiej.

W przeciwieństwie do Uniwersytetu Moskiewskiego pracownie fizyczne w Uniwersytecie Charkowskim są bardzo szczupłe i mało wykwintne. W laboratorium rentgenowskim, którego kierownikiem jest prof. P i n e s, aparatura jest przeważnie własnej konstrukcji. Na specjalną uwagę ze względu na swoją prostotę zasługują tu lampy rentgenowskie małoogniskowe oraz na podobnej zasadzie zbudowane elektronografy.

Tematyka laboratorium, poza zagadnieniami metodycznymi, dotyczy badania naprężeń w metalach i stopach.

Jak już wspomniałem, podczas pobytu w Związku Radzieckim brałem udział w dwóch sesjach naukowych. Jest zupełnie niemożliwe streścić w ramach tak krótkiego sprawozdania to, co było mówione na tych konferencjach. Na fiodorowskiej sesji ogłoszono bowiem 75 referatów z prac własnych, a na piątych wszechzwiązkowych obradach nad zastosowaniem promieni Roentgena do badań materiałów około 127 referatów z prac własnych i 11 o charakterze wykładów. Mogę dać więc tylko krótki przegląd prac najbardziej interesujących fizyka oraz poświęcić parę zdań organizacji konferencji.

Sesja fiodorowska jest co roku organizowana przez Instytut Fiodorowski i Międzyzwiązkowe Towarzystwo Mineralogiczne. Tak jak zwykle

tegoroczna sesja odbyła się w Leningradzie między 23 i 27 maja w gmachu Leningradzkiego Instytutu Górniczego. Z referowanych prac najbardziej interesujących fizyka były prace: akad. A. W. Szubnikowa pt. „Powierzchnie współczynnika rozszerzalności kryształów“, J. W. Jaworskiego pt. „Strefowa teoria budowy substancji“, akad. A. W. Szubnikowa pt. „Demonstracja doświadczeń z pływającymi kryształami pentaeritrynu i chlorku amonu“, prof. G. G. Lemmleina pt. „Badanie spiralnego wzrostu kryształów syntetycznej miki i badanie prędkości wzrostu elementarnych warstw kryształów“. Inne referaty dotyczyły charakterystyk nowoodkrytych struktur minerałów i syntetycznych związków, badania procesów tworzenia się minerałów i składu minerałów. Piąte Wszechzwiązkowe Obrady nad Zastosowaniem Promieni Roentgena do badań materiałów odbyły się również w Leningradzie między 23—29 czerwca br. Narady odbywały się jednocześnie w sześciu sekcjach: rentgenografii metali, rentgenografii niemetalicznych materiałów, rentgenowskiej analizy strukturalnej, rentgenowskiej spektroskopii, aparatury i metodyki elektronografii. Na wykładach o charakterze ogólnym mogli być obecni wszyscy uczestnicy konferencji. Wykłady te dotyczyły: 1. badań rentgenowskich naprężeń drugiego i trzeciego rodzaju w deformowanych metalach — prof. dr J. S. Terminasow, 2. struktury i właściwości krystalicznych materiałów — prof. dr G. S. Żdanow, 3. nowości w teorii analizy strukturalnej — prof. dr A. I. Kitajgorodski, 4. zastosowanie maszyn liczących do celów badań rentgenowskich struktur kryształów — kand. nauk Poraj-Koszyk, 5. elektronografii strukturalnej — dr B. K. Wajnsztejn, 6. zagadnień elektronograficznego badania metali — prof. dr Z. G. Pinskier, 7. osiągnięcia rentgenowskiej spektroskopii — dr M. A. Błochin, 8. badań metali i stopów metodami spektroskopii rentgenowskiej — prof. J. B. Borowski, 9. systematyka rentgenowskiej analizy strukturalnej — kand. nauk. I. N. Sorokin, 10. aparatura do badań strukturalnych — M. M. Umańskii, 11. perspektywy produkcji aparatów rentgenowskich — N. A. Bogoliubow.

Ja osobiście brałem udział w posiedzeniach sekcji rentgenowskiej spektroskopii oraz niektórych posiedzeniach sekcji aparatury i metod rentgenowskiej analizy strukturalnej. Materiały odnośne całej konferencji są opublikowane w książeczce pt.: „Tezy referatów piątych obrad nad zastosowaniem promieni Roentgena do badań materiałów“.

Prace z dziedziny spektroskopii rentgenowskiej dotyczyły: badań pewnych prawidłowości w strukturze zasadniczej krawędzi K pochłaniania atomów w kryształach chlorków i bromków metali alkalicznych, zagadnień budowy subtelnej krawędzi K cząsteczek chlorku germanu, badań struktury rentgenowskich widm pochłaniania atomów w kryształach jonowych, spektroskopii ciała stałego jako metody badania elektronowej

struktury pasm przewodnictwa w metalach i stopach, rentgenowskiej spektroskopii stopów w związku z ich właściwościami magnetycznymi, badania struktur linii emisyjnych, np. asymetrii i szerokości $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ linii atomów miedzi lub manganu, metodyki badań w obszarze długofalowym, widma promieni X (do 600 Å).

Na szczególną uwagę zasługują tu prace E. J. Wajnsztejna, R. L. Barińskiego i K. I. Narbutta [29—36]. Uczenci od szeregu lat zajmują się badaniem struktury zasadniczej krawędzi pochłaniania atomów w cząsteczkach związków chemicznych. Wprowadzili oni nowe metody interpretacji danych doświadczalnych, które pozwalają wyliczyć położenie, formę i względne natężenie linii pochłaniania, a także położenie granicy obszaru ciągłego widma energii na podstawie widma pochłaniania. Za pomocą tej metody wyjaśnili wspomniani autorzy strukturę krawędzi K pochłaniania promieni X w przypadku gazów szlachetnych i wielu prostych związków chemicznych. (Stosując tę samą metodę udało się prof. Baczowskiemu z Czechosłowacji objaśnić strukturę krawędzi K pochłaniania w przypadku neonu). W interpretacji subtelnej struktury krawędzi pochłaniania promieni X w kryształach zarysowują się wyraźnie dwa punkty widzenia:

1. badane pochłanianie jest uwarunkowane przez wszystkie atomy w sieci krystalicznej,

2. badane pochłanianie jest wywołane obecnością dodatkowych poziomów wynikających z defektów w sieci (typu F -centrów), których pojawienie wywołane jest przez promienie X w czasie fotografowania widma.

Aby rozstrzygnąć to zagadnienie Bariński i Wajnsztein poddają kryształ w czasie fotografowania widma silnemu naświetlaniu promieniami X pochodzącymi z drugiego źródła. Okazało się, że w tych warunkach nie otrzymano żadnych różnic w strukturze widma pochłaniania. Z doświadczenia tego autorzy wysnuwają wniosek, że drugi punkt widzenia jest niesłuszny.

Mimo dotychczasowego powodzenia metod służących do interpretacji struktury zasadniczej krawędzi pochłaniania autorzy tych metod uważają, że konieczne są dalsze badania dla pełnego teoretycznego objaśnienia mechanizmu powstawania widm pochłaniania promieni X w wieloatomowych cząsteczkach i ciałach stałych.

Na podstawie obrad sekcji aparatury i metodyki rentgenowskiej analizy strukturalnej można wnioskować, że dalsze prace w tym zakresie będą postępować w kierunku rozwoju techniki rentgenowskich lamp małogniskowych i coraz szerszego ich zastosowania do celów badań strukturalnych i spektroskopowych. Ważny jest również rozwój w opracowywaniu czułych metod detekcji promieni X, np. liczników scyntylicyjnych lub

fotomnożników z warstwami fotoczułymi nie utleniającymi się na powietrzu.

Duże znaczenie dla rozwoju badań struktury cienkich warstw metalicznych i stopów ma zastosowanie metod elektronograficznych.

Cechą charakterystyczną konferencji były bardzo ożywione dyskusje. Spotkali się tu bowiem zarówno fizycy pracujący w szkolnictwie wyższym, instytutach naukowych jak i w licznych laboratoriach przyfabrycznych. Nieraz można było słyszeć głosy bardzo szczerej i surowej krytyki odnośnie przedstawianych prac. W konferencji brało udział siedmiuset bardziej zaawansowanych naukowców. Liczba ta i ilość referowanych prac oraz ich poziom naukowy wskazują na to, jak wielkie znaczenie przywiązuje się w Związku Radzieckim do rozwoju tej gałęzi wiedzy. Obecny stan organizacji prac badawczych w tym zakresie pozwala na to, by fizycy odpowiadali konkretnie na pytania, jakie coraz częściej stawia przemysł laboratoriom naukowym. Biorąc udział w konferencji można było uświadomić sobie w całej pełni, jak daleko jesteśmy pod tym względem w tyle za naszymi sojusznikami, jak daleko jesteśmy w tyle w szkoleniu odpowiedniej do pracy w dziedzinie badań struktur kadry naukowej.

Na zakończenie pragnąłbym podzielić się z czytelnikami niektórymi wrażeniami z pobytu w Związku Radzieckim dotyczącymi gościnności gospodarzy. Otóż towarzysze radzieccy robili wszystko, aby uprzyjemnić mi czas wolny od pracy. Zaznajamiali mnie więc z osiągnięciami w dziedzinie przemysłu i rolnictwa, z pamiątkami historycznymi przedrewolucyjnymi i porewolucyjnymi, z klasyczną i współczesną sztuką teatralną, ze swymi galeriami obrazów. Organizowali dla mnie wycieczki dla zwiedzania pięknych i interesujących okolic Moskwy i Leningradu. Ta życzliwość i serdeczność cechowała nie tylko ludzi, z którymi pracowałem, ale wszystkich, z którymi miałem sposobność rozmawiać.

Literatura

1. W. Zachariassen, *Acta Cryst.*, **1**, 68 (1952).
2. И. М. Руманова, *Труд. Инст. Крист.* **10**, 25 (1954).
3. Г. С. Жданов, *Труд. Инст. Крист.*, **9**, 3 (1954).
4. З. Г. Пинскер, *Диффракция Электронов Изв. АН СССР* (1949).
5. С. А. Семилетов, *Труд. Инст. Крист.*, **10**, 76 (1954).
6. Б. К. Вайнштейн, *Труд. Инст. Крист.*, **10**, 49 (1954).
7. Б. К. Вайнштейн и З. Г. Пинскер, *Труд. Инст. Крист.*, **10**, 62 (1954).
8. Б. К. Вайнштейн, *ЖФХ*, **29**, 321 (1955).
9. Л. И. Татарина и З. Г. Пинскер, *ДАН СССР* **14**, 265 (1954).
10. З. Г. Пинскер, *У. Х.* **20** **1**, 104 (1951).
11. Б. К. Вайнштейн, *Труд. Инст. Крист.*, **6**, 193 (1951).
12. Б. К. Вайнштейн, *Труд. Инст. Крист.*, **9**, (1954).
13. Б. К. Вайнштейн, *Вестник АН СССР*, **3**, 44 (1952).

14. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 5, 7 (1949).
15. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 6, 173 (1951).
16. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 6, 193 (1951).
17. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 9, 259 (1954).
18. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 10, 115 (1954).
19. Б. К. Вайнштейн, ДАН СССР 73, 103 (1950).
20. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 90, 777 (1953).
21. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 85, 1239 (1952).
22. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 68, 301 (1949).
23. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 83, 227 (1952).
24. Б. К. Вайнштейн, Труд. Инст. Крист., 99, 81 (1954).
25. Б. К. Вайнштейн, ЖЭТФ 25, 157 (1953).
26. Б. К. Вайнштейн, ЖФХ 26, 1774 (1952).
27. Е. А. Порай-Кошиц и В. Н. Филипович, Изв. АН СССР 1, 21 (1955).
28. С. П. Жданов, Е. А. Порай-Кошиц, Д. И. Левин, ИАН СССР 2, 197 (1955).
29. П. Л. Баринский, К. М. Нарбутт, Э. Е. Вайнштейн, ДАН СССР 1, 49 (1951).
30. Э. Е. Вайнштейн, Р. Л. Баринский, К. М. Нарбутт, ДАН СССР 2, 225 (1951).
31. К. М. Нарбутт, Э. Е. Вайнштейн и Р. Л. Баринский, ДАН СССР, 3, 381 (1952).
32. Э. Е. Вайнштейн, Р. Л. Баринский, К. М. Нарбутт, ЖЭТФ, 5, 593 (1952).
33. Р. Л. Баринский, Э. Е. Вайнштейн и К. М. Нарбутт, ДАН СССР 3, 355 (1952).
34. К. М. Нарбутт, ДАН СССР, 1, 21 (1953).
35. К. М. Нарбутт, ДАН СССР, 2, 273 (1953).
36. К. М. Нарбутт, ЖЭТФ, 2, 208 (1954).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Sesja sprawozdawcza Zakładu Elektroniki Ciała Stałego Instytutu Fizyki PAN

Dnia 11 grudnia 1954 r. odbyło się w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie posiedzenie sprawozdawcze Zakładu Elektroniki Ciała Stałego. Tematykę prac omówiono według poniższego programu:

1. Ogólna charakterystyka problematyki prac Zakładu — ref. L. Sosnowski.
2. Półprzewodnikowe detektory podczerwieni — ref. A. Wolska.
3. Właściwości fotoczułych warstw mikrokrystalicznych — ref. J. Ostrowski, H. Rzewuski, I. Filiński, A. Zaręba.
4. Technika produkcji i badania właściwości monokryształów — ref. S. Roupert, K. Morkowska, W. Wardzyński.
5. Badania elektronograficzne i prace z mikroskopii elektronowej — ref. A. Feltynowski.

Sesję otworzył prof. L. Sosnowski informując zebranych, że posiedzenie ma na celu zaznajomienie słuchaczy nie tylko z tematyką i osiągnięciami Zakładu, ale również z metodami pracy i napotykanymi trudnościami.

Ośrodek warszawski opracował metody otrzymywania cienkich warstw polikrystalicznych półprzewodnikowych, posiadających właściwość foto-przewodzenia. Warstwy te są wytwarzane z następujących materiałów półprzewodnikowych: PbS, PbSe, PbTe i Tl_2S . Detektory te pozwalają wykrywać promieniowanie podczerwone o natężeniu rzędu 10^{-10} wat/cm². z progiem czułości po stronie fal długich widma dochodzącego do 5μ .

Obecnie Zakład coraz więcej uwagi przypisuje metodom otrzymywania monokryształów półprzewodnikowych tak ze względu na możliwość badania właściwości fotoelektrycznych, optycznych i innych, jak też ze względu na liczne zastosowania praktyczne (triody krystaliczne). Ponadto efekt tranzystorowy, występujący w specjalnie spreparowanych monokryształach, stanowi podstawę nowoczesnych metod badania ruchliwości nośników prądu w półprzewodnikach. W opracowaniu są metody otrzymywania monokryształów intermetalicznych z pierwiastków należących do III i V grupy układu periodycznego.

Na specjalną uwagę zasługują monokryształy z InSb ze względu na stosunkowo dużą ruchliwość elektronów. (German $2600 \text{ cm}^2/\text{Vsek}$, InSb $80000 \text{ cm}^2/\text{Vsek}$). Wytwarzane są także kryształy KBr i KJ.

Temat 3 obejmuje opracowywanie metod badań właściwości elektrycznych, fotoelektrycznych, optycznych i innych cienkich warstw polikrystalicznych, półprzewodnikowych; wreszcie temat 5 dotyczy badań struktury i morfologii warstw polikrystalicznych oraz prac z optyki elektronowej.

Temat 2 zreferowała prof. A. W o l s k a zaznaczając na wstępie, że do czasu pojawienia się teorii kontaktowej L. S o s n o w s k i e g o prace nad warstwami polikrystalicznymi miały charakter empiryczny. Dopiero L. S o s n o w s k i zwrócił uwagę na to, że opór warstwy polikrystalicznej z PbS jest około 1000 razy większy od oporu monokryształu o tych samych wymiarach i kształcie i że efekty fotoprzewodzenia i fotowoltaiczny są uwarunkowane istnieniem kontaktów między mikrokryształami warstwy.

Następnie prof. W o l s k a zwróciła uwagę na to, że praca teoretyczna B e l l a i współpracowników (1953) oraz praca doświadczalna G i b s o n a (1952) potwierdzają słusność podstawowego założenia teorii S o s n o w s k i e g o (1947), że fotoelektrony przewodnictwa pochodzą z pasma podstawowego i że szerokość pasma wzbronionego wynosi około 0,3 eV.

Z kolei prof. W o l s k a podkreśliła znaczenie heurystyczne teorii dla opracowania metod wytwarzania fotoczułych warstw z PbSe, Tl_2S i PbTe i wreszcie wspomniała o metodzie otrzymywania fotoczułych warstw „otwartych“, niewrażliwych na wpływ powietrza atmosferycznego.

Następnie zreferowane zostały prace objęte tematem 3.

Mgr J. O s t r o w s k i mówił o kinetyce fotoprzewodnictwa w warstwach Tl_2S . Z analizy zależności między niektórymi właściwościami warstwy otrzymanymi z doświadczeń wynika, że rekombinacja nośników prądu w warstwie Tl_2S , aktywowanej tlenem, jest procesem drugiego rzędu. Całkowita energia rekombinacji nie może być bezpośrednio przekazana sieci krystalicznej, lecz że częściowo przynajmniej musi być oddana drugiemu swobodnemu nośnikowi prądu.

Inne prace, z jakimi mgr J. O s t r o w s k i zapoznał zebranych, dotyczyły metody pomiaru czasu relaksacji w warstwach fotoczułych z PbSe. Nową cechą metody stanowi zastosowanie wykładniczej podstawy czasu. Najkrótszy czas dla komórki PbSe wynosi 0,25 sek. Analogiczną metodę zastosowano do pomiaru czasu relaksacji zjawiska fotowoltaicznego w Tl_2S .

Mgr H. R z e w u s k i omówił nową metodę pomiaru koncentracji i ruchliwości nośników prądu oraz aktywności stanów powierzchniowych w półprzewodnikach.

Mgr I. F i l i ń s k i mówił o badaniach absorpcji promieniowania i fotoluminescencji w półprzewodnikach.

W dyskusji brali udział profesorowie J. Groszkowski, M. Jeżewski, B. Minc, W. Ścisłowski i L. Sosnowski.

W przerwie między posiedzeniem rannym i popołudniowym odbyło się zwiedzanie pracowni naukowych, podczas którego goście mieli możliwość wyczerpująco zaznajomić się z pracami prowadzonymi w Zakładzie oraz przeprowadzić szczegółowe dyskusje i otrzymać wyjaśnienia od pracowników Zakładu.

Sesję popołudniową rozpoczął mgr A. Zaręba referatem o badaniach wpływu promieni Roentgena na przewodnictwo warstw PbS. Stwierdził on, że warstwy o dużej czułości optycznej wykazują czułość rentgenowską i przeciwnie — istnieje paralelizm między zmianami fotoczułości i rentgenoczułości przy zmianie temperatury warstw.

W grupie referatów o monokryształach prof. S. Roupert omówił trzy prace prowadzone obecnie w Zakładzie nad wytwarzaniem monokryształów półprzewodnikowych:

1. pracę dotyczącą wytwarzania monokryształów jonowych KBr i KJ metodą Kyrpoulosa,
2. pracę dotyczącą wytwarzania monokryształów PbS i PbSe metodą powolnego chłodzenia pod próżnią mieszaniny roztopionego ołowiu i siarki bądź selenu,
3. pracę dotyczącą wytwarzania monokryształów związków między-metalicznych pierwiastków grupy III i V. Na wyróżnienie zasługują kryształy InSb, gdyż ze względu na dużą ruchliwość elektronów, dochodzącą do $80000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$, rokują dużą przyszłość jako materiał tranzystorowy.

Mgr K. Morkowska zaznajomiła zebranych z pracami nad badaniem stopnia czystości materiałów półprzewodnikowych. Opracowane są metody pomiaru tych wielkości, głównie za pomocą pomiarów przewodnictwa i stałej Halla. W budowie jest aparatura do nakładania elektrod w próżni, która pozwoli na porównanie właściwości różnic nanoszonych kontaktów.

Mgr W. Wardzyński referował wyniki swych badań nad absorpcją promieniowania podczerwonego w kryształach jonowych KBr i KJ (produkowanych metodą Kyrpoulosa) z domieszkami KNO_3 , K_2CO_3 , $\text{K}_2\text{C}_2\text{O}_4$ i KOH.

O pracach z mikroskopii elektronowej i elektronografii, w szczególności o badaniach „otwartych“ fotoprzewodzących warstw z PbS, mówił mgr A. Feltynowski. Elektronowe obrazy dyfrakcyjne wykazują wyraźnie odstępstwa od typowej struktury PbS. Wyjaśnienie tego faktu jest przedmiotem dalszych badań. Poza pracami nad strukturą i morfologią warstw projektowane jest rozpoczęcie badań w dziedzinie optyki elektronowej.

W Zakładzie poza wyżej wymienionymi pracami naukowymi prowadzone są również prace zlecone Zakładowi przez inne instytuty. Między innymi prowadzone są badania struktury warstw korozyjnych metodą dyfrakcji elektronowej, badania celulozy, proszków wolframu i molibdenu, badania wielkości ziaren BaSO_4 oraz szereg innych prac o znaczeniu praktycznym.

W dyskusji prof. Sosnowski zwrócił uwagę na wielkie trudności, jakie należało pokonać, aby przygotować warstwy fotoprzewodzące możliwe do zbadania metodą mikroskopii elektronowej.

Prof. S. Loria w imieniu Rady Naukowej Instytutu zamknął posiedzenie stwierdzając, że tego rodzaju konferencja, połączona ze zwiedzaniem pracowni, stanowi najwłaściwszą kontrolę działalności naukowej Zakładu. Sesja taka pozwala poznać osobiście pracowników naukowych Zakładu, poznać tematykę badawczą, metody pracy oraz osiągnięte wyniki.

Jako pierwszy przykład tak wykonanej kontroli działalności sesja sprawozdawcza Zakładu Elektroniki Ciała Stałego daje ważne wskazówki wszystkim zakładom Instytutu Fizyki PAN, a także innym instytutom badawczym.

T. Piwkowski

Konferencja spektroskopowa w Tartu

Konferencje spektroskopowe organizowane co 2 lata przez Komisję Spektroskopową przy AN ZSRR stanowią tradycyjną formę przeglądu osiągnięć, wymiany doświadczeń i nawiązywania kontaktów. W okresie 5—11. VII. 1954 r. odbyła się w Tartu (Estońska SRR) IX kolejna konferencja spektroskopowa. Konferencja miała charakter roboczy. Udział wzięli w niej fizycy, chemicy, pracownicy przemysłu oraz przedstawiciele pokrewnych nauk (np. astronomowie) — razem 750 osób. Z bardziej znanych uczestników konferencji należy wymienić Landsberga, Czulanowskiego, Piekara i Kitajgorodskiego. Zreferowano około 184 prac.

Obrady toczyły się w trzech sekcjach: 1) spektroskopii molekularnej, 2) spektroskopii ogólnej i atomowej z włączeniem zagadnień metodyki i aparatury, 3) analizy spektralnej.

Jak wynika z zestawienia tytułów prac zgłoszonych na konferencję, zakres zagadnień, którymi się zajmowano, wykracza daleko poza ramy tradycyjnej spektroskopii. Przejawia się to przede wszystkim w stosowaniu spektroskopii do badania gazowego, ciekłego i stałego stanu substancji obok zastosowania do wyjaśnienia budowy atomów i cząsteczek aż do najdrobniejszych ich szczegółów (np. optyczne metody badania pewnych właściwości jąder atomowych). Metody spektroskopowe znajdują szczegól-

nie płodne zastosowanie przy badaniu tak złożonych zjawisk, jak wyładowanie elektryczne w gazie, iskra itp.

Zasługuje na uwagę podkreślenie praktycznego aspektu badań w tematyce konferencji. Jest ogólnie znane zastosowanie metod spektroskopii w metalurgii. Nie wszyscy jednak wiedzą, że tutaj prowadzi się dalszą wyteżoną pracę nad stworzeniem nowych, udoskonalonych metod, zapewniających zwiększenie czułości, dokładności i szybkości analizy oraz pozwalających objąć analizą nowe ważne pierwiastki. Jako przykład można przytoczyć bardzo wyśrubowane wymagania stawiane czułości metod analizy spektralnej w związku z technologią tworzyw o bardzo wysokiej czystości.

Szereg prac poświęcono metodom analizy szlak, rud, minerałów oraz wprowadzeniu analizy ilościowej do geologii. Spektroskopia coraz silniej wkracza do różnych dziedzin życia, jak np. do przemysłu chemicznego, farmaceutycznego, medycyny, a ostatnio także rolnictwa. Nie jest możliwe sprostanie nasuwającym się w związku z tym zadaniom bez rozwoju techniki eksperymentalnej.

W przeciągu trzech ostatnich lat przemysł ZSRR osiągnął zasadnicze postępy w zakresie konstrukcji i seryjnej produkcji większej liczby całkowicie nowoczesnych przyrządów spektralnych. Zwraca uwagę szerokie zastosowanie siatek dyfrakcyjnych. Opanowano produkcję siatek dyfrakcyjnych różnych typów: siatki mające 600—1200 rys na mm i promień krzywizny 1 m, nacięte na szkło; siatki wklęsłe o promieniu krzywizny 2 i 3 m (600—1200 rys na mm) z koncentracją wiązki w żądanym rzędzie ugięcia, nacięte na powłocę aluminiowej; wreszcie siatki płaskie o liczbie rys 600—1200 na mm i wymiarach 150×150 mm. Te ostatnie mogą być wykonane z koncentracją wiązki. Produkuje się również eszelety dla podczerwieni.

Charakterystyczne jest także przejście na fotokomórki i fotomnożniki jako detektory promieniowania.

Nowe przyrządy tworzą następujące grupy:

a. przyrządy do nadfioletu próżniowego, b. przyrządy o dużej świetlności (np. 1 : 0,7), c. przyrządy o znacznej dyspersji i zdolności rozdzielczej (np. spektrograf szklany o zdolności rozdzielczej $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 200\,000$), d. przy-

rzędy interferencyjne (np. etalon Fabry), e. spektrofotometry (np. spektrofotometr szklany), f. przyrządy do podczerwieni, specjalne generatory do wzbudzania widm, mikrofotometry rejestrujące i wiele innych.

Przechodząc do ogólnej charakterystyki obrad w sekcji I trzeba podkreślić rozszerzenie zakresu badań, a w szczególności wprowadzenie metod radiospektroskopii oraz intensyfikację badań w zakresie podczerwieni.

Duża część prac była poświęcona badaniu widm oscylacyjnych, co

wiąże się z zagadnieniami fizyki cząsteczek, chemii i analizy chemicznej. Należą tutaj: doświadczalne i teoretyczne badania widm oscylacyjnych, badania oddziaływań międzycząsteczkowych i reakcji chemicznych poprzez widma oscylacyjne, opracowanie spektroskopowych metod badań i metodyki analizy dla przemysłu naftowego i przemysłu mas plastycznych, badania mechanizmu rozproszenia ramanowskiego, a w szczególności rezonansowego rozproszenia ramanowskiego i zależności natężenia linii ramanowskiej od temperatury. Przedmiotem badań są związki organiczne, zarówno węglowodory, jak i związki heterocykliczne. Poza tym związki boru i krzemu.

Inna grupa prac tej sekcji była poświęcona elektronowym widmom pochłaniania i wyświecania cząsteczek. Powyższa grupa prac obejmuje zarówno ogólne zagadnienia teorii elektronowych widm złożonych cząsteczek, jak i szczegółowe zagadnienia związane z badaniem optycznych widm cząsteczek. Na szeregu przykładów była zilustrowana płodność metod spektralnych przy badaniu różnych zjawisk fizyczno-chemicznych i przy rozwiązywaniu zagadnień analitycznych. Na specjalną uwagę zasługują prace dotyczące związku elektronowych widm cząsteczek z ich strukturą i ze zjawiskami fizyczno-chemicznymi w badanych układach.

Osobną grupę tworzą prace poświęcone eksperymentalnym badaniom spektralnych właściwości kryształów. Prace te dotyczą położenia poziomów energetycznych w ciele stałym, anizotropii przejść elektronowych i oscylacyjnych w kryształach, jak również zjawisk fotochemicznych. Kilka prac dotyczyło teorii tych zjawisk. Wreszcie wiele uwagi zwrócono na zagadnienie metodyki badań molekularno-spektroskopowych i ich zastosowania analityczne.

W sprawozdaniu z konferencji podkreśla się ducha dyskusji panującego w czasie obrad oraz współpracę fizyków z fizyko-chemikami, chemikami organikami, analitykami i specjalistami z dziedziny ciała stałego. Współpraca ta wyrażała się nie tylko w udziale specjalistów z różnych dziedzin w ostrej i wielostronnej dyskusji, ale również w zgłaszaniu przez nich prac.

Przytoczę tutaj dla ilustracji powyższego dwa przykłady. Jeden z nich dotyczy P i e k a r a znanego specjalisty w zagadnieniach ciała stałego, który w obszerniejszym referacie dał syntezę własnych prac teoretycznych dotyczących kształtu i zależności od temperatury pasm domieszkowego pochłaniania i luminescencji w stałych i ciekłych dielektrykach. Wreszcie K i t a j g o r o d s k i omówił możliwości, jakie daje analiza rentgenowska kryształów molekularnych z punktu widzenia badania konfiguracji cząsteczek i deformacji kątów, walencyjnych w kryształach.

Na zakończenie pragnę zwrócić uwagę na to, że większość zgłoszonych prac stanowiły prace zespołowe.

Prace pozostałych sekcji będą omawiane w miarę napływu odpowiednich materiałów.

Kazimierz Rosiński

Sprawozdanie opracowano na podstawie następujących materiałów:

1. Б. С. Непорент, П. П. Феофилов. УФН 55, 443 (1955).
2. Изв. АН СССР сер. физ. 18, Nr 6, (1954).

Międzynarodowa Konferencja Fizyków w Pizie

Między 12 a 18 czerwca br. odbyła się w Pizie międzynarodowa konferencja poświęcona zagadnieniom cząstek elementarnych. Wzięło w niej udział ponad 400 fizyków z 20 różnych krajów. Z Polski przybyli profesorowie M. Danysz, M. Mięśowicz, H. Niewodniczański, J. Pniewski i J. Werle.

Była to już druga z kolei konferencja organizowana przez Włoskie Towarzystwo Fizyczne na temat cząstek elementarnych promieniowania kosmicznego. Tym razem gospodarze starali się nadać jej szczególnie uroczysty charakter wobec przypadającej równocześnie setnej rocznicy istnienia czasopisma *Il Nuovo Cimento* — organu Towarzystwa. Inauguracyjne przemówienie prof. G. Polvaniego, odtwarzające historię czasopisma, uroczyste posiedzenie poświęcone pamięci Enrico Fermiego, przygotowanie wystawy pamiątek i prac wielkich fizyków związanych z Pizą, wreszcie piękna średniowieczna pantomina odtworzona na murach i dziedzińcu zamkowym w czasie pierwszego spotkania towarzyskiego — stanowiły razem doskonałe ramy dla całej konferencji.

Posiedzenia naukowe konferencji odbywały się w trzech równoległe pracujących sekcjach.

Tematykę sekcji A stanowiły zagadnienia związane z ciężkimi nietrwałymi cząstkami; sekcji B, teoretycznej — kwantowa teoria pól oraz oddziaływania między mezonami i nukleonami; posiedzenia sekcji C nie miały ustalonej tematyki. Program przewidywał ogółem 140 referatów oraz ponadto na sekcjach A i B — 11 referatów ogólnych o charakterze wykładów, jednak w czasie Konferencji zgłoszono dodatkowo na samej sekcji A ponad 20 referatów.

Przy tak obszernym programie posiedzenia odbywały się przez cały dzień, w zasadzie jednak na referowanie prac własnych przeznaczono jedynie 4 dni, natomiast piąty ostatni dzień konferencji został zarezerwowany na dyskusję wspólną dla wszystkich sekcji, mającą na celu podsumowanie wniosków.

Piszący to sprawozdanie brał udział głównie w posiedzeniach sekcji A. Tematykę sekcji B przedstawia w osobnym sprawozdaniu prof. J. Werle.

Referaty sekcji C były w większości słabo lub nawet zupełnie nie związane z właściwą tematyką konferencji, na przykład niektóre dotyczyły zagadnień z zakresu ultradźwięku. Referaty te były wygłaszane w języku włoskim. Jeden dzień posiedzeń tej sekcji obejmował jednak tematy z zakresu oddziaływań cząstek promieniowania kosmicznego z jądrami atmosfery, wobec czego w dniu tym obie sekcje doświadczalne A i C stały się konkurencyjne dla siebie.

Cel i problematykę posiedzeń sekcji A najlepiej scharakteryzowały wykłady wstępne:

prof. E. A m a l d i e g o — „Mezon τ “,

prof. C. C. B u t l e r a — „Hyperony i mezony neutralne“,

prof. C. F. P o w e l l a — „Hyperony i ciężkie mezony naładowane“,

prof. L. L e p r i n c e - R i n g u e t — „Ciężkie mezony naładowane w komorze Wilsona: przypadki S i V“,

prof. M. D a n y s z a — „Hyperfragmenty“.

Krytyczny przegląd danych dotyczących ciężkich mezonów został podjęty przede wszystkim w celu zorientowania się w możliwościach przeprowadzenia właściwej klasyfikacji tych mezonów. Niepewność wyznaczenia mas i szczupłość innych danych, tyczących się na przykład spinu i parytetu sprawiły, że głównym wskaźnikiem identyfikacji ciężkich mezonów był i raczej nadal jest ich rozpad. Mezony o najwyraźniejszej na tej drodze ujawnionej indywidualności można rozklasyfikować według następującego schematu:

$$\tau^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{+} + \pi^{-}$$

$$\tau'^{+} \rightarrow \pi^{+} + 2\pi^{0}$$

$$\theta^{0} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$$

$$\chi^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{0} \quad (K_{\pi 2})$$

$$\kappa^{+} \rightarrow \mu^{+} + 2\nu \quad (K_{\mu 3})$$

$$K_{\mu} \rightarrow \mu + \nu \quad (K_{\mu 2})$$

$$K_{\beta} \rightarrow \beta + 2\nu \quad (K_{\beta 3})$$

Jednak coraz precyzyjniejsze pomiary masy, w szczególności wykonane za pomocą spektrometru ze sztucznie produkowanymi mezonami, wskazują obecnie, że dla większości spośród tych mezonów różnica między ich masą i masą najlepiej znanego mezonu τ zawiera się w granicach błędu pomiarowego, na przykład dla τ'

$$\Delta m = -2 \pm 9 m_e; \text{ dla } \chi - 9 \pm 13 m_e; \text{ dla } K_{\mu} - 2 \pm 10 m_e$$

(czy nawet $-1,8 \pm 3,3 m_e$).

Wobec tego szczególnie interesująca byłaby odpowiedź na następujące pytania:

1. Czy istnieją różnice w masach cząstek różnie rozpadających się?
2. Jakie są względne prawdopodobieństwa występowania mezonów różnie rozpadających się i ewentualnie w pewnym sensie związane z tym pytanie inne — jakie są ich czasy życia?
3. Jakie jest widmo energii cząstek wtórnych?

Wszystko to miałyby prowadzić do odpowiedzi na zasadnicze pytanie — czy mamy tu do czynienia z różnymi cząstkami, czy z różnymi sposobami rozpadu tych samych cząstek?

Wysoce interesujące były wyniki przedstawione przez dra D. H. S t o r k a z Berkeley. Odnosiły się one do ciężkich mezonów i hyperonów wytwarzanych w bewatronie, przy czym dysponowano energiami mezonów π do 6,2 BeV. Wyznaczono dokładniej masy różnie klasyfikowanych mezonów ciężkich, otrzymano pewne dane dotyczące się przekrojów czynnych dla oddziaływań mezonów K^+ z jądrami, wreszcie — względne natężenia produkowanych mezonów.

Również bogaty materiał odnośnie mas mezonów, widma energetycznego cząstek wtórnych, a w szczególności identyfikacji mezonu χ dostarczyły laboratoria opracowujące materiał zawarty w emulsjach warstwowych należących do dużego bloku emulsji, zwanego „blokiem G”. W grupie tej prof. O’C e a l l e i g h z Dublinu przedstawił szereg dobrze zidentyfikowanych przypadków normalnego rozpadu χ oraz jeden przypadek alternatywnego rozpadu $\chi \rightarrow \pi + e^+ + e^- + \gamma$. Na tej drodze można było uzyskać na masę mezonu χ wartość $965 \pm 5 m_e$, a więc znow bliską masy mezonu τ , oraz na energię rozpadu wartość około 110 MeV.

Prof. M. M e r l i n z Padwy przedstawił wyniki dotyczące się masy i energii rozpadu mezonu K_{μ_2} : $m = 969 \pm 7 m_e$.

Dr M. W. F i e d l a n d e r, referujący prace grupy bristolskiej, podał dane odnoszące się do ciągłego widma energetycznego cząstek pochodzących z rozpadu mezonu K_{μ^+} .

Oczywiście przytoczone przykłady obejmują jedynie małą część referowanych wyników. Z podsumowania obecnych danych można by jedynie uważać za ustalone istnienie dwóch różnych rodzin ciężkich mezonów: τ i Θ , których przedstawiciele różnią się parytetem lub spinem. Masy ich są prawdopodobnie bardzo zbliżone do siebie.

Drugi problem ześrodkowujący uwagę uczestników konferencji obejmował zagadnienia dotyczące się hyperonów i hyperfragmentów, a przede wszystkim współzależności hyperonów i ciężkich mezonów, zaznaczający się coraz silniej przy produkcji tych cząstek. Nie byłoby celowe przytaczanie całego materiału danych eksperymentalnych, wśród których można by wymienić takie przypadki, jak na przykład obserwację hyperfrag-

mentu ${}^4_1\text{H}$. Problem hyperonów jest jeszcze ciągle raczej świeżym problemem i wydaje się, że rozszerzenie badań w tym kierunku da szczególnie interesujące wyniki.

Należy jeszcze wspomnieć o pracach dotyczących się oddziaływań szybkich cząstek i fotonów z materią. Wobec zanotowania pewnych przypadków kaskad fotonowo-elektronowych, atypowych w swym rozwoju, ciekawy był przypadek referowany przez prof. M. Mięsowicza. Wydaje się, że analiza szeregu takich przypadków pozwoli ustalić granice stosowalności teorii oddziaływań elektromagnetycznych.

W toku konferencji dyskusja nad różnymi problemami stawała się coraz bardziej żywa, zresztą w znacznej części była prowadzona poza salami audytoryjnymi.

Ostatniego dnia prof. R. W. Thompson oraz prof. M. Gell-Mann przedstawili całość wyników eksperymentalnych i obecnie możliwych powiązań teoretycznych.

J. Pniewski

Sprawozdanie z posiedzeń sekcji teoretycznej Międzynarodowej Konferencji Fizyków w Pizie

Referaty wygłoszone na sekcji teoretycznej (B) dotyczyły bądź to kwantowej teorii pól, bądź też fenomenologicznej teorii różnych reakcji między cząstkami elementarnymi. Referaty pierwszej grupy przedstawiały najczęściej matematyczne badania ogólnie znanych, ale niemniej jednak bardzo skomplikowanych, równań kwantowej teorii pól. Na uwagę zasługują w tej grupie liczne prace dotyczące analizy funkcjonalnej oraz badania własności propagatorów i innych specjalnych funkcji, występujących przy przybliżonym rozwiązywaniu równań kwantowej teorii pól (Schwinger, uczniowie Peierlsa z Birmingham i inni). Charakteryzując krótko tę grupę prac można powiedzieć, że dążą one do matematycznego pogłębienia naszych wiadomości o polach kwantowych. Trudno dziś ocenić, w jakim stopniu te prace przydadzą się w przyszłej teorii cząstek elementarnych, ponieważ zarówno stosowane metody aproksymacyjne, jak i same równania poddawane są w wątpliwość.

Jedyną próbę podania zwartej teorii cząstek elementarnych, wychodzącą poza ramy konwencjonalnej teorii pól, przedstawił W. Heisenberg. Podstawowym założeniem jego teorii jest przyjęcie jedynego fundamentalnego pola spinorowego ψ , które ma spełniać nieliniowe równanie

$$\left\{ \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + l^{-1} \psi^+ \psi \right\} \psi = 0. \quad (1)$$

Wszelkie cząstki, zarówno fermiony, jak i bozony, usiłuje Heisenberg wydobyć ze swej teorii jako stany pobudzone tego fundamentalnego pola ψ . Jednakże tylko w pewnych szczególnych warunkach stany te można utożsamić ze znanymi nam z doświadczenia cząstkami. Heisenberg nawiązuje bowiem do swych dawniejszych koncepcji utrzymując, że teorie kwantowe są słuszne tylko w granicy, gdy odległości między cząstkami są bardzo wielkie, a więc np. w problemach zderzeniowych. Zgodnie z tym Heisenberg dzieli całą przestrzeń Hilberta, w której rozgrywają się zjawiska fizyczne opisane przez równanie (1), na dwie części: a. obserwowalną, b. nieobserwowalną. W problemach zderzeniowych, tj. w obszarze asymptotycznym, mamy do czynienia z przejściami między stanami podprzestrzeni a. Natomiast przy rozpatrywaniu stanów związanych w grę wchodzi cała przestrzeń Hilberta. Uczniowie Heisenberga wykonali już pewne rachunki w celu wyznaczenia spektrum mas najlżejszych dopuszczalnych w jego teorii cząstek elementarnych. Okazało się, że w pierwszym przybliżeniu otrzymuje się masy bozonów, które są rzędem wielkości zbliżone do mas mezonów grupy π oraz τ . Z tego bardzo zbliżonego i prowizorycznego wyniku Heisenberg jest bardzo zadowolony twierdząc, że lepszą zgodność z doświadczeniem można będzie otrzymać dopiero po dokładniejszym rachunku i uwzględnieniu spinu izotopowego.

M. Markow przedstawił zagadnienie dynamicznie odkształcalnego formfaktora w teorii cząstek elementarnych. Teoria Markowa zrywa z usiłowaniami wielu dotychczasowych teorii nielokalnych przedstawienia cząstki elementarnej jako sztywnego tworu odkształcającego się jedynie wskutek transformacji Lorentza, tj. przy zmianie prędkości. Model Markowa uwzględnia obok takiego kinetycznego również dynamiczne odkształcenie cząstki nie uwzględniane przez innych autorów.

Nieco odrębne zagadnienie, choć związane z kwantową teorią pola, stanowią tzw. absolutne reguły wyboru wynikające z niezmienniczości teorii względem różnych transformacji. Mimo znacznych osiągnięć tego kierunku badań i fundamentalnego znaczenia reguł wyboru dla doświadczalnika prac z tej dziedziny prawie nie było. W najbardziej może tematycznie zbliżonym referacie przeglądowym pt. „O relatywistycznej niezmienniczości w teoriach kwantowych“ E. P. Wigner wspominał wprawdzie o tych zagadnieniach, jednakże główny nacisk położył na bardziej filozoficzne rozważania nad głównymi postulatami teorii kwantowej. Stwierdził on, że niewątpliwe osiągnięcia kwantowej teorii pól w ostatnim dziesięcioleciu noszą charakter zdecydowanie formalny i nie dotyczą strony koncepcyjnej teorii. Trudności, na które natrafia obecnie kwantowa teoria pól i przyporządkowanych im cząstek elementarnych, wskazują na konieczność rewizji podstawowych postulatów. W sposób bardziej szczegółowy omówił Wigner postulat wiążący operatory rzeczywiste z obser-

wablami. Wigner twierdzi, że postulat ten jest na pewno za szeroki. Tylko w przypadku paru bardzo prostych obserwacji potrafimy skonstruować odpowiadające im operatory, które zresztą nie są nigdy wyznaczone w sposób jednoznaczny. Z drugiej strony nie mamy żadnego przepisu jak obserwować wielkości fizyczne odpowiadające danym rzeczywistym operatorom. Poza tym nie trudno podać operatory rzeczywiste, które na pewno nie mogą odpowiadać wielkościom obserwowalnym. Wigner twierdzi, że usunięcie tych podstawowych trudności może nastąpić jedynie na drodze szczegółowego zbadania, jakie wielkości występujące w kwantowych teoriach są wogóle wielkościami mierzalnymi. Wigner spodziewa się, że badania te doprowadzą do zwięzienia dotychczasowych postulatów teorii kwantowej. Uważa on jednak, że ograniczenie teorii kwantowej do obszarów asymptotycznych proponowane przez Heisenberga, nie rozwiązuje wszystkich kwestii i jest raczej niepotrzebnym ograniczeniem.

W drugiej grupie prac referenci zajmowali się głównie analizą i wytłumaczeniem danych doświadczalnych, dotyczących oddziaływania nukleon-mezon π , oraz reakcji między innymi cząstkami elementarnymi. Przeglądu zagadnienia oddziaływania mezonów π z nukleonami z uwzględnieniem najnowszych danych doświadczalnych dokonał G. Bernardini. Najciekawszą pracę z grupy fenomenologicznej referował jednak w ostatnim dniu obrad M. Gell-Mann. Przedstawił on stosunkowo prostą klasyfikację cząstek elementarnych: mezonów i baryonów (wspólna nazwa dla nukleonów i hyperonów). Chociaż Gell-Mann nie dał swej hipotezie głębszej podbudowy teoretycznej i nie potrafił wyjaśnić, skąd się biorą wprowadzone przez niego reguły wyboru, to jednak trzeba przyznać, że schemat jego znajduje się jak dotychczas w bardzo dobrej zgodzie z doświadczeniem. Podstawowym kluczem do zrozumienia reakcji między mezonami i baryonami jest według Gell-Manna przypuszczenie, że cząstki te stanowią poprzesuwane odpowiednio multiplety ładunkowe. Hipotezę Gell-Manna uzasadniali matematycznie D'Espagnat i Prentki, którzy wykazali, że wynika ona z pewnych ogólnych założeń dotyczących własności transformacyjnych cząstek w przestrzeni izotopowej. Punktem wyjścia było założenie, że ładunek elektryczny cząstki Q przedstawia się wzorem

$$Q = I_3 + \frac{U}{2},$$

gdzie I_3 jest rzutem spinu izotopowego cząstki na wyróżnioną oś przestrzeni izotopowej, a U jest pewnym operatorem o wartościach własnych 0, +1, -1. Przyjmując, że cząstki elementarne zachowują się przy transformacjach przestrzeni izotopowej jak tensory lub spinory (izobozony

i izofermiony) D'Éspagnat i Prentki wykazali, że reguły wyboru Gell-Manna można wyrazić w następujący sposób: *Przy elektromagnetycznych oraz silnych (jądrowych) oddziaływaniach liczby kwantowe Q , U oraz N są zachowane.* Przy tym U równa się liczbie izofermionów pomniejszonej o liczbę antyizofermionów; N równa się liczbie baryonów pomniejszonej o liczbę antibaryonów. Zasady zachowania wielkości Q i N pokrywają się oczywiście z zasadą zachowania ładunku elektrycznego oraz z zasadą zachowania cząstek ciężkich. Natomiast zasada zachowania wielkości U byłaby raczej zupełnie nowym prawem przyrody.

J. Werle

Konferencja Międzynarodowa w Genewie poświęcona pokojowym zastosowaniom energii atomowej

W Pałacu Narodów w pięknym parku nad brzegami Lemanu w Genewie odbywała się w dniach od 8 do 20 sierpnia br. największa konferencja naukowa w dziejach świata. Była to Międzynarodowa Konferencja poświęcona pokojowym zastosowaniom energii atomowej, zorganizowana przez Organizację Narodów Zjednoczonych. Decyzja jej zwołania została powzięta przez Ogólne Zgromadzenie ONZ 4 grudnia ubiegłego roku. We wstępie do rezolucji Zgromadzenie Ogólne wyraziło swą wiarę „że korzyści wypływające z doniosłego odkrycia energii atomowej będą oddane na usługi ludzkości“ i swą chęć „energicznego popierania rozwoju zastosowań energii atomowej, by służyła ona jedynie pokojowym dążeniom narodów“.

Sekretarz Generalny ONZ Dag Hammarskjöld mianował prezydentem konferencji dr J. Homi Bhabhę przewodniczącego Hinduskiej Komisji Energii Atomowej a sekretarzem generalnym prof. Waltera G. Whitmana z Massachusetts Institute of Technology. Jednym z sześciu wiceprzewodniczących został akademik D. V. Skobelcyn kierownik Wydziału Fizyki na Uniwersytecie Lebediewa w Moskwie.

W konferencji wzięło udział około 1400 delegatów i ekspertów reprezentujących 73 kraje i 8 organizacji międzynarodowych jak np. Międzynarodowe Biuro Pracy, Światowa Organizacja Zdrowia, Międzynarodowa Unia Telekomunikacyjna, Międzynarodowe Biuro Meteorologiczne itp. Najwięcej uczestników liczyły delegacje Stanów Zjednoczonych — 206, Wielkiej Brytanii — 133, Włoch — 96, Francji — 90 i Związku Radzieckiego wraz z Białorusią i Ukrainą — 84. Nie były oficjalnie reprezentowane Chiny Ludowe, Niemiecka Republika Demokratyczna i Korea Północna. Kraje te przysłały jednak kilku nieoficjalnych obserwatorów. Ze Związku Radzieckiego i krajów demokracji ludowych przyjechało do

Genewy łącznie 152 przedstawicieli. W tym oprócz wymienionej już liczby delegatów ZSRR, Białorusi i Ukrainy Albanę reprezentowały 2 osoby, Bułgarię 5, Czechosłowację — 17, Polskę — 18, Rumunię — 18 i Węgry — 8. Polska delegacja, której przewodniczącym był prof. dr Leopold Infeld, członek rzeczywisty PAN, składała się z 5 delegatów i 13 ekspertów. Oprócz prof. Infelda delegatami byli prof. dr Paweł Szulkin, sekretarz naukowy PAN, prof. dr Juliusz Katz-Suchy, minister pełnomocny, dyrektor Instytutu Spraw Międzynarodowych oraz profesorowie



Delegaci polscy przed wejściem do Pałacu Narodów.
Stoją od lewej: prof. prof. Sołtan, Danysz, Infeld, Szulkin.

dr Andrzej Sołtan i dr Henryk Niewodniczański członkowie-korespondenci PAN. Do grupy ekspertów należeli fizycy: doc. B. Buraś, prof. M. Danysz, doc. A. Hrynkiwicz, mgr S. Świerszczewski i prof. Z. Wilhelmi, chemicy: mgr Z. Bieguszewski, mgr M. Pereci i inż. M. Taube, energetycy: inż. W. Ney i inż. J. Roman oraz medycy i biologowie doc. W. Jasiński, doc. E. Kowalski i prof. I. Reifer.

Na konferencję zostały zgłoszone 1132 prace, z których do wygłoszenia zakwalifikowano 450. Z Polski zgłoszono następujące referaty:

- J. J a n i k „Badania struktury drobin i struktury cieczy za pomocą rozpraszania neutronów termicznych“;
- A. S o ł t a n „O metodzie pomiaru zawartości uranu i toru w minerałach za pomocą emulsji jądrowych“ (Prace Prof. S. Pieńkowskiego i współpracowników);
- B. B u r a s „Pewne doświadczenia z materiałami reaktorowymi“;
- W. J a s i ń s k i i I. Z ł ó t o w s k i „O tak zwanej dopuszczalnej dawce promieni X i γ “;
- Z. W i l h e l m i : „Przekroje czynne jąder na reakcję (n, p) “.

Wygłoszone zostały 3 pierwsze referaty. Wzbudziły one zainteresowanie i wywołały dyskusję.

Otwarcia konferencji dokonał prof. H. B h a b h a. Następnie Max P e t i t p i e r r e, prezydent Konfederacji Helwetyckiej, wygłosił przemówienie powitalne i zostały odczytane teksty depesz nadesłanych przez prezydenta E i s e n h o w e r a oraz premierów B u ł g a n i n a, E d e n a, F a u r e ' a i N e h r u.

Obrady odbywały się dwa razy dziennie przed południem od godziny 9 do 12 i po południu od 14.30 do 17.30. Wszystkie referaty były w toku wygłaszania tłumaczone na 4 języki konferencji: angielski, francuski, rosyjski i hiszpański, tak że każdy z uczestników mógł słuchać przemówień w dowolnym z tych czterech języków. W głównej sali obrad, Salle des Assemblées, zorganizowana jest transmisja przewodowa i odpowiednie przełączniki są wmontowane w pulpity, natomiast przy wejściu na sale obrad poszczególnych sekcji wszyscy uczestnicy otrzymywali malutkie, zawieszane na szyi, odbiorniki krótkofalowe ze słuchawkami, dzięki którym mogli słuchać referatów i dyskusji w dowolnym języku, mając przy tym pełną swobodę poruszania się. Dla szerszej publiczności przeznaczono specjalne sale, w których obrady były transmitowane telewizyjnie w wersji angielskiej i francuskiej.

W ciągu trzech dni konferencji odbywały się posiedzenia plenarne. W dalszym ciągu nastąpił podział na trzy sekcje: sekcję fizyki i reaktorów, sekcję chemii, metalurgii i technologii oraz sekcję biologiczną i medyczną, której kilka ostatnich posiedzeń było poświęconych produkcji i zastosowaniom izotopów promieniotwórczych.

Pierwsza część sesji ogólnej dotyczyła przewidywań światowego zapotrzebowania energii i możliwości jego pokrycia w okresie przyszłych 50 lat.

W referacie ONZ podano strukturę światowego bilansu energetycznego na rok 1952 i przewidywaną jego dynamikę na lata 1975 i 2000. Wzrost zużycia energii elektrycznej rocznie oceniano na 5 procent. Od spożycia 1,7 miliarda ton węgla rocznie w chwili obecnej nastąpi w 2000 roku wzrost spożycia do około 15 miliardów rocznie. W światowym bilansie

zapotrzebowania energii energia elektryczna wysuwa się na pierwsze miejsce przed innymi formami i w końcu stulecia stanowić będzie około 50% pełnego światowego zapotrzebowania energii. Referenci byli na ogół zgodnego zdania, że dalszy spodziewany wzrost spożycia musiałby doprowadzić już po kilkudziesięciu latach do wyczerpania światowych zasobów energetycznych, a w konsekwencji spowodować ograniczenie wzrostu produkcji przemysłowej.

W dalszej części sesji omawiano przewidywaną rolę w gospodarce energii elektrycznej uzyskiwanej z elektrowni atomowych. Anglia w zakresie rozwoju przemysłu atomowego obrała 9 lat temu drogę zupełnej samodzielności i osiągnęła dobre wyniki. Jest to droga rozwoju najszluszniejsza dla każdego kraju, który posiada odpowiednie zasoby i możliwości. Anglia może dostarczać obecnie kompletne elektrownie atomowe, które kalkulują się o 50 do 100% drożej od zwykłych elektrowni węglowych.

Wszyscy referenci byli zgodni co do tego, że koszty elektrowni atomowych w miarę postępu techniki i budowy coraz większych obiektów przemysłowych będą się szybko obniżały. Na przykład koszt ciężkiej wody przed dwoma laty wynosił 200 dolarów za kilogram, a obecnie wymienia się liczbę 40 dolarów za kilogram. Celowość i potrzeba stosowania energii atomowej zależy od bazy energetycznej poszczególnych krajów. Na przykład dla Norwegii i Jugosławii nie widzi się potrzeby stosowania energii atomowej w ciągu najbliższych kilkudziesięciu lat, natomiast specjalnie zainteresowane w rozbudowie energetyki atomowej są Włochy, Szwecja, Szwajcaria i Anglia. Stany Zjednoczone posiadają znaczne zasoby paliw i energii wodnej toteż uzależniają tempo rozwoju energetyki atomowej od porównania kosztów własnych różnych źródeł energii. Jeżeli koszt własny energii z elektrowni atomowej nie będzie niższy niż 0,9 centa za kWh, to w 1975 roku tylko 1% mocy oparty będzie na paliwie jądrowym. Jeżeli natomiast koszt ten spadnie do 0,6 centa za kWh to udział energetyki atomowej może osiągnąć 15%. Radzieckie nowoprojektowane elektrownie atomowe o mocy 100 MW i większej w przypadku położenia w okęgach odległych od zasobów węgla będą dawały energię tańszą niż odpowiadające im elektrownie węglowe.

Jedyną pracującą obecnie na świecie elektrownią atomową jest elektrownia radziecka o mocy elektrycznej 5 MW (moc cieplna reaktora 30 MW) uruchomiona w czerwcu ubiegłego roku. Elektrownia nie miała dotychczas żadnych awarii. Reaktor wykazuje dużą stabilność. Dla wymiany zużytych prętów należy zatrzymywać go na 2—3 dni raz na kilka miesięcy. Personel stanowi około 1/3 w porównaniu z personelem elektrowni cieplnych tej samej mocy. Nagromadzone doświadczenia pozwalają przystąpić do projektowania i budowy znacznie większych elektrowni. Koszt własny energii jest na razie wyższy od kosztu energii nowoczesnej

elektrowni na paliwie miejscowym, jest to jednak spowodowane przede wszystkim niewielką mocą elektrowni.

Amerykanie przedstawili doświadczenia uzyskane w dwuletniej pracy reaktora energetycznego z wrzącą wodą (BWR — Boiling Water Reactor) o wydajności pary odpowiadającej mocy około 3,5 WM. Ten typ reaktora budzi duże nadzieje ze względu na prostotę, bezpieczeństwo pracy oraz możliwość uniknięcia pośrednich wymienników ciepła.

Poszczególne kraje przedstawiły plany budowy elektrowni atomowych na najbliższe lata. Plany Związku Radzieckiego w tej dziedzinie wymienione są dość ogólnikowo w referacie dotyczącym pierwszej elektrowni atomowej. Związek Radziecki posiada w budowie elektrownie atomowe o mocy 100 MW i większe z zastosowaniem normalnych parametrów pary 30 at i 400° oraz typowych turbozespołów o mocy 50 MW. Załoga w porównaniu z konwencjonalną elektrownią węglową będzie wynosiła 30—50%. Zużycie stali na urządzenie i konstrukcję wyniesie około 20% natomiast zużycie betonu będzie dwukrotnie większe.

Stany Zjednoczone przedstawiły plan państwowy Atomowej Komisji Energetycznej i plan prywatnych przedsiębiorstw energetycznych. Trzy najwcześniej uruchomione elektrownie będą posiadały reaktory z powolnymi neutronami i z moderatorem grafitowym chłodzonym wodą pod ciśnieniem. Do roku 1960 zostaną uruchomione w Stanach Zjednoczonych elektrownie atomowe o łącznej mocy około 800 MW.

W Wielkiej Brytanii w 1953 roku zdecydowano się na budowę elektrowni z reaktorami dwóch skrajnych typów. Pierwszym z nich jest reaktor z termicznymi neutronami i grafitowym moderatorem chłodzonym dwutlenkiem węgla. Budowa elektrowni w Calder Hall o mocy 50 MW z tym typem reaktora jest już bardzo zaawansowana. Uruchomienie jej jest przewidziane w 1956 roku. Drugim typem jest reaktor reprodukcyjny (breeder) z szybkimi neutronami chłodzony płynnym sodem. Elektrownia z takim reaktorem o mocy elektrycznej około 15 MW jest budowana w Dounreay i ma być uruchomiona w 1960 roku. Angielski plan 10-letni przewiduje uruchomienie w ciągu 1960—1965 roku 12 elektrowni atomowych o łącznej mocy 2000 MW.

Francja do roku 1960 uruchomi w okolicy Avignon reaktor grafitowy z naturalnym uranem chłodzony powietrzem o mocy cieplnej 40 MW oraz reaktor grafitowy z naturalnym uranem chłodzony dwutlenkiem węgla o mocy elektrycznej 30 MW. Electricité de France przewiduje uruchomienie pierwszej elektrowni atomowej o mocy 60 MW z reaktorami tego typu w roku 1959. Następnie co trzy lata przewiduje się podwajanie mocy elektrowni atomowych.

W budowanych obecnie instalacjach wykorzystanie paliwa jest małe. W Calder Hall jeden kilogram uranu zastąpi około 10 ton węgla, chociaż

przy zastosowaniu wielokrotnej regeneracji paliwa można będzie podnieść stopień wykorzystania 5 do 10 razy. Zastosowanie reaktora reprodukcyjnego pozwoli na zastąpienie jednym kilogramem uranu 1000 ton węgla.

Wykorzystania reakcji termojądrowej, które by radykalnie rozwiązało zagadnienie źródeł energii nie należy się spodziewać wcześniej niż za 20 lat. Prace nad tym zagadnieniem są w toku.

Głównym tematem referatów sekcji A, to jest sekcji fizyki i reaktorów, były badania podstawowe w fizyce takie jak na przykład: rozproszenie i absorpcja neutronów, proces rozszczepienia, reakcje fotojądrowe, rozpad neutronu itp. Z referatów teoretycznych wyróżnić należy prace Aage Bohra i Wheelera, w których rozważano zjawisko rozszczepienia na gruncie kolektywnego oraz zunifikowanego modelu jądra. Dane teoretyczne dotyczące położenia rezonansów dla powolnych neutronów, progów rozszczepienia, nieregularnych zmian przekrojów czynnych na rozszczepienie sąsiednich pierwiastków oraz anizotropii rozkładu kąтового przy rozszczepieniu są na ogół w zadowalającej zgodności z danymi eksperymentalnymi. Na wzmiankę zasługuje również referat Bethego, dotyczący teoretycznej analizy wyników pomiarów przekrojów czynnych dla neutronów otrzymywanych w różnych laboratoriach metodą selekcji prędkości.

Druga grupa referatów w sekcji A była poświęcona reaktorom dla celów doświadczalnych. W tej grupie referatów zapoczątkowanej przez przeglądowy referat L. K o w a r s k i e g o zostały omówione działające i będące w budowie reaktory badawcze. Między innymi N i k o ł a j e w opisał reaktor o mocy 2000 kW na wzbogaconym uranie z moderatorem wodnym. Jest to typ reaktora przeznaczony dla Polski w ramach pomocy Związku Radzieckiego. Reaktor ten wyróżnia się uniwersalnością i prostotą. Większość opisanych reaktorów Stanów Zjednoczonych, Anglii, Francji i Norwegii była już poprzednio znana z publikacji naukowych.

Znaczna część obrad sekcji była poświęcona omówieniu aparatury i techniki pomiarów wielkości fizycznych ważnych dla projektowania reaktorów. Podano również wiele bardzo interesujących wyników pomiarów. Zwracał uwagę olbrzymi postęp jaki został dokonany w tej dziedzinie w ostatnich latach oraz duży udział fizyków radzieckich w pracach tego typu. Ogłoszono po raz pierwszy wiele danych, które ułatwią a czasem wręcz umożliwią polskie prace w dziedzinie reaktorów. Uderzająca była zgodność wyników uzyskanych niezależnie przez badaczy różnych krajów.

Ostatnią grupą referatów w sekcji A były referaty poświęcone doświadczeniom z zeroenergetycznymi reaktorami i teorii reaktorów. W tej grupie przedstawione były interesujące doświadczenia z zakresu fizyki reaktorów oraz omówione niektóre zagadnienia teoretyczne. Przedstawienie tych zagadnień ukazało całą złożoność teorii reaktorów i konieczność

dokładniejszego jej opracowania. Z referatów teoretycznych należy wymienić pracę M e n d l a dotyczącą bardzo ważnego zagadnienia wymiarów krytycznych reaktora pracującego z neutronami o energii pośredniej. W obliczeniach tego rodzaju trzeba uwzględnić zależność przekroju czynnego od energii neutronów co stwarza poważne trudności. Metoda obliczeń przedstawiona przez Mendla i Howletta wydaje się znacznie prostsza i wygodniejsza od innych ogłoszonych poprzednio.

Ogólnie referaty sekcji A i związana z nimi dyskusja wykazały, że zagadnienia fizyczne w konstrukcji reaktorów wykształciły się w przodujących technicznie krajach w samodzielne kierunki badawcze. W delegacjach tych krajów zwracała uwagę duża liczba młodych, wybitnie uzdolnionych pracowników nauki i techniki. Świadczy to o emancypacji tego kierunku i dużym dopływie nowych kadr związanym niewątpliwie z wielką atrakcyjnością zagadnienia.

W sekcji chemii i metalurgii omówiono występowanie rud uranowych i torowych, metody ich poszukiwań, ich przeróbkę chemiczną i metalurgiczną oraz produkcję prętów jako paliwa dla reaktorów. Referat podstawowy na temat występowania rud uranu i toru wygłosił K e r r (USA). Omówione zostały rodzaje geologiczne i położenie geograficzne rud uranu i toru w 16 krajach. Podano rozmieszczenie złóż oraz zawartość uranu w różnych ich typach. Metody poszukiwań rud oparte są na badaniach fizycznych i fizyko-chemicznych. Stosuje się analizę powietrza (aeroradiometria) i wód (hydroradiometria) za pomocą liczników G. M. i liczników scyntylacyjnych. W dziedzinie obróbki rud pewną nowością technologiczną jest stosowanie zamiast eteru trójbutylofosforanu jako czynnika ekstrahującego oraz redukcja UF_4 magnezem zamiast wapniem.

Obszerny referat na temat fizyko-chemicznych metod kontroli procesu produkcji uranu wygłosił W i n o g r a d o w. Opracowane w Związku Radzieckim metody pozwalają oznaczać zanieczyszczenia o zawartości poniżej 10^{-5} ‰. Szczególną uwagę zwrócono na analizę spektralną, rentgenowską i oscylopolarograficzną oraz na zastosowanie do analizy izotopów promieniotwórczych.

Szczegółowo została omówiona metalurgia paliw reaktorów atomowych. Opisano elementy reaktora z naturalnym uranem metalicznym, z uranem wzbogaconym, ze stopem uranu z torem, z plutonem, z tlenkiem uranu, z roztworem uranu w bismucie i z roztworem soli uranu w wodzie. Rozpatrzono metody przygotowania paliwa, własności przeciwkorozyjne i mechaniczne stopów uranu i zastosowanie metalurgii proszkowej do produkcji prętów.

W dalszej części obrad sekcji B omówiono wyposażenie laboratoriów dla prac z materiałami silnie promieniotwórczymi, chemię produktów rozszczepienia oraz obróbkę chemiczną, magazynowanie i usuwanie materia-

łów silnie promieniotwórczych. Podano plany laboratoriów i metody pracy z gorącymi próbkami o aktywności dochodzącej do 50 tysięcy c. W laboratoriach tych wszystkie pomiary wykonuje się za pomocą aparatury zdalnie sterowanej. Szlify mikroskopowe bada się na przykład przy pomocy specjalnie przystosowanego telewizora.

Szereg referatów dotyczył różnych metod ekstrakcji uranu i plutonu. Szeroko analizowano zagadnienie usuwania odpadów promieniotwórczych przez wyrzucanie w powietrze, zatapianie w morzu lub zakopywanie w ziemi.

W dziedzinie wpływu promieniowania na materiały konstrukcyjne reaktorów otrzymano szereg interesujących wyników. Z prac na ten temat



W czasie wizyty w Bazylei.

Od lewej: prof. Buras, Niewodniczański, Huber, Sołtan, Hryniewicz.

wynika, że pod wpływem neutronów w ciałach stałych następuje zmiana własności przypominająca starzenie się, to jest spadek plastyczności i wzrost wytrzymałości mechanicznej. Kilkukrotne poddawanie materiałów działaniu podwyższonej temperatury przywraca im pierwotne własności. Bardzo niekorzystny dla pracy reaktorów jest zaobserwowany wzrost kruchości ciał stałych oraz rozpad wody (radioliza) w szczególności wody ciężkiej. Zbadano wpływ temperatury, kwasowości i zanieczyszczeń wody na zjawisko radiolizy i opracowano teoretyczne podstawy tego procesu.

Referaty poświęcone technologii produkcji materiałów specjalnych obejmowały produkcję ciężkiej wody, grafitu, cyrkonu i berylu. Za przemysłowe metody produkcji ciężkiej wody uznano destylację, elektrolizę i wymianę chemiczną. Wybór metody zależy od warunków ekonomicznych. Zdaniem specjalistów amerykańskich minimum opłacalności elektrolizy przy cenie 0,2 centa za kWh zaczyna się przy produkcji około 100 tysięcy m³ wodoru na godzinę. W przypadku taniej energii cieplnej korzystna jest

metoda destylacji. Z pozostałych referatów na uwagę zasługuje opis otrzymywania cyrkonu i oddzielania go od hafnu.

Przedmiotem obrad sekcji biologiczno-medycznej były:

1. ochrona zdrowia pracowników narażonych na działanie promieniowania;
2. zagadnienia dozymetryczne;
3. działanie biologiczne energii promienistej;
4. zastosowanie izotopów promieniotwórczych w diagnostyce i terapii;
5. zastosowanie radioizotopów w biochemii i fizjologii;
6. zastosowanie radioizotopów w naukach rolniczych.

Sprawie ochrony zdrowia pracowników atomowych poświęconych było wiele referatów podsumowujących doświadczenia krajów przodujących w technologii atomowej. Między innymi L e t a r e t (ZSRR) przedstawił doświadczenia Związku Radzieckiego w dziedzinie ochrony zdrowia, podając dokładne szczegóły opieki lekarskiej nad pracownikami.

Przedstawiono szereg projektów, które określają podstawy prawne ochrony pracowników w poszczególnych krajach.

Teoretyczną podstawą ochrony przed działaniem promieniowania jest radiobiologia. Brak jeszcze wielu danych, które pozwoliłyby powiązać proces oddziaływania neutronów, elektronów i fotonów na drobiny ustroju z wynikiem tego oddziaływania, jakim jest choroba promienna. Wiadomo, że oddziaływanie na ustrój energii promienistej dotyczy przede wszystkim tych tkanek lub rodzajów komórek, które szybko się rozmnażają jak np. układu krwiotwórczego, narządu rozrodczego oraz błony śluzowej przewodu pokarmowego. W poglądach autorów radzieckich na mechanizm działania promieniowania uderzają próby powiązania go z czynnością ośrodkowego układu nerwowego.

W referatach znalazło oddźwięk również drugie zadanie radiobiologii — ustalenie wielkości maksymalnych dopuszczalnych dawek promieniowania nieszkodliwych dla zdrowia oraz znalezienie metod ochrony pracowników przed szkodliwym działaniem promieni.

Z dziedziny zastosowań izotopów promieniotwórczych na uwagę zasługują referaty: M ü l l e r a (Szwajcaria) o wynikach leczenia przerzutowych nowotworów przy pomocy dożylnego podawania koloidalnych zawiesin radioaktywnego złota, C h e v a l l i e r a (Francja) o podobnych próbach z roztworami koloidalnego fosforanu chromu i F a r r a (USA) o próbach leczenia nowotworów przez naświetlanie neutronami chorego, któremu uprzednio podano bor. K o z ł o w a (ZSRR) opisała zakres zastosowań izotopów promieniotwórczych w Związku Radzieckim. Z referatu tego wynika, że radioaktywny fosfor, jod i kobalt są stosowane w wielu klinikach w bardzo szerokim zakresie. W dziedzinie zastosowania radioaktywnych izotopów w diagnostyce lekarskiej przedstawiciele wielu krajów podali

wyniki diagnostyki chorób tarczycy, lokalizacji przerzutów nowotworowych i innych.

Izotopy promieniotwórcze jako środek pomocniczy w badaniach teoretycznych były również przedmiotem wielu referatów. Nowe dane przyniosły referaty dotyczące przemiany fosforu i wapnia w ustroju i związanych z nią procesów kostnienia i chorób kości. Badano przemianę cukrów, białek i tłuszczów, prowadzono badania nad powstawaniem hemoglobiny i chlorofilu, śledzono przyswajanie i zużytkowanie witaminy B₁₂, znakowanej radioaktywnym kobaltem oraz zastosowano znakowane żelazo do badania warunków powstawania i rozpadu czerwonych ciałek krwi. Bardzo wybitnym osiągnięciem były wyniki badań Calvina (USA), który przedstawił złożony cykl fotosyntezy roślin ujawniony niemal we wszystkich szczegółach.

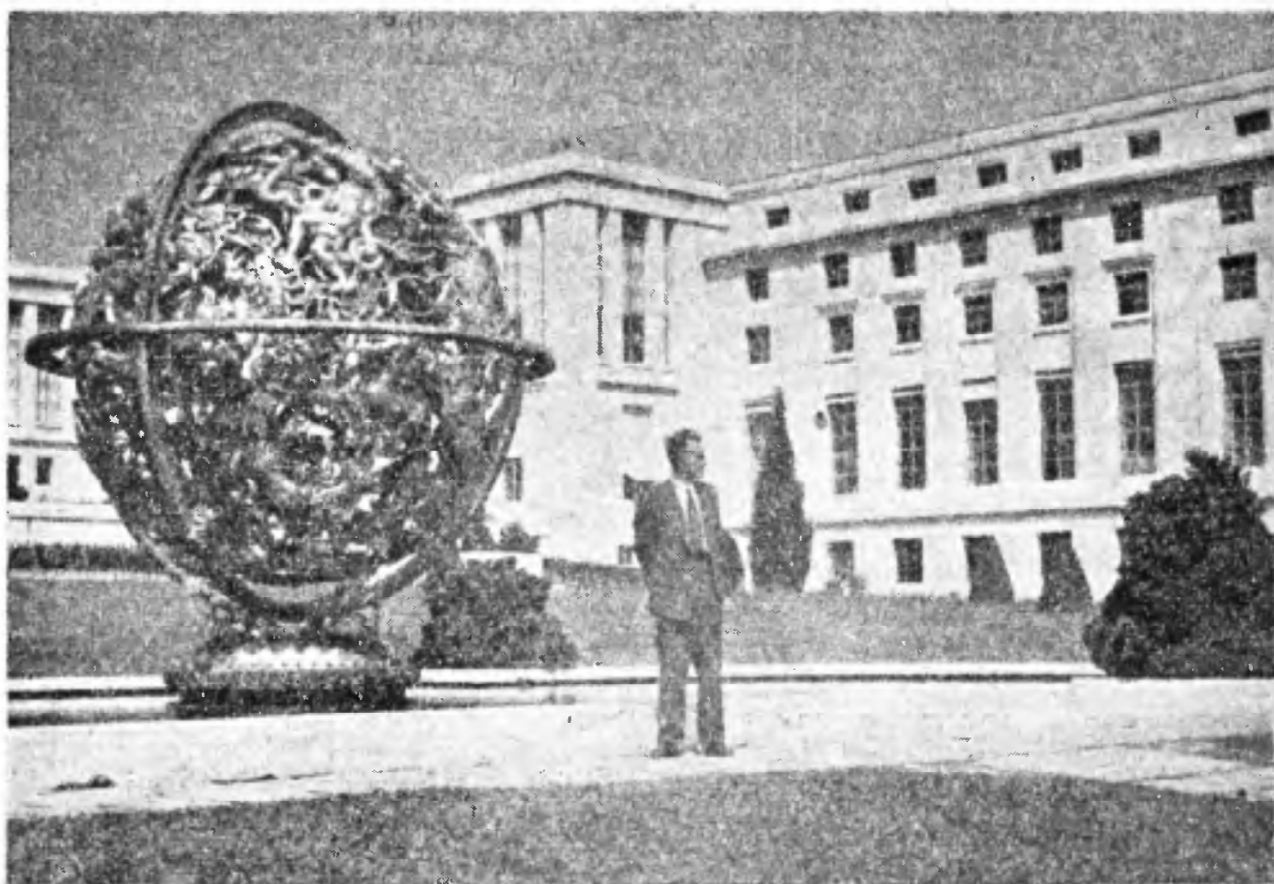
Do omawianych na konferencji zastosowań praktycznych energii promieniowania należą wyniki badań konserwacji środków spożywczych i sterylizacji narzędzi chirurgicznych. Ogromny jest także zasięg zastosowań izotopów promieniotwórczych w rolnictwie zarówno do śledzenia przyswajania substancji odżywczych jak również jako środków owadobójczych. Duże znaczenie ekonomiczne mogą mieć wyniki badań nad zmianą metabolizmu roślin pod wpływem napromieniowania, powodującą wzrost zawartości cukru.

Dokumenty z konferencji były codziennie dostarczane delegacjom poszczególnych krajów w miejscu ich zamieszkania w Genewie lub umieszczane w specjalnych szafkach w hallu Palais des Nations. Trzeba jednak przyznać, że mimo to dystrybucja dokumentów była słabą stroną organizacji konferencji. Teksty szeregu referatów otrzymywaliśmy zbyt późno, czasem już po ich wygłoszeniu. Należy to tłumaczyć olbrzymią ilością materiałów (pełne sprawozdanie z konferencji ma obejmować 16 dużych tomów) oraz tym, że teksty referatów drukowano w głównej siedzibie ONZ w Nowym Yorku i dopiero stamtąd przysłano je do Europy.

Dużym udogodnieniem dla uczestników konferencji była „samowystarczalność“ Pałacu Narodów. Mieszczą się tam restauracje, bufety, poczta, gabinety lekarskie, biura podróży itp. Została również zorganizowana sala muzyczna, gdzie można było odpocząć, słuchając specjalnego programu poważnej muzyki.

W czasie konferencji zostały otwarte w Genewie dwie niezwykle ciekawe wystawy. Jedna z nich w Pałacu Narodów była organizowana przez poszczególne państwa. Związek Radziecki pokazał między innymi model elektrowni atomowej, modele reaktorów, liczne przyrządy i urządzenia z fizyki jądrowej oraz przykłady zastosowań izotopów promieniotwórczych w różnych dziedzinach nauki, techniki, medycyny i rolnictwa. Na uwagę zasługiwał szczególnie doskonale zorganizowany dział medycznych

zastosowań izotopów. Stany Zjednoczone zademonstrowały modele licznych reaktorów, urządzenia gorących laboratoriów, szereg przyrządów badawczych fizyki jądrowej i wiele innych ciekawych eksponatów. Wielkie zainteresowanie wzbudzał amerykański reaktor atomowy, umieszczony w pawilonie w parku otaczającym Pałac Narodów. Jest to reaktor typu swimming pool o mocy 10 kW zawierający 18 kilogramów uranu wzbogaconego do 20% w izotop ^{235}U . Uran wprasowany w aluminium był umieszczony wewnątrz basenu napełnionego wodą. Przez przykrywającą basen tafłę szklaną można było obejrzeć wszystkie szczegóły konstrukcji.



Po uruchomieniu reaktora gaszono światła i widzowie podziwiali świecenie Czerenkowa w wodzie otaczającej paliwo atomowe. Dwaj członkowie delegacji polskiej (doc. Buras i prof. Wilhelmi) brali udział w pokazie obsługi tego reaktora.

Bardzo interesujące były również wystawy Wielkiej Brytanii, Kanady, Francji, Belgii i Norwegii.

W drugim końcu Genewy w Palais des Expositions odbywała się olbrzymia wystawa pod hasłem „Atomy dla pokoju“. Eksponaty różnych firm wypełniały szereg ogromnych sal wystawowych. Wystawa ta dowiodła w jak wielki przemysł rozwinęła się produkcja aparatów, urządzeń, instalacji i materiałów służących bądź to do badań w dziedzinie fizyki jądrowej, bądź to w jej licznych coraz bardziej rozszerzających się zasto-

sowaniach. Widzieliśmy na przykład wielkie stoiska zastawione wyłącznie różnymi typami liczników Geigera i Müllera, inne wypełnione fotopowielaczami o fotokatodach, których średnice dochodzą do 40 cm i scyntylatorami w postaci wielkich idealnie przezroczystych bloków. Uwagę naszą zwróciła wielka liczba dekatronów stosowanych dziś już powszechnie w układach liczących różnych typów. Ogromu wystawy dowodzi fakt, że zebrane przez nas pojedyncze egzemplarze prospektów różnych firm ważyły w sumie kilkanaście kilogramów.

W sali kinowej Pałacu Narodów przez 8 godzin dziennie wyświetlano dwadzieścia kilka interesujących filmów naukowych i dokumentarnych z dziedziny fizyki jądrowej, techniki reaktorów oraz licznych zastosowań izotopów promieniotwórczych. Wszystkie filmy były nagrane w 4 używanych na konferencji językach. Ogólne zainteresowanie wzbudzał barwny film o radzieckiej elektrowni atomowej pt. „Pierwsza na świecie”: Świetne były również kolorowe filmy: amerykański „A jak atom”, angielski „Calder Hall” o budowie elektrowni atomowej i radziecki „Biologiczne działanie promieniowania na mikroby”. Z innych filmów widzianych przeze mnie na wzmiankę zasługują: „Rozwój reaktorów jednorodnych” (USA), „Doświadczenia nad bezpieczeństwem reaktorów z wrzącą wodą” (USA), „Akcelerator liniowy” (Anglia), „Nowe narzędzie w przemyśle” (Anglia), „Radioizotopy w nauce” (USA) i „Wizyta w Jener — badania atomowe w Norwegii” (Norwegia).

Co drugi dzień wieczorem odbywały się publiczne wykłady wygłoszone przez uczonych tej miary jak Niels Bohr, E. O. Lawrence, V. I. Weksler, H. A. Bethe, L. Leprince-Ringuet czy Sir John Cockcroft. Prof. Weksler podał w swym wykładzie rewelacyjną wiadomość, o której nazajutrz pisały gazety całego świata, że w Związku Radzieckim za 2 lata ukończony zostanie największy na świecie synchrotron protonowy na energię 10 GeV. Średnica orbity protonów w tym synchrotronie będzie wynosić ponad 50 metrów. Pokazane przez Wekslera fotografie dowodzą dalekiego zaawansowania budowy tej olbrzymiej maszyny.

Wszyscy członkowie polskiej delegacji podczas przerw w obradach oraz na licznych przyjęciach urządanych przez delegacje poszczególnych krajów przeprowadzili wiele interesujących rozmów i nawiązali niezwykle cenne kontakty naukowe. W Genewie wraz z prof. Niewodniczańskim i mgr Swierszczewskim zwiedziliśmy niektóre laboratoria CERN-u, gdzie oglądaliśmy elementy konstrukcji wielkiego synchrotronu oraz Uniwersytecki Instytut Fizyki, w którym między innymi miałem możliwość obejrzeć aparaturę rezonansu jądrowego przywiezioną przez prof. F. Blocha ze Stanford w Kalifornii i przeprowadzić interesującą rozmowę z jego asystentami.

Po skończonej konferencji grupa fizyków polskich zwiedziła Instytut Fizyczny Uniwersytetu w Bazylei oraz Instytuty Fizyki Politechniki i Uniwersytetu w Zurychu. W Bazylei u prof. H u b e r a oglądaliśmy aparaturę do badania rozkładów kątowych w reakcjach wywołanych deuteronami z generatora kaskadowego na 1 MeV i stosunkowo prosty w konstrukcji spektrometr promieni gamma, który pozwala na fotografowanie całego widma. Prof. B a l d i n g e r pokazał nam budowany przez siebie 100-kanałowy analizator impulsów.

Na Politechnice w Zurychu obejrzelśmy konstrukcję i wyposażenie wspaniałej doświadczalnej sali wykładowej prof. S c h e r r e r a, cyklotron dostarczający protonów o energii 7 MeV, tensator, generator Van de Graaffa, precyzyjny spektrometr promieni β oraz skomplikowaną aparaturę do badania korelacji kątowych promieni γ

W Zakładzie Uniwersyteckim w Zurychu prof. S t a u b pokazał nam spektrometr magnetyczny promieni γ , w którym została wykorzystana zasada silnego ogniskowania, a natężenie pola mierzone jest metodą rezonansu jądrowego. Spektrometr ten służy do wyznaczania energii promieni γ z reakcji (p, γ) , wywołanych przez protony przyśpieszone za pomocą generatora ciśnieniowego Van de Graaffa. Duże zainteresowanie wzbudziła w nas aparatura rezonansowa typu Blocha do pomiaru bardzo małych momentów magnetycznych jąder, np. ^{197}Au . Prof. W ö f l e r zademonstrował nam aparaturę do badania reakcji $\text{D}(\gamma, n)$ i $\text{Al}(\gamma, t)$ metodą emulsji jądrowych oraz urządzenie do analizy fotografii z komory Wilsona otrzymanych w laboratorium promieniowania kosmicznego na Jungfrauoch.

W czasie konferencji delegacja brytyjska zaprosiła 140 delegatów różnych krajów, w tym 5 przedstawicieli Polski do Ośrodka Badań Atomowych w Harwell. Wycieczka odbyła się 26 sierpnia. Jej uczestnicy wylecieli rano trzema samolotami z Genewy a wieczorem wrócili z powrotem. W Harwell delegaci zwiedzili działy: inżynierii chemicznej, chemii, elektroniki, fizyki ogólnej, izotopów, metalurgii, fizyki jądrowej, techniki reaktorów i fizyki reaktorów.

Wielkie znaczenie konferencji polegało na spotkaniu uczonych Związku Radzieckiego i krajów demokracji ludowych z uczonymi zachodnimi. Przekonano się, jak wiele wysiłków można by zaoszczędzić przez uniknięcie dublowania prac i jak wiele uzyskanych niezależnie wyników uzupełnia się nawzajem.

Dzięki konferencji genewskiej fizyka jądrowa nabrała znowu charakteru międzynarodowego, co ma szczególne znaczenie dla uczonych polskich, którzy byli przez szereg lat w znacznej mierze izolowani od głównego nurtu badań fizyki jądrowej.

A. Hrynkiewicz

R E C E N Z J E

Stefan Pieńkowski, „Fizyka Doświadczalna“, t. III, „Optyka“ (opracował i uzupełnił T. Skaliński), PWN, Warszawa 1955.

Ukazanie się w latach 1926/28 trzytomowego skryptu z wykładów fizyki doświadczalnej profesora S. Pieńkowskiego było ważnym wydarzeniem w fizyce polskiej tego okresu. Uprzytomnijmy sobie bowiem fakt, że od czasów Witkowskiego nie mieliśmy obszernego podręcznika fizyki, że ponadto „Zasady Fizyki“ były od dawna wyczerpane, a zresztą — pomimo swych wielkich walorów — w znacznej mierze przestarzałe. Całokształtu kursu fizyki trzeba było szukać w podręcznikach obcych, głównie niemieckich i francuskich, niezbyt dostosowanych do naszych potrzeb i trudno dostępnych dla większości młodzieży, słabo znającej języki obce. Toteż łatwo zrozumieć zadowolenie z jakim były witane kolejne tomy skryptu Pieńkowskiego, jakkolwiek strona wydawnicza, m. in. rysunki, pozostawiała wiele do życzenia. Powszechną, przeciw sławą cieszyły się świetne wykłady Profesora tak bogate w treść, w sposób nowoczesny ujęte, poruszające również ostatnie osiągnięcia nauki, ilustrowane bardzo licznymi doświadczeniami i pokazami. W skrypcie opracowanym na podstawie stenogramów i notatek Profesora przez Szczepana Szczęniowskiego szerokie rzesze studentów różnych uczelni i wydziałów znajdowały przejrzyste podany materiał, ułatwiający przygotowanie się do egzaminów i dający podstawę do dalszych studiów; ze skryptu korzystali też inżynierowie, nauczyciele szkół średnich, korzystaliśmy w latach trzydziestych i my, młodzi podówczas wykładowcy fizyki w różnych uczelniach wyższych, gdy chodziło o wybór materiału, doświadczeń pokazowych czy też o sposób ujęcia i argumentacji.

Skrypt profesora Pieńkowskiego chlubnie spełnił swą rolę w służbie nauki polskiej.

Wobec ogromnej popularności tego dzieła skromny ilościowo nakład został szybko wyczerpany i już w r. 1932 ukazało się nowe wydanie tomu I, a w parę lat później — nowe wydanie tomu II. Tuż przed wojną rozpoczęto opracowanie tomu III; cały nakład około 20 arkuszy, tj. połowa tomu, spłonął w czasie okupacji. Zmiany wprowadzone w tych nowych wydaniach były stosunkowo niewielkie i sprowadzały się raczej do usunięcia pewnych zbytnich skrótów, wyjaśnienia miejsc niejasnych, do poprawienia rysunków i do pewnych uzupełnień tekstu. Ogólny charakter skryptu pozostał jednak niezmienny.

Po wyzwoleniu stanęła na porządku dziennym pilna sprawa wznowienia skryptu, tym razem już w postaci książkowej, w charakterze podręcznika. Jeszcze tom I, który ukazał się w r. 1952 w opracowaniu prof. T. Skalińskiego nawiązywał stosunkowo ściśle do wydania sprzed lat dwudziestu, jakkolwiek zawierał dość istotne zmiany i uzupełnienia (np. na nowo napisany rozdział o akustyce). Natomiast opracowanie tomu III, poświęconego optyce, zostało zaplanowane zupełnie inaczej. W celu dostosowania podręcznika do obecnego stanu nauki konieczne było dokonanie gruntownych przeróbek i uzupełnień. Krótko mówiąc, mamy przed sobą książkę opartą wprawdzie na treści ostatnich, powojennych, wykładów prof. Pieńkow-

skiego, i nawiązującą tam, gdzie to było możliwe, do tekstu z r. 1928 — jednakże książka ta została w najbardziej zasadniczych punktach całkowicie przerobiona i wydatnie uzupełniona przez prof. Skalińskiego. Nie jest tajemnicą, że w czasie pracy nad nowym wydaniem prof. Pieńkowski zostawił swemu współpracownikowi zupełną samodzielność, nie ingerując prawie wcale w szczegóły, a jedynie w paru przypadkach wyrażał swą opinię dotyczącą ogólnego charakteru traktowania i podziału przedmiotu. Mimo to jednak dążeniem prof. Skalińskiego było stale — zarówno w częściach tylko przerabianych, jak i w nowo napisanych — możliwe zbliżenie się do oryginału w sposobie ujęcia przedmiotu i w typie wykładu.

Byłoby chyba rzeczą zbyteczną przytaczanie na tym miejscu wszystkich ważniejszych miejsc, które uległy przeróbce, uzupełnieniu czy unowocześnieniu: wykaz ten byłby zbyt długi, przytoczymy więc poniżej dla przykładu tylko kilka punktów. Tak więc optyka geometryczna została przesunięta z tradycyjnego miejsca na początku kursu od jednego z rozdziałów późniejszych, po omówieniu zjawisk interferencji i dyfrakcji. Wydaje się słuszną motywacją prof. Skalińskiego, że „umożliwia to właściwe spojrzenie na metodę optyki geometrycznej, na granice jej stosowalności oraz na konsekwentne... omówienie zagadnienia zdolności rozpoznawczej przyrządów optycznych, teorii tworzenia się obrazu w mikroskopie“ itp.

Znacznie skrócony został w porównaniu z wydaniem poprzednim rozdział o widmach ze względu na to, że będą one omówione obszernie w projektowanym tomie IV, poświęconym fizyce atomu i cząsteczki. Nowy jest duży rozdział o optyce ciał w ruchu i elementach teorii względności. Zupełnie przerobiony został rozdział poświęcony fotometrii, opracowany szczególnie pięknie i konsekwentnie. Omówiono nowe metody pomiaru prędkości światła, pojęcie prędkości grupowej i fazowej, fizyczne podstawy dyspersji i podwójnego załamania, kontrast fazowy w mikroskopii, promieniowanie Czerenkowa.

Znanym rysem charakterystycznym skryptu profesora Pieńkowskiego było ściśle zespolenie wywodów z konkretnymi eksperymentami i pomiarami, z opisem budowy i działania przyrządów. Ten rys został w całości zachowany w nowym opracowaniu, z tym tylko, że znalazły należne sobie miejsce również przyrządy najnowsze i doświadczenia najbardziej precyzyjne. Inną cechą skryptu było umiejętne wplecenie w tok wykładu elementów teorii; obecnie wywodów teoretycznych znalazło się więcej wobec pogłębienia wielu zagadnień, nigdzie jednak rozumowania matematyczne nie stanowią celu „same dla siebie“ i nie przesłaniają zjawiska fizycznego.

W swym opracowaniu prof. Skaliński uwzględnił najlepsze dostępne źródła, jeśli chodzi o dane liczbowe, opisy nowszych przyrządów czy doświadczeń. Nie ma tu często spotykanego w podręcznikach zjawiska pomijania milczeniem spraw „drażliwych“, tj. trudnych do wyjaśnienia, mało omawianych w podręcznikach. W miejsce takich znajdujemy najczęściej szkic wyjaśnienia, które nie pozostawia czytelnika w przykrej niepewności, dlaczego jest właśnie tak, a nie inaczej. Wystarczy jeden przykład. Łatwo jest pominąć milczeniem albo zbyć ogólnikiem natrętne pytanie początkującego czytelnika: Dlaczego to w kryształach (i to tylko w niektórych) promień świetlny dzieli się na dwa (i to właśnie na dwa!)? — Tymczasem w tym podręczniku znajdujemy pełne dwie stroniczki petitu wyjaśnienia „fizycznych przyczyn dwójłomności“. I podobnie sprawa się przedstawia w wielu innych przypadkach. W związku z tym recenzent miałby jedną pretensję do autora opracowania, a mianowicie że odstąpił on od powyższego dobrego obyczaju przy omawianiu skreślenia płaszczyzny polaryzacji.

Dużą zaletą podręcznika jest prosty, jasny styl i poprawny język. Humanści mówią, że najlepszym stylem jest ten, którego przy czytaniu się nie zauważa... „Optyka“ jest właśnie zbudowana z przejrzystych, krótkich zdań, które czyta się gładko i przyjemnie. Nie potrzeba podkreślać, jak wielką zaletą jest ta cecha z punktu widzenia dydaktyki. Warto również wspomnieć o trafnym stosowaniu *petitu*.

Szata zewnętrzna książki przedstawia się bardzo dodatnio, rysunki są czyste i staranne. Można tu jedynie wyrazić zdziwienie z powodu niefortunnych „olbrzymów“ na s. 74 i 75. Na rys. 152 różnica pomiędzy stożkiem świetlnym w przypadku alkoholu i wody jest zbyt duża (współczynniki załamania różnią się stosunkowo mało). Nawiasem mówiąc, dlaczego stożki te urywają się w swych wierzchołkach? Przecież światło biegnie dalej. Na rys. 190 bieg promieni w pryzmacie *à vision directe* jest częściowo wadliwy: w jednym z pryzmatów flintowych promienie czerwone załamują się silniej niż fioletowe. Na rys. 541 krzywa rozkładu natężeń promieniowania dla temperatury 2500°K zaczyna się przy 4000 \AA od zera.

Jeśli już mówimy o pewnych zastrzeżeniach, to zwróćmy uwagę na błąd drukarski na s. 166 w wartości ogniskowej przedmiotowej oka ludzkiego: 17 mm, nie 14. Tam gdzie jest mowa o dyspersji czy zdolności rozszczepiającej pryzmatu (s. 273), warto byłoby zwrócić uwagę na właściwe znaczenie „podstawy“ pryzmatu („podstawa“ może być przecież znacznie mniejsza od prawdziwej podstawy, jeśli pryzmat nie jest całkowicie wypełniony światłem a tak prawie nigdy nie bywa). Szkoda, że na s. 470 nie mogła znaleźć się wzmianka o zastosowaniu termistorów. Recenzent ma wreszcie wątpliwości, czy potrzebne jest w tym podręczniku tak obszerne potraktowanie spektrofotometru Beckmana (s. 530—533), kiedy jest tyle chyba ważniejszych i ciekawszych tematów, które mogły znaleźć jedynie niewiele miejsca w książce, a zasługiwałyby na więcej.

Zamykamy „Optykę“ z mocno ugruntowanym przekonaniem, że uzyskaliśmy doskonały podręcznik (pięknie uzupełniający się z IV tomem „Fizyki doświadczalnej“ prof. Szczeniowskiego) i możemy tylko wyrazić życzenie, aby jak najszybciej ukazały się dalsze części skryptu profesora Pieńkowskiego w tym samym opracowaniu.

W. Kapuściński

Włodzimierz Zonn, „Astrofizyka ogólna”, PWN, Warszawa 1955.

Książka ma stanowić podręcznik dostosowany do programu astrofizyki obserwacyjnej, wykładanej na III roku studiów uniwersyteckich. Autor podzielił materiał na dwie części. Pierwszą zatytułował: Metody badań astrofizycznych, drugą — Główne wyniki badań astrofizycznych. Kończy książkę przypis prof. S. Piotrowskiego dotyczący wewnętrznej budowy gwiazd.

W pierwszej części, po podaniu ogólnych zasad optyki, na których oparta jest konstrukcja teleskopów, autor opisuje ich zasadnicze typy, stosowane najczęściej w badaniach astrofizycznych, a następnie wyjaśnia zasady, na których jest oparta budowa aparatury spektralnej. Dalej autor omawia wyznaczanie prędkości radialnej, klasyfikację widmową gwiazd i paralaksy spektroskopowe. Następne rozdziały, dotyczące interpretacji widm gwiazd na podstawie praw wzbudzenia i jonizacji atomów cząsteczek, a dalej krzywej wzrostu i konturów linii widmowych, wprowadzają czytelnika już do problemów astrofizyki teoretycznej, związanych z badaniami widm gwiazdowych. Rozdział o temperaturach gwiazd wiąże się z badaniami widma ciągłego. Potem w szeregu artykułów autor podaje zasady fotometrii gwiazdowej,

a więc po podaniu podstawowych pojęć i praw, autor omawia zasady fotometrii wizualnej i fotoelektrycznej, jak również kolorymetrii. Bardzo pobieżnie autor zajmuje się spektrofotometrią i również bardzo krótko omawia rozpoczęte niedawno prace z zakresu polaryzacji światła gwiazd. Potem autor opisuje metody pomiarów interferencyjnych średnic gwiazd i sposoby wyznaczania mas i gęstości gwiazd. Część pierwszą kończy bardzo interesujący rozdział, dotyczący obserwacji promieniowania radiowego ciał niebieskich, zawierający wiadomości nie podawane dotychczas w podręcznikach.

W części drugiej autor podaje wyniki badań dotyczących budowy i właściwości fizycznych ciał niebieskich. Najpierw w obszernym rozdziale daje metody badań Słońca i najważniejsze ich wyniki, następnie zestawia wyniki badań z zakresu fizyki gwiazd i przytacza wiadomości o gwiazdach zmiennych, o mgławicach i międzygwiazdowej materii rozproszonej, gromadach gwiazd i galaktykach. Część tę kończą rozdziały zawierające wiadomości z fizyki planet, właściwości fizycznych komet i materii międzyplanetarnej. Przy końcu książki podany został przypis napisany przez prof. S. Piotrowskiego, wyjaśniający na 30 stronicach najważniejsze zagadnienia z zakresu wewnętrznej budowy gwiazd, opracowany jasno i wprowadzający czytelnika w istotę tych zagadnień w ujęciu aktualnym.

Książka była pisana jako podręcznik dla III roku studiów uniwersyteckich i pod tym kątem widzenia należy ją oceniać. Przedmiot wykładany na III roku studiów nosi nazwę „astrofizyka obserwacyjna“, celem zaś nauczania jest wyłożenie podstawowych metod obserwacyjnych, stosowanych przy rozwiązywaniu najważniejszych problemów astrofizycznych. Należałoby przeto w podręczniku wskazać, z jakimi problemami astrofizycznymi astronomowie mają do czynienia, jakie instrumenty i metody obserwacji stosowane są do ich rozwiązywania i jakie uzyskano wyniki. Układ książki, w której materiał podzielony został na dwie części, słabo powiązane ze sobą, utrudnił autorowi powiązanie logiczne problematyki naukowej z metodami i wynikami. Nawet jednak przy zachowaniu podziału książki na dwie części trudność tę można było pokonać przez wyłożenie na wstępie zasadniczej problematyki astrofizycznej w tym zakresie, w którym student ma przygotowanie z astronomii ogólnej i fizyki doświadczalnej, i powiązanie wyłożonych metod z problemami. Autor tego nie uczynił, wskutek czego student nie zawsze wie, przy jakich problemach znajdują zastosowanie opisywane w książce metody, w opisie zaś wyników przeważnie nie ma powoływania się na metody, podaje się gotowe fakty, często bez wyjaśnienia drogi, na której zostały osiągnięte. Jako przykład mogą służyć wywody autora na s. 260 odnoszące się do zawartości helu i wodoru gwiazd różnych podsystemów. Należałoby albo wyjaśnić, na jakiej drodze uzyskano podane liczby, albo całe zagadnienie opuścić. Ten sposób wyłożenia nie uczy studenta myśleć naukowo, podręcznik więc nie spełnia swego zasadniczego zadania.

Podejście autora do wyłożenia metod pomiarów astrofizycznych jest raczej teoretyczne. Podawane są ogólne zasady metod bez rozwinięcia strony praktycznej. Autor słusznie zaznacza na wstępie, że „opis wszystkich instrumentów używanych w astrofizyce byłby czymś niewłaściwym i nieinteresującym“. Jednakże autor nie opisał dokładnie ani jednego instrumentu, a byłby wskazany dokładny opis niewielu typowych instrumentów w związku z omawianymi zagadnieniami z podaniem sposobów badania ich błędów systematycznych. Wszak badania błędów systematycznych stanowią w wielu przypadkach najistotniejszą część metod obserwacyjnych.

Co się tyczy samego przedstawienia faktów, to autor nie stosuje historycznego podejścia do wyłożonych zagadnień, co byłoby bardzo pouczające dla studenta. Poza tym należałoby dokładniej precyzować, kiedy miały miejsca badania danego rodzaju, a nie podawać tylko, że były one „niedawno“ lub „ostatnio“, tym bardziej, że autor

pod tym wyrazem odnosi je zarówno do faktów sprzed trzydziestu lat jak np. wzmianka o stosowaniu chlorku neodymu na s. 53 lub o metodzie Błażki-Nijlanda na s. 129 jak do faktów sprzed kilku laty. Podanie czasu, choćby z dokładnością pięciu lat, byłoby odpowiedniejsze.

W studium zagadnień podawanych w podręcznikach utrudnieniem dla studenta będzie to, że autor w wielu miejscach nie doprowadza rozumowania do końca, w szczególności często nie wprowadza wzorów, lecz odsyła do monografii lub artykułów w czasopismach specjalnych w językach obcych, trudno dostępnych dla studenta. Student nie wiedząc, skąd bierze się dany wzór, przestaje rozumieć jego sens i przez to przestaje rozumieć często samo zagadnienie, wymagać zaś nie można od studenta III roku, aby studiował monografię i czasopisma specjalne, tym bardziej, że studenci na ogół słabo znają języki obce.

Niedbale autor podszedł do podpisów pod rycinami. Zasadniczo pod każdą ryciną powinien być podpis, tymczasem jedne ryciny mają podpisy, a inne nie. Szczególnie potrzebne byłyby podpisy pod fotografiami, czego autor nie robi. Na s. 293 i 294 nie dano podpisów pod fotografiami mgławic i nie wiadomo studentowi, co one miały oznaczać, na s. 299 i 300 też nie dano podpisów pod fotografiami, a w tekście błędnie je objaśniono.

Pomyłek lub błędów drukarskich jest niewiele, zaletą bowiem książki jest jej staranna korekta. Niektóre jednak usterki wymagają wzmianki. Ryc. 30 na s. 47 jest niejasna. Student może nie rozumieć z niej kierunku ku apeksowi. Na s. 24 rysunki c i d są zbędne, bo nie są omawiane w tekście. Należałoby wyjaśnić (s. 99) co to są ujemne jony wodorowe, a nie odsyłać do niedostępnej dla wielu studentów angielskiej książki McCrea. W dodatku wzmianka o ich działaniu jest błędna (s. 105). Byłoby bardzo pouczające dla studentów, gdyby autor wyjaśnił, w jaki sposób utworzono NPS (s. 106). Zamiast jedności absolutne należałoby pisać wielkości absolutne. Ryc. 84 na s. 187 niedostatecznie wyjaśniona. Autor nie podał określenia T_r , s. 95 autor podaje na stałą słoneczną wartość 1,92, a na s. 197—198 1,90, należałoby uzgodnić. S. 221, nie wyjaśniono, dlaczego skrzydła linii pochodzą z warstw o większym ciśnieniu.

Wreszcie jedna uwaga językowa. Autor prawie wszędzie stosuje czasownik „zaniedbać“ (nie dbać o coś), w znaczeniu czasownika „pomiąć“ (nie brać pod uwagę). Drobniejszych usterek i błędów drukarskich nie wyliczam.

W konkluzji książka prof. W. Z o n n a, mimo niedociągnięć i niedopracowania w ujęciu i szczegółach, stanowi rzetelny wkład do naszej literatury astronomicznej i będzie użyteczna zarówno dla studentów astronomii, jak i dla fizyków, pragnących się zaznajomić z zasadami, na których oparte są badania astronomiczne.

Eugeniusz Rybka

D. Błochincew, „Podstawy mechaniki kwantowej“, PWN, Warszawa 1954

Podręcznik B ł o c h i n c e w a jest publikacją kursu wykładów mechaniki kwantowej, wygłaszanych przez autora w ciągu szeregu lat na Wydziale Fizyki Moskiewskiego Uniwersytetu Państwowego im. Łomonosowa. Zawiera on obszerny wykład podstaw i zastosowań nierelatywistycznej mechaniki kwantowej, przy czym autor kładzie silny nacisk na interpretację fizyczną i filozoficzną pojęć mechaniki kwantowej.

Wykład podstaw mechaniki kwantowej, obejmujący około $\frac{1}{4}$ część książki, rozpoczyna autor od omówienia faktów doświadczalnych, które doprowadziły do

jej powstania, przy czym dyskutuje szczegółowo fale de Broglie'a. Na podstawie właściwości fal de Broglie'a określona jest funkcja falowa z jej interpretacją statystyczną i sformułowana zasada superpozycji stanów. Następnie wprowadzone jest pojęcie „zespołu statystycznego“ czystego i mieszanego. Stan układu scharakteryzowany przez funkcję falową określony jako przynależność do zespołu statystycznego czystego. Dużo miejsca poświęca autor omówieniu zasady nieoznaczoności, wprowadzając ją za pomocą pakietów falowych i ilustrując ją na przykładach. Jeżeli chodzi o terminologię polską, wydaje się, że bardziej odpowiednią nazwą byłaby „zasada nieokreśloności“, gdyż wielkości, o których mowa w tej zasadzie, nie mają dokładnie określonych wartości, natomiast termin „nieoznaczoność“ może sugerować, że mają one wartości określone, lecz my nie możemy ich zmierzyć (oznaczyć). Po omówieniu tej zasady omawia autor rolę przyrządu pomiarowego i jego współdziałanie z badanym układem mikrofizycznym, prowadzące do wytworzenia się zespołu mieszanego z danego zespołu czystego.

Po omówieniu interpretacji statystycznej funkcji falowej zajmuje się autor szczegółowo przedstawieniem wielkości mechanicznych za pomocą operatorów oraz zagadnieniem wartości własnych operatorów. Pewne szczegóły wykładu byłyby bardziej zrozumiałe, gdyby wprowadzić do niego pojęcie operatora adiungowanego (sprzężonego po hermitowsku) i za jego pomocą określić operator rzeczywisty (operator L^* na str. 77 nie jest wyraźnie zdefiniowany). W dalszym ciągu omawia autor zmianę w czasie funkcji falowej i otrzymuje za pomocą postulatów, narzucających się z poprzednio przeprowadzonych rozumowań, równanie Schrödingera, z którego wyciąga pierwsze wnioski. Rozważa tę zmianę w czasie wielkości fizycznych (i odpowiadających im operatorów) jak również związek równania Schrödingera z równaniem Hamiltona-Jacobiego. Wykład zasad mechaniki kwantowej nierelatywistycznej zamyka autor krótkim przedstawieniem teorii reprezentacji, którą kończy rozważaniem przedstawień unitarnych oraz „macierzy gęstości“ (macierzy operatora statystycznego).

Zastosowania mechaniki kwantowej obejmują około $\frac{3}{4}$ podręcznika. Rozpoczyna je autor od wyłożenia teorii ruchu cząstek w polu sił potencjalnych (oscylator harmoniczny, cząstka w polu siły centralnej, elektron w polu periodycznym), rozwiązując w tych przypadkach równanie Schrödingera na wartości własne, po czym przedstawia teorię ruchu cząstki naładowanej w polu elektromagnetycznym. W dalszym ciągu przedstawiona jest teoria (nierelatywistyczna) spinu elektronowego oraz równanie Pauliego wraz z zastosowaniami do teorii budowy atomu i teorii subtelnej struktury widm atomowych.

Rachunek perturbacji niezależnych od czasu wyłożony jest szczegółowo zarówno dla widma przerywanego (z zastosowaniami do zjawiska Starka i do normalnego zjawiska Zeemana), jak i dla widma ciągłego wraz z przybliżeniem Borna i metodą fal cząstkowych. W przeciwieństwie do wyczerpującego wykładu perturbacji niezależnych od czasu pewne zastrzeżenia budzi sposób obliczenia w teorii przejść kwantowych (za pomocą rachunku perturbacji zależnych od czasu) prawdopodobieństw przejścia na jednostkę czasu. Autor rozkłada pole zaburzące na składowe fourierowskie i oblicza prawdopodobieństwo przejścia pod wpływem pojedynczej składowej fourierowskiej pola zaburzącego. Prawdopodobieństwo to jest proporcjonalne do czasu t dopiero dla dużych t . Po tym obliczeniu sumuje autor przyczynki do prawdopodobieństwa przejścia pochodzące od wszystkich składowych fourierowskich pola zaburzącego. Proporcjonalność prawdopodobieństwa do czasu otrzymuje autor dla t dużych, dla których nie wiadomo czy przybliżenia, jakie czyni się w rachunku perturbacji zależnych od czasu, są słuszne. Gdy natomiast, jak to się zwykle robi,

zsumuje się prawdopodobieństwa pochodzące od różnych składowych fourierowskich w pobliżu częstości rezonansowej, otrzymuje się od razu prawdopodobieństwa proporcjonalne do czasu. Teoria przejść kwantowych zastosowana jest do tak zwanej półklasycznej teorii promieniowania, to znaczy do zjawisk wysyłania, pochłaniania i rozpraszania światła, traktowanego klasycznie przez układy atomowe.

W dalszym ciągu przedstawiona jest teoria wielu ciał wraz z zastosowaniami i wstępem do teorii drugiego kwantowania — zarówno dla fermionów, jak i dla bosonów. Wprowadzone jest tu równanie Schrödingera dla środka masy cząstek oraz kwantowe zasady zachowania pędu, momentu pędu i energii dla układu cząstek. Następnie rozważone są przykłady ruchu atomów w polu zewnętrznym i zderzenia niesprężyste elektronów z atomem. W dalszym ciągu rozpatrywane są układy identycznych cząstek, fermionów i bosonów, przez co przygotowany jest grunt do naszkicowania zasad drugiego kwantowania oraz założeń statystyk kwantowych. Po omówieniu zasad drugiego kwantowania przechodzi autor do zastosowań teorii wielu ciał do atomów wieloelektronowych, omawiając szczegółowo atom helu, a następnie układ periodyczny pierwiastków. Dalsze zastosowania teorii wielu ciał dotyczą budowy cząsteczek (dwuatomowych) oraz zjawisk magnetyzmu.

Na zakończenie wykładu mechaniki kwantowej przypomniany jest jeszcze krótko formalizm mechaniki kwantowej, granice stosowalności mechaniki kwantowej nierelatywistycznej oraz przedyskutowane pewne zagadnienia teoriopoznawcze. Omówiony jest tu stosunek materializmu dialektycznego do poglądów szkoły kopenhaskiej i podkreślony jeszcze raz obiektywny charakter praw mechaniki kwantowej. Książkę kończą przypisy o charakterze matematycznym.

Wykład podstaw teorii jest systematyczny. Duża ilość zastosowań, których nie ma w innych podręcznikach, ułatwia zrozumienie zasad teorii. W całej książce duży nacisk położony jest na zagadnienia interpretacyjne. Wydaje się jednak, że tak szerokie ich przedstawienie na samym początku książki (zwłaszcza trudnego pojęcia zespołu mieszanego) może utrudnić początkującemu studentowi poznanie zasad mechaniki kwantowej. Czytelnik bardziej zaawansowany znajdzie tam dużo interesujących uwag.

B. Średniawa

J. Frenkel, „Wstęp do teorii metali“. Z drugiego wydania oryginału tłumaczyła Paulina J a s z c z y n, PWN, Warszawa 1955.

Są książki fizyczne pisane przez fizyków wybitnych i książki pisane przez fizyków przeciętnych. Pierwsze są bardziej oryginalne i ciekawe, drugie bywają bardziej systematyczne.

„Wstęp do teorii metali“ J. Frenkela należy niewątpliwie do pierwszej kategorii książek. Bogaty materiał zawarty jest w tej niewielkiej monografii. W części I omówiona jest teoria elektronowa metali, w II — teoria pasmowa, w III — molekularno-kinetyczna teoria stanu stałego i ciekłego, w IV — kinetyczna teoria stopów, w V — wytrzymałość i plastyczność.

Ujęcie poszczególnych zagadnień jest oryginalne. Książka przeznaczona jest raczej dla inżynierów-metalurgów niż dla fizyków. Nie ma tu nagromadzenia wzorów matematycznych, nie ma wcale formuł bardziej skomplikowanych. Podstawowe jednak wzory teorii metali są w książce podane. Może się jednak wydawać, iż mniej wyrobiony czytelnik nie potrafi zorientować się, które wzory są najważniejsze.

Największy nacisk położony jest na fizyczne wyjaśnienie mechanizmu zjawisk w toku wykładu, przy czym autor chętnie posługuje się niezwykle obrazowymi porównaniami. Ilustruje swe rozważania na każdym kroku doskonałymi argumen-

tami z przekonujących doświadczeń. Ponieważ autorowi zależy przede wszystkim na uchwyceniu sensu zjawiska w każdej dziedzinie, chętnie posługuje się uproszczonymi modelami.

Tak więc rozpoczynając podręcznik od próby wyjaśnienia, jakie jest pochodzenie i charakter wiązania między atomami, i mówiąc o kolektywizacji elektronów jako przyczynie wiązania chemicznego, autor daje uproszczony model dwuatomowy (model ósemki) jako najprostsz, w którym zjawisko kolektywizacji można uchwycić. Dwuatomowy model ciała stałego pozwala już scharakteryzować siły spójności i siły odpychania w metalach, a nawet wprowadzić równanie stanu i gęstości metali.

Trójatomowy model kryształu pozwala dalej zrozumieć warunki trwałości kryształu i nietrwałość stanów przejściowych i wprowadzić w termodynamiczną teorię topnienia. Te przykłady charakteryzują metodę Frenkla. Pamiętamy, że on był właśnie pionierem nowoczesnej teorii metali, z satysfakcją więc można śledzić jego bieg myśli operującej chętnie modelami fizycznej natury, a osiągnącej pełne rezultaty.

Ta monografia, która różni się wyraźnie od paru znanych podręczników teorii ciała stałego ujęciem tematów, dziwnie traktuje elektronową teorię pasmową. Frenkel jest przeciwnikiem teorii pasmowej. W drugim wydaniu swej monografii poświęcił rozdział zagadnieniu ruchu elektronu w jednowymiarowym polu periodycznym i wprowadził zasadnicze właściwości pasm energetycznych. O strefach Brillouina w modelu trójwymiarowym nie powiedział ani słowa.

Zgadając się nawet z twierdzeniem, że dyskusowanie właściwości elektronowych metali w terminach teorii pasmowej ma zasadnicze wady, musimy przyznać jednak, że opis ten wprowadza przejrzystość, która właśnie początkującemu ułatwia uchwycenie stosunków w skomplikowanych warunkach trójwymiarowego kryształu. Wprowadzenie pojęć wektora falowego, warunków cykliczności, stref Brillouina itd. ułatwia szereg rozważań dotyczących stanów elektronowych, poziomu Fermiego itp. W układzie Frenkla te właśnie proste a zasadnicze rozważania mogłyby być bardziej przejrzyste i systematyczne.

Niechętnie traktowanie modelu pasmowego powoduje, że zastosowanie teorii pasmowej do teorii struktury metali i stopów wypadło bardzo ubogo. Reguła Hume-Rothery'ego i teoria Jonesa są wspomniane, ale bardzo pobieżnie. Wydaje się, że kierunek ten ma jednak większe znaczenie dla teorii metalurgii. Bardzo interesujące są za to rozważania kinetyczne dotyczące stopów, tym bardziej, że te właśnie rozważania trudno znaleźć w znanych podręcznikach teorii ciała stałego.

Najbardziej interesujące są ostatnie rozdziały książki, omawiające wytrzymałość i plastyczność metali. Poruszają one zagadnienia, które mają największe znaczenie praktyczne, a które mało uwzględnione były w dotychczas znanych podręcznikach teorii metali. Oryginalne prace Frenkla i Kontorowej są tu zreferowane na tyle dokładnie, że doskonale można śledzić wyprowadzenie zasadniczych wzorów.

O wytrzymałości metali mówi się na paru stronach zaledwie, ale naszkicowana tam statystyczna teoria wytrzymałości otwiera perspektywy niezwykle ciekawe. Jeśli chodzi o plastyczność, to przede wszystkim opisane są najprostsze modele dyslokacji. Dyslokacje bowiem są elementami wyjściowymi odkształcenia plastycznego. Wprowadzone są także wzory opisujące rozchodzenie się dyslokacji. Omówienie tych wzorów jest bardzo ciekawe. Poruszane tu sprawy dotyczą zagadnień w teorii metali najbardziej obecnie aktualnych.

Tłumaczenie polskie drugiego wydania rosyjskiego jest poprawne, pozostawiono tylko parę rusycyzmów. Przyjemną zaletą tłumaczenia jest dodanie skorowidza, bardzo potrzebnego w książce poruszającej szeroki zakres tematów, którego w oryginale rosyjskim nie było.

M. Suffczyński

K R O K I K A

Polska Akademia Nauk

Uchwałą Sekretariatu Naukowego Prezydium Polskiej Akademii Nauk z dnia 15 czerwca 1955 r. został powołany Komitet do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej. Przewodniczącym Komitetu został prof. dr Leopold Infeld, a zastępcą przewodniczącego prof. dr Henryk Niewodniczański. W skład Komitetu wchodzi następujący członkowie:

mgr inż. Jerzy Aleksandrowicz (elektrotechnika medyczna),

prof. dr Helena Birecka (fizjologia roślin),

doc. mgr Bronisław Buras (fizyka),

prof. dr Eugeniusz Domański (fizjologia zwierząt),

prof. dr Alicja Dorabialska (chemia),

prof. dr Marian Górski (nawożenie i gleboznawstwo),

prof. dr Janusz Groszkowski (radiotechnika),

doc. dr Andrzej Hrynkiwicz (fizyka),

doc. dr Władysław Jasiński (radiobiologia),

prof. dr Aleksander Krupkowski (metalurgia),

prof. dr Michał Łunc (fizyka techniczna),

prof. dr Ignacy Malecki (elektroakustyka),

doc. mgr Karol Majewski (fizyka)

prof. dr Stefan Minc (chemia),

prof. dr Cezary Pawłowski (radiobiologia),

prof. dr Ignacy Reifer (biochemia),

prof. dr Bolesław Skarżyński (biochemia),

prof. dr Leonard Sosnowski (fizyka),

prof. dr Michał Śmiałowski (chemia),

prof. dr Andrzej Sołtan (fizyka),

prof. dr Kazimierz Smulikowski (petrografia),

doc. dr Dawid Shugar (biofizyka),

prof. dr Włodzimierz Trzebiatowski (chemia),

prof. dr Tadeusz Urbański (chemia),

doc. dr Zdzisław Wilhelmi (fizyka),

kand. nauk Józef Werle (fizyka).

prof. dr Witold Zawadowski (radiologia),

prof. dr Ignacy Złotowski (chemia).

Do zadań Komitetu będzie należało planowanie i koordynowanie prac naukowo-badawczych w dziedzinie badań jądrowych i pokojowego wykorzystania energii jądrowej oraz współdziałanie przy organizowaniu szkolenia odpowiednich specjalistów.

Nagrody Państwowe

Komitet Nagród Państwowych na dzień 22 lipca 1955 r. uchwalił przyznać m. in. następujące nagrody państwowe za osiągnięcia w dziedzinie fizyki:

Nagroda I stopnia — Leopold Infeld za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki teoretycznej, a w szczególności za prace z teorii grawitacji oraz elektrodynamiki nieliniowej.

Nagroda II stopnia, zespołowa — Marian Danysz i Jerzy Pniewski za odkrycie zjawiska hyperonu związanego.

Nagroda III stopnia — Arkadiusz Piekara za całość badań nad dielektrykami ze szczególnym uwzględnieniem prac nad ferroelektrykami.

Konferencja poświęcona spektroskopii promieni X

W styczniu 1955 r. odbyła się w Moskwie dwudniowa konferencja poświęcona spektroskopii promieni X. Konferencja została zorganizowana przez Komisję Rentgenograficzną Instytutu Kryształografii Akademii Nauk ZSRR i przez Katedrę Fizyki Ciała Stałego Uniwersytetu Moskiewskiego. W słowie wstępnym G. S. Żdanow podkreślił wielkie znaczenie zastosowań metod spektroskopii promieni X do rozwiązywania zagadnień fizyki ciała stałego. Większość wykładów poświęcono wynikom doświadczalnym i teoretycznym w dziedzinie subtelnej struktury widm rentgenowskich, a w szczególności widm stopów metalicznych.

Konferencja Fizyki Jądrowej w Moskwie

W Moskwie w dniach od 1 do 5 lipca 1955 r. odbyła się Międzynarodowa Konferencja Fizyki Jądrowej. Wzięli w niej udział delegaci trzydziestu kilku krajów. W skład delegacji polskiej wchodził prof. dr Paweł Szulkin i prof. dr Henryk Niewodniczański.

Konferencja jądrowa nad jeziorem Como

Trzecia letnia konferencja fizyków, zorganizowana przez Włoskie Towarzystwo Fizyczne, odbyła się w dniach od 17 lipca do 6 września br. nad jeziorem Como. W tym roku przedmiotem konferencji była fizyka jądrowa. Wykłady w języku angielskim lub francuskim prowadzili: prof. A. Bohr (Kopenhaga), prof. S. de Benedetti (Pittsburgh), prof. G. Placzek (Princeton), prof. I. I. Rabi (New York), dr A. M. Weinberg (Oak Ridge). W konferencji uczestniczyło około 30 osób, przewodniczył prof. C. Salveti (Mediolan).

Współpraca między fizykami i technikami brytyjskimi

Wobec szybko postępującego rozwoju technologii energii jądrowej coraz żywiej daje się odczuć potrzeba ściślejszych kontaktów między fizykami a inżynierami,

zajmującymi się tym zagadnieniem. Cztery instytucje zrzeszające inżynierów lądowych, mechaników, elektryków i chemików wraz z Instytutem Fizyki powołały do życia specjalną stałą organizację pod nazwą British Nuclear Energy Conference. Do zarządu organizacji weszło po trzech przedstawicieli z każdej z wyżej wymienionych instytucji. Przewodniczącym został Sir Christopher Hinton. Działalność British Nuclear Energy Conference polegać będzie przede wszystkim na urządzaniu konferencji, sympozjonów i dyskusji, na których będą referowane zagadnienia związane z wykorzystaniem energii atomowej. Sprawozdania z zebrań i przedstawione referaty będą publikowane w specjalnym czasopiśmie, które będzie się zapewne ukazywać cztery razy do roku.

Fizyka w ČSR

Czechoslovak Journal of Physics, wydawany przez Czechosłowacką Akademię Nauk, publikuje w zeszycie kwietniowym br. artykuł prof. J. Bačkovského na temat rozwoju fizyki w Czechosłowacji od 1945 r.

W okresie przed II wojną światową możliwości pracy naukowo-badawczej w Czechosłowacji były bardzo ograniczone. Od 17 listopada 1939 r. uniwersytety czechosłowackie były zamknięte, nastąpiła sześciolatnia przerwa tak w pracy naukowej, jak i w kształceniu młodych fizyków. Podczas okupacji niemieckiej fizyka czechosłowacka poniosła dotkliwe straty personalne. Skutkiem prześladowań zginęli m. in.: profesor uniwersytetu w Brnie dr J. Sahánek, profesorowie Uniwersytetu Karola — dr V. Dolejšek i dr F. Závíska oraz trzech uczniowie prof. Dolejšeka — dr J. Köppel, dr K. Žadkevič i dr J. Klein.

Po wyzwoleniu kraju fizycy czechosłowaccy stanęli wobec poważnych zadań. Przede wszystkim trzeba było podjąć pracę w uniwersytetach. Jednocześnie pojawiło się wiele pilnych problemów związanych z wprowadzaniem metod fizycz-

nych do przemysłu czechosłowackiego. Wreszcie należało wypracować formy organizacyjne dla badań fizycznych w ramach ogólnonarodowej organizacji nauki.

Już 1 czerwca 1945 r. rozpoczęły się wykłady w uniwersytetach. W Uniwersytecie Karola obok zwykłych studiów fizycznych wprowadzono specjalne studium fizyki stosowanej w celu przygotowania pracowników dla instytucji przemysłowo-badawczych.

W miarę rozwoju badań rosła konieczność specjalizacji poszczególnych katedr. W jesieni 1953 r. zostały utworzone następujące katedry fizyki na Uniwersytecie Karola: a) Katedra Mechaniki i Podstaw Fizyki, b) Katedra Fizyki Wysokiej Częstotliwości i Techniki Próżniowej, c) Katedra Atomistyki i Fizyki Ciała Stałego. Inne uniwersytety czechosłowackie poszły po analogicznej linii. W Bratysławie powstał Wydział Nauk Przyrodniczych z nowymi katedrami fizyki.

Istniejący od czasów przedwojennych Fizyczny Instytut Badawczy, będący własnością zakładów Škoda, początkowo przechodził trudny okres walcząc z brakiem zrozumienia kierowniczych czynników przemysłowych. Mimo trudności Instytut oddał cenne usługi przemysłowi.

Dekretem Rządu ČSR z dnia 20 czerwca 1950 r. utworzono 7 instytutów badawczych, m. in. Centralny Instytut Fizyki. Następnie powstały Państwowy Instytut Geofizyczny i Instytut Techniki Optycznej. Poza tym zostały stworzone pracownie badawcze podległe poszczególnym ministerstwom, na przykład Instytut Badawczy Fizyki Elektrotechnicznej i Instytut Techniki Próżniowej.

W celu wytyczenia kierunków rozwoju fizyki w Czechosłowacji jesienią 1951 r. została zwołana I Konferencja Fizyków Czechosłowackich w Liblicach. Po wyczerpującej dyskusji postanowiono uznać jako najważniejsze kierunki: 1) badanie właściwości ciał stałych, 2) badania w dziedzinie jądra atomowego i cząstek

elementarnych, 3) problemy praktyczne związane z produkcją przemysłową.

Wiosną 1952 r. odbyła się, również w Liblicach I Konferencja Geofizyków.

W 1951 r. rozpoczęto wydawanie czasopisma *Czechoslovak Journal of Physics* w 2 wydaniach — czeskim i międzynarodowym. Czasopismo to jest kontynuacją *Časopis pro pěstování matematiky a fyziky*, wydawanego przez Stowarzyszenie Matematyków i Fizyków Czeskich od 1872 r.

Od r. 1949 wprowadzono w Czechosłowacji aspirantury, co było ważnym środkiem kształcenia młodych fizyków.

Najważniejszym wydarzeniem w dziedzinie organizacji nauki czechosłowackiej było założenie w 1952 r. Czechosłowackiej Akademii Nauk jako naczelnej instytucji naukowej w kraju. Na członków korespondentów Akademii zostali spośród fizyków powołani profesorowie: dr D. I k o v i č, dr V. P e t r ž í l k a, dr V. V o t r u b a i dr A. Z á t o p e k. Czechosłowackiej Akademii Nauk podlegają Instytut Fizyki Technicznej (zajmujący się głównie fizyką ciała stałego), Instytut Geofizyki i Instytut Optyki, które zostały przekształcone z dawnego Centralnego Instytutu Fizyki. Akademia objęła również Laboratorium Fizyki Jądrowej, założone przez dawną Czeską Akademię Nauki i Sztuki. Stworzono również Laboratorium Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej. W 1954 r. te dwa laboratoria zostały połączone w Instytut Fizyki Czechosłowackiej Akademii Nauk.

Za wybitną działalność naukową wielu fizyków otrzymało nagrody państwowe bądź nagrody Czechosłowackiej Akademii Nauk.

Konferencja rentgenowska w Bristolu

Wiosenna konferencja grupy rentgenowskiej brytyjskiego Instytutu Fizyki odbyła się w dniach od 30 marca do 1 kwietnia 1955 r. w H. H. Wills Laboratory Uniwersytetu w Bristolu. Omawiane prace dotyczyły różnych dziedzin analizy rentgenowskiej.

Prof. A. J. C. Wilson referował prace własne o wpływie różnych elementów symetrii kryształu na funkcję rozkładu natężenia promieni X.

Obliczanie długości wiązań w złożonych cząsteczkach organicznych na podstawie teorii orbit molekularnych omówił dr T. H. Goodwin. Podkreślił przy tym zgodność między tak obliczonymi długościami wiązań w wielu węglowodorach a długościami znalezionymi metodami rentgenowskimi.

Dr A. Klug przedstawił nową metodę wyznaczania absolutnych natężeń odbić rentgenowskich.

Duża liczba referowanych prac dotyczyła wyznaczania struktur. Wśród prac aparaturowych zwraca przede wszystkim uwagę lampa rentgenowska punktowa konstrukcji dra W. C. Nixona. Przy użyciu ogniskowania magnetycznego uzyskano ognisko lampy o przekroju mniejszym niż $1\mu^2$.

Nowe czasopismo szwedzkie

Szwedzka firma LKB-Produkter Fabrikaktiebolag rozpoczęła wydawanie kwartalnika *Science Tools*. Czasopismo, ukazujące się w języku angielskim, ma za zadanie ułatwić współpracę producentów aparatury naukowej z pracownikami nauki, w szczególności w dziedzinie fizyki jądrowej i chemii fizycznej.

Ekspozycja nowego bloku klisz jądrowych

Uniwersytety w Bristolu, Mediolanie i Padwie wspólnie organizują wysłanie na wysokość około 30 000 metrów balonu z czterema blokami po 250 warstw emulsji jądrowej typu G5. Wymiary poszczególnych klisz bezpodłożowych mają wynosić 40×25 cm, grubość 0,6 mm. Balon będzie wypuszczony w dolinie rzeki Pad przypuszczalnie we wrześniu br.

Wielkość bloku dobrana jest tak, aby można było w nim obserwować kończące się tory produktów rozpadu nietrwałych ciężkich mezonów, na przykład mezony μ z rozpadu mezonu $\kappa_{\mu 2}$ (zasięg w emulsji

około 20 cm) lub mezony π z rozpadu mezonów $\chi(\kappa_{\pi 2})$ (zasięg około 12 cm).

Koszt całej imprezy włącznie z wywołaniem emulsji itp. wyniesie około £ 12 000.

Wydobycie minerałów uranowych

Biuletyn Banque Centrale du Congo podaje, że światowe wydobycie minerałów uranowych w r. 1953 wynosiło około 10 000 ton, z czego na Kongo Belgijskie przypada około 5000 ton.

Budżet francuskiego Komisariatu Energii Atomowej

Preliminarz budżetowy francuskiego Komisariatu Energii Atomowej przewidyje na okres 1955—1957 wydatki w ogólnej sumie 100 miliardów franków. Podział tej sumy ma być następujący:

15 miliardów na wydobycie minerałów,
15 miliardów na wytwarzanie materiałów na reaktory, w szczególności ciężkiej wody, której produkcja ma osiągnąć 3—4 ton rocznie,

30 miliardów na rozbudowę ośrodka w Marcoule (departament Gard),

20 miliardów na opracowanie silnika atomowego do napędu okrętów,

20 miliardów na badania podstawowe.

Przewidziany dopływ inżynierów ma wynieść: w r. 1955 — 300, w r. 1956 — 450, w r. 1957 — 600.

Nowe informacje o Nautilusie

Coraz więcej ujawnia się danych o pierwszym atomowym okręcie podwodnym Nautilus.

Woda pod wysokim ciśnieniem w wysokiej temperaturze służy jednocześnie jako moderator neutronów i do wymiany ciepłej. Silnik zasilany jest parą o minimalnej temperaturze wystarczającej na wytwarzanie energii, ze względu na wielkie trudności występujące przy użyciu pary o temperaturze wysokiej.

Reaktor znajduje się w centralnej części okrętu i otoczony jest zasłonami, które praktycznie zupełnie pochłaniają promieniowanie, zabezpieczając całkowicie załogę.

Marynarka wojenna Stanów Zjednoczonych przystępuje do budowy trzeciego okrętu podwodnego o napędzie atomowym.

Akcelerator w Instytucie Weizmana

Instytut Naukowy Weizmana w Izraelu instaluje akcelerator protonowy elektrostatyczny typu Van de Graaffa.

Reaktor w Szwajcarii

W miejscowości Würenlingen w Szwajcarii ma być zbudowany reaktor z ciężką wodą. Rząd pokrywa 25% kosztów budowy, pozostałe 75% będzie pokryte przez konsorcjum 64 firm przemysłowych.

Badania ruchów dna rzek

W Wielkiej Brytanii rozpoczęto badania ruchów mułu rzeczno przy użyciu wskaźników izotopowych. Proszek szklany zawierający skand promieniotwórczy wrzucono przy ujściu Tamizy. Za pomocą sond opatrzonych licznikami G-M stwierdzono, że po przyplywie szkło, a zatem i muł, przesunęło się o 3 km w górę rzeki. Podobne badania prowadzi się we Francji nad przesuwaniem się piasku na dnie morza, przy czym stosuje się chrom promieniotwórczy.

Ciężka woda dla Indii

Rząd Indii zakupił w Stanach Zjednoczonych 10 ton ciężkiej wody, mającej służyć jako moderator w reaktorze, który ma być zbudowany w okolicach Bombaju. Admirał S t r a u s s, przewodniczący Amerykańskiej Komisji Energii Atomowej, oświadczył, że Komisja wyraziła zgodę na sprzedaż ciężkiej wody do Indii i stwierdził, że ma nadzieję, iż będzie to tylko pierwszy krok w kierunku szerokiej współpracy między zaprzyjaźnionymi narodami w celu rozwoju pokojowych zastosowań energii atomowej.

Symposium na temat wyładowań w gazach

W dniach 25—30 kwietnia br. odbył się w Delft międzynarodowy symposium, poświęcony zjawiskom wyładowań elektrycznych w gazach. Symposium zostało zorganizowane przy poparciu UNESCO przez Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej, Politechnikę w Delft oraz firmę Philips. Przedmiotem dyskusji były: 1) zjawiska podstawowe i nowe poglądy na mechanizm wyładowań w gazach, 2) zakłócenia stateczności i szumy, 3) potencjały przebicia, 4) nowe metody pomiarowe oraz zastosowania wyładowań w gazach jako metody pomiarowej w innych zagadnieniach fizycznych, 5) wyładowania łukowe, 6) wyładowania iskrowe, 7) różne zagadnienia, między innymi liczniki Geigera i źródła jonów.

Głównymi referentami byli: H. S. W. Massey (Londyn), L. B. Loeb (Berkeley), C. van Geel (Delft), S. C. Brown (Cambridge, Mass.), M. A. Biondi (Pittsburgh), W. Lochte Holdgreven (Kilonia) i J. M. Meek (Liverpool).

Wizyta prof. Sosnowskiego w Japonii

W sierpniu rb. prof. L. Sosnowski, dyrektor Instytutu Fizyki PAN, odwiedził Japonię, gdzie wziął udział w światowej konferencji przeciwko użyciu broni jądrowej. Konferencja została zwołana z okazji dziesięciolecia zrzucenia bomby atomowej na Hiroszimę dnia 6 sierpnia 1945 r.

Przy sposobności prof. Sosnowski nawiązał osobisty kontakt z szeregiem wybitnych fizyków japońskich i zwiedził pracownie fizyczne Uniwersytetu w Tokio, gdzie oglądał będący w budowie wielki synchrotron elektronowy, w którym po raz pierwszy zastosowano nową metodę ogniskowania wiązki.

Nowy kandydat fizyki

Dnia 6 czerwca 1955 r. odbyła się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego obrona pracy kandydackiej, mgra Z. M a ł k o w s k i e g o pt. „Widma absorpcji i fluorescencji polimerów acenaftyleny”. Promotorem był prof. dr L. Sosnowski, referentem z ramienia

Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej prof. dr A. Jabłoński (Toruń), zaś referentami z ramienia Rady Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii UW — prof. dr W. Kapuściński i prof. dr J. Pniewski. Rada Wydziału postanowiła przyznać mgrowi Z. Małkowskiemu stopień kandydata nauk w dziedzinie fizyki. Decyzja Rady Wydziału podlega zatwierdzeniu przez Centralną Komisję Kwalifikacyjną.

Streszczenie pracy: Przebadanie widm pochłaniania i fluorescencji roztworów tetrahydrofluorocyklenu ($C_{48}H_{32}$) w obszarze od 5000 Å do 3300 Å dało możliwość obliczenia energii wzbudzenia pierwszego poziomu elektronowego i pozwoliło na konstrukcję uproszczonego modelu przejść elektronowo-oscylacyjnych.

Bardziej krótkofalowej dziedzinie pochłaniania (3300—2000Å) odpowiada fluorescencja w nadfiolecie, rozciągająca się częściowo w obszarze pochłaniania pierwszego obszaru spektralnego. Zastosowanie pobudzania monochromatycznego wzduż całego widma pochłaniania wskazało na zmiany rozkładu natężeń całkowitego widma fluorescencji, pozwalając na wydzielenie w nim czterech części.

Położenie spektralne i struktura oscylacyjna widma fluorescencji roztworów tetrahydrofluorocyklenu w nadfiolecie są bardzo zbliżone do położenia i struktury widm fluorescencji naftalenu lub acenaftenu. Zastosowano analizę chromatograficzną preparatów tetrahydrofluorocyklenu oraz mieszanin tetrahydrofluorocyklenu z naftalenem i acenaftenu. Stwierdzono wyraźną różnicę zdolności adsorpcyjnych tetrahydrofluorocyklenu w stosunku do naftalenu i acenaftenu, zezwalającą na całkowity rozdział tych substancji na drodze chromatograficznej. Oczyszczenie chromatograficzne nie zmieniło jednak podzielności widma fluorescencji tetrahydrofluorocyklenu odsuwając przypuszczenie o występowaniu mieszaniny różnych związków w preparatach tetrahydrofluorocyklenu.

Zestawienie danych optycznych, doty-

czących związków pokrewnych, jak biacenaftylden, fluorocyklen i jego pochodne uwodornione oraz dekacyklen, zwróciło uwagę na szereg faktów nasuwających przypuszczenie o występowaniu mieszaniny związków w przypadku badanych preparatów. Analiza chromatograficzna oraz badania optyczne nie potwierdziły jednak tych przypuszczeń.

Na podstawie analizy całego zestawionego materiału z punktu widzenia współczesnych poglądów na mechanizm pochłaniania i fluorescencji nienasyconych związków organicznych wysunięto przypuszczenie o współistnieniu w roztworze trzech form tautomerycznych tetrahydrofluorocyklenu, różniących się w sposób zasadniczy właściwościami optycznymi. Na podstawie tej hipotezy objaśnione zostały niezrozumiałe dotychczas fakty. Sprawdzenie dalszych konsekwencji wysuniętego założenia jest tematem prac bieżących.

IV Olimpiada Fizyczna

W roku szkolnym 1954/55 Polskie Towarzystwo Fizyczne zorganizowało IV Olimpiadę Fizyczną. Przewodniczącym Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej był prof. T. Skaliński, kierownikiem Olimpiady — mgr K. Rosiński, a sekretarzem naukowym — mgr P. Ciolek.

Do zawodów wstępnych przystąpiło w tym roku 524 uczniów szkół ogólnokształcących i zawodowych. Do zawodów I stopnia zostało dopuszczonych 431 uczniów, a do zawodów II stopnia 165. Zawody III stopnia, do których zakwalifikowano 13 uczniów, odbyły się w dniach 22 i 23 kwietnia w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego i polegały, podobnie jak w poprzednich Olimpiadach, na rozwiązaniu zadania teoretycznego i wykonaniu zadania doświadczalnego. Po dokonaniu oceny wyników Komitet Główny Olimpiady Fizycznej postanowił przyznać 7 nagród i 2 wyróżnienia.

I nagroda — Brunon Redmer (Studium Przygotowawcze Politechniki Łódzkiej),

II nagroda — Marek Szalek (Szkoła Ogólnokształcąca im. gen. Sowińskiego w Warszawie),

III nagroda — Włodzimierz Jastrzębski (Technikum Budowy Silników Spalinowych w Warszawie),

IV nagroda — Ignacy Fonberg (Szkoła Ogólnokształcąca, ul. Grójecka 3, Warszawa),

V nagroda — Andrzej Werner (III Szkoła Ogólnokształcąca TPD, Łódź),

VI nagroda — Andrzej Podsekowski (III Szkoła Ogólnokształcąca TPD, Łódź),

VII nagroda — Leszek Suszycki (II Liceum Ogólnokształcące, Kraków),

Wyróżnienia — Andrzej Pawlak (VI Liceum Ogólnokształcące TPD, Poznań), — Piotr Decowski (Szkoła Ogólnokształcąca im. X. Adama Czartoryskiego, Puławy).

Uroczyste zakończenie IV Olimpiady Fizycznej i wręczenie nagród odbyło się 22 czerwca w Ministerstwie Oświaty. W imieniu zawodników przemawiał zdobywca II nagrody — Szalek, a w imieniu wykładowców nauczyciel zwycięzcy — Sobczak.

Prace opublikowane

P. Ciok i A Stegner — „Analiza cząstki A^0 w locie zarejestrowana w emulsji jądrowej“, Acta Phys. Polon., 14, 153 (1955).

Streszczenie: Przeprowadzono dokładną analizę dwuramiennej gwiazdy poprzednio opisanej przez Danysza. Analiza ta dała na Q wartość $(35,2 \pm 1,2)$ MeV.

J. Dąbrowski i J. Sawicki — „Rozkład kątowy deuteronów z reakcji ${}^9\text{Be}(p, d){}^8\text{Be}$ “, Acta Phys. Polon., 14, 143 (1955).

Streszczenie: Badano proces „pickup“ ${}^9\text{Be}(p, d){}^8\text{Be}$. Obliczono różniczkowy przekrój czynny przy zastosowaniu przybliżenia Borna. Stosowano dokładne funkcje falowe berylu przy założeniu powłokowego modelu jądra ${}^9\text{Be}$ w od-

różnieniu od uproszczonych założeń stosowanych przez Bhatję i innych. Otrzymany wzór końcowy nadaje się do numerycznych obliczeń.

L. Infeld i J. Plebański — „O pewnej klasie transformacji unitarnych“, Acta Phys. Polon., 14, 41 (1955).

Streszczenie: Praca poświęcona jest studium liniowych transformacji, jakim mogą podlegać nieprzemienne operatory położenia i pędu. Ze względu na fakt, że operatory te zachowują się wobec liniowych transformacji unitarnych podobnie jak dwie składowe kowariantnego spinora wobec transformacji unimodularnych, w pracy tej wprowadzono notację wskaźnikową i rozwinięto formalizm analogiczny do rachunku spinorowego. Specjalizując ogólną teorię, przedyskutowano szczegółowo szereg specjalnych transformacji unitarnych i związanych z nimi operatorów unitarnych, znajdując zarazem mechanizm działania tych operatorów na wektory stanu. Otrzymane wzory mogą być użyteczne rachunkowo przy różnego typu obliczeniach wykonywanych bezpośrednio na operatorach w różnych zagadnieniach mechaniki kwantowej.

R. S. Ingarden — „Uogólnienie zasady Younga-Rubinowicza w teorii dyfrakcji“, Acta Phys. Polon., 14, 77 (1955).

Streszczenie: W pracy podano uogólnienie metody Rubinowicza rozkładu fali za przesłoną Kirchhoffa na falę pierwotną u_I i falę ugiętą u_D dla przypadku dowolnej fali „geometrycznej“, padającej na przesłonę. Wykonano przybliżone obliczenia dla dowolnego kształtu przesłony. Dla fali pierwotnej zastosowano przybliżone rozwiązanie równania fali podane przez Focka w 1950 r. Wynik na u_D jest całką liniową zawierającą rozwinięcie na szereg według potęg $1/k$ (k — liczba falowa) oraz według potęg $1/R$ (R — odległość punktu całkowania od punktu obserwacji) i daje wzór Rubinowicza jako przypadek szczególny. W „przybliżeniu parageometrycznym“

otrzymano szczególnie proste rozszerzenie wyniku Rubinowicza w postaci szeregu, którego współczynniki określają aberracje fali pierwotnej wzdłuż krawędzi uginającej.

W. Królikowski — „Teoria promieniowania w kryształach“, *Acta Phys. Polon.*, **14**, 93 (1955).

Streszczenie: Praca zawiera teorię promieniowania dla atomu zanurzonego w środowisku krystalicznym. Pierwsza część pracy wyprowadza równania rozwiązywanej klasy zagadnień z formalizmu elektrodynamiki kwantowej. Pojawia się przy tym formalizmie masa pozorna fotonu. Druga część zajmuje się przy pewnych założeniach upraszczających wyznaczeniem masy pozornej fotonu oraz rozwiązaniem równań pola promieniowania w kryształach. Uzyskane rozwiązanie jest zgodne z klasycznym rezultatem Ewalda. W trzeciej części zawarte jest oszacowanie prawdopodobieństwa emisji promieniowania w kryształach. Dla długości fal $\lambda = 2a/|\vec{m}|$, (a — długość krawędzi komórki elementarnej kryształu, \vec{m} — wektor o składowych całkowitych) prawdopodobieństwo emisji dla promieniowania elektrycznego dipolowego powinno wyraźnie wzrastać w porównaniu z próżnią, dla promieniowania zaś magnetycznego dipolowego i elektrycznego kwadrupolowego — maleć.

J. Rayski — „O bilokalnej teorii rodzin elementarnych cząstek“, *Acta Phys. Polon.*, **14**, 107 (1955).

Streszczenie: Uogólnienie bilokalne równania fali, ograniczone przez wzajemnościowo niezmiennicze warunki poboczne, opisują rodziny cząstek o różnych wartościach spinu i masy. W odróżnieniu od poprzednich przypuszczeń nie występuje bezpośredni związek z teorią spinu izotopowego. Wykazano natomiast ścisły związek z teorią Fierza wyższych spinów. Przedyskutowano pokrótce zagadnienie współdziałania.

J. Rzewuski — „Różniczkowa struktura nielokalnych teorii II“, *Acta Phys. Polon.*, **14**, 121 (1955).

Streszczenie: Otrzymano różniczkowy opis układów nielokalnych przez zastąpienie pierwotnych równań całkowo-różniczkowych, zawierających całki po czasoprzestrzeni przez odpowiednie równania całkowo-różniczkowe, zawierające całki tylko po przestrzennej hiperpowierzchni. Równania te dostarczają opisu układu, który jest lokalny w czasie. Skonstruowano współczynniki omawianego równania zarówno dla przypadku liniowego, jak i nieliniowego. zilustrowano obliczenia za pomocą szczególnie prostego przykładu. Przedyskutowano dopuszczalność czynników kształtu zawierającego bieguny w reprezentacji Fouriera.

J. Sawicki — „Rozpad jądra ${}^9\text{Be}$ w polu kulombowskim“, *Acta Phys. Polon.*, **14**, 135 (1955).

Streszczenie: Obliczono metodą Dancoffa przekrój czynny dezintegracji ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$, wywoływanej przez ciężkie jądra ($Z > 1$) dla przypadku jąder ${}^9\text{Be}$ o dużej prędkości, oraz przekrój czynny dezintegracji jądra ${}^9\text{Be}$, wywoływanej przez szybkie protony. Skupiono uwagę na zjawiskach, w których nie ma bezpośredniego zderzenia jąder, a dezintegracja jest spowodowana siłami elektrycznymi. Otrzymane wartości przekrojów czynnych dowodzą, że omawiany proces ma ilościowo mniejsze znaczenie od dezintegracji wywoływanej bezpośrednim zderzeniem.

B. Twarowska — „Lokalizacja substancji promieniotwórczych w skale“, *Acta Phys. Polon.*, **13**, 231 (1954).

Streszczenie: Przeanalizowano szereg cienkich szlifów za pomocą emulsji jądrowej. Emulsję nakładano, przyklejano lub nalewano na badane próbki. Stwierdzono, że centra promieniotwórcze są związane z występowaniem cyrkonów w biotycie i że siatka krystaliczna biotyty w sąsiedztwie cyrkonu uległa naruszeniu. Zaobserwowane efekty mogłyby być zastosowane do wyznaczania wieku skał.

E. Regener (1881—1955)

27 lutego 1955 r. zmarł w wieku 74 lat Erich Regener, wiceprzewodniczący Towarzystwa Maxa Plancka. Od 1911 r. Regener był profesorem fizyki i meteorologii w Berlinie, a od 1920 r. dyrektorem Wydziału Fizyki Politechniki w Stuttgarcie. Po dojściu do władzy Hitlera Regener musiał zrezygnować ze swego stano-

wiska z powodu niaryjskiego pochodzenia żony. Najbardziej znanymi pracami Regenera są jego badania promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach (230 m pod powierzchnią wody) i na dużych wysokościach (do 25 km). Wielkie zasługi położył również w dziedzinie fizyki atmosfery dzięki badaniom ozonu i procesów krystalizacji wody.

Sprostowanie

W artykule M. Subotowicza p. t.: „Fotoemisja z półprzewodników a ich struktura energetyczna“, który ukazał się w zeszycie 4 str. 402—422, praca wyjścia winna być oznaczona symbolem χ_k , a nie jak mylnie wydrukowano na str. 406, 407 i 408 symbolem χ_u .

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz

Kand. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik

Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu

Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI

Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ

Lublin — Prof. dr STANISŁAW ZIEMECKI

Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA

Toruń — Prof. dr WANDA HANUSOWA

Warszawa — Prof. kand. ZDZISŁAW WILHELMI

Wrocław — Prof. dr BOLESŁAW MAKIEJ

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, UL. HOŻA 69



SPIS TREŚCI

<i>W. Rubinowicz</i> — W siedemdziesiątą rocznicę urodzin Nielsa Bohra	577
<i>R. Kołodziejcki</i> — Półfenomenologiczna teoria oddziaływania mezonów π z nukleonami	582
<i>W. L. Boncz-Brujewicz</i> — Idee fizyczne metody wzbudzeń elementarnych	615
<i>J. Auleytner</i> — Z pobytu w Związku Radzieckim	636

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Sesja sprawozdawcza Zakładu Elektroniki Ciała Stałego Instytutu Fizyki PAN (<i>T. Piwkowski</i>)	650
Konferencja spektroskopowa w Tartu (<i>K. Rosiński</i>)	653
Międzynarodowa Konferencja Fizyków w Pizie (<i>J. Pniewski</i>)	656
Sprawozdanie z posiedzeń sekcji teoretycznej Międzynarodowej Kon- ferencji w Pizie (<i>J. Werle</i>)	659
Konferencja Międzynarodowa w Genewie poświęcona pokojowym zasto- sowaniom energii atomowej (<i>A. Hryniewicz</i>)	662

RECENZJE

<i>S. Pieńkowski</i> — „Fizyka Doświadczalna“ t. III Optyka (opracował i uzupełnił <i>T. Skaliński</i>) (rec. <i>W. Kapuściński</i>)	675
<i>W. Zonn</i> — Astrofizyka ogólna (rec. <i>E. Rybka</i>)	677
<i>D. Błochincew</i> — Podstawy mechaniki kwantowej (rec. <i>B. Średniawa</i>)	679
<i>J. Frenkel</i> — Wstęp do teorii metali (rec. <i>M. Suffczyński</i>)	681

KRONIKA	683
-------------------	-----