

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM III ❖ ZESZYT 2

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 2

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji. Wszystkie ryciny mają być zaopatrzone w krótkie objaśnienia do wydrukowania pod nimi. O przyjęciu pracy do druku rozstrzyga Kolegium Redakcyjne. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM III ❖ ZESZYT 2

1952

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Kolegium Redakcyjne

Redaktor Naczelny

STEFAN PIENKOWSKI, Warszawa

Członek rzeczywisty PAN

Zastępca Redaktora

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI, Poznań

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ, Warszawa

Członkowie

WŁADYSŁAW KAPUŚCIŃSKI, Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI, Kraków

Członek korespondent PAN

WOJCIECH RUBINOWICZ, Warszawa

Członek rzeczywisty PAN

LEONARD SOSNOWSKI, Warszawa

PANSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — WARSZAWA 1952

Nakład 2000 egz.

Zamówienie 440/17

Arkuszy wyd. 9 $\frac{1}{2}$ druk. 8 $\frac{1}{4}$

Druk ukończono 23. VI. 1952.

Papier druk. sat. V. 70 g. 70×100

K-3-12074

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA, UL. FREDRY 10



W sześćdziesiątą rocznicę urodzin Prezydenta Bolesława Bieruta

Sześćdziesiątą rocznicę urodzin Prezydenta Bolesława Bieruta obchodzono w Polsce Ludowej bardzo uroczyście; ze wszystkich stron naszego kraju płynęły zobowiązania, listy i życzenia długich lat pracy dla pomnożenia sił i sławy Polsce. Wśród tych zobowiązań, listów i życzeń wiele pochodziło z warsztatów pracy naukowej, od ludzi nauki.

Naukowcy polscy widzą w Prezydencie Bolesławie Bierucie nie tylko nieugiętego bojownika o wolność naszego kraju, o prawa dla ludu, nie tylko Człowieka, pod którego przewodem Polska Ludowa w ciągu ośmiu lat swego istnienia dokonała olbrzymiej pracy twórczej otwierając nowy okres w dziejach naszego narodu, okres socjalizmu, ale również wielkiego Opiekuna nauki polskiej, spadkobierczyni chlubnych tradycji Kopernika i Sniadeckiego, Lelewela i Staszica, Skłodowskiej - Curie i Smoluchowskiego.

„Jak nigdy dotąd, stoją dziś w Polsce przed pracownikami nauki otworem olbrzymie możliwości pracy naukowej. Nigdy badania naukowe nie nabierały tak wielkiej wagi dla Narodu Polskiego, jak właśnie dziś, w okresie gdy naród nasz tworzy swym wysiłkiem nową epokę twórczego życia, której pierwszym etapem i symbolem jest urzeczywistniany pomyślnie wielki nasz Plan 6-letni — plan gruntownej przebudowy i uwielokrotnienia sił wytwórczych Polski“ — pisze Prezydent Bierut w liście skierowanym do uczestników Pierwszego Kongresu Nauki Polskiej.

Naukowcy polscy dobrze rozumieją te słowa, rozumieją, że rozkwit nauki jest ściśle związany z zachodzącymi w Polsce przemianami ustrojowymi, że to nowy ustrój społeczny zapewnia im wielkie możliwości pracy i rozwoju. Jednocześnie jednak wiedzą, ile nauka polska zawdzięcza osobistej trosce Bolesława Bieruta, Jego osobistemu zainteresowaniu sprawami nauki, zainteresowaniu płynącemu z głębokiego zrozumienia jej roli w budowie podstaw socjalizmu, w budowie nowego, lepszego jutra.

Jest lato 1946 roku. Warszawa ledwie poczyną wyłaniać się z gruzów; przed narodem polskim stoją olbrzymie, palące zadania szybkiego zablźnienia najcięższych ran zadanych przez hitlerowskiego okupanta; bezpośrednie zagadnienia gospodarcze zdają się bez reszty absorbować wszystkich ludzi w Polsce. Ale w nawale prac Przewodniczący Krajowej Rady Narodowej Bolesław Bierut nie zapomina o nauce: 19 czerwca 1946 r. bierze czynny udział w posiedzeniu Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie. Wygłasza przemówienie, w którym m. in. kreśli nowe zadania nauki polskiej:

„Z chwilą gdy nasze codzienne życie praktyczne znalazło się w obliczu nowej rzeczywistości — nauka polska z samej natury rzeczy staje wobec wielkich zadań, aby tę nową rzeczywistość nie tylko zbadać i objaśnić na podstawie nowoczesnych, postępowych zdobyczy teorii i wiedzy, lecz włączyć się do jej twórczego nurtu i jak najowocniej zrealizować jej nieocenione wartości. Rola nauki w okresie przełomowych przeobrażeń w życiu narodu wzrasta tysiąckrotnie w porównaniu z okresami normalnego biegu dziejów“. Dalej wyjaśnia w sposób przekonujący łączność wzajemną między nauką i polityką, omawia miejsce i rolę, które przypadną nauce polskiej w nowych warunkach społeczno-politycznych i gospodarczych, wzywa do wyteźonej, wytrwałej pracy naukowej dla dobra całego narodu.

W swojej ciężkiej, odpowiedzialnej pracy Prezydent zawsze znajduje czas, aby śledzić rozwój nauki w Polsce i czynnie się do tego rozwoju przyczyniać. Bierze udział w bardzo wielu naradach na ten temat, często prowadzi indywidualne rozmowy z naukowcami. Zawsze wskazuje właściwe tory, odpowiadające szybkim przemianom społeczno-politycznym i gospodarczym. Tak np. gdy w styczniu 1948 r. odbywa się inauguracyjne posiedzenie Rady Głównej do Spraw Nauki i Szkolnictwa Wyższego, Bolesław Bierut bierze w nim czynny udział i wygłasza przemówienie, w którym zwraca specjalną uwagę na niepopularną jeszcze w tym okresie sprawę planowania w nauce, pomaga ustawić to zagadnienie we właściwy sposób. M. in. mówi:

„Idea planowania w dziedzinie naukowych prac badawczych, w dziedzinie kształcenia kadr fachowych, w dziedzinie upowszechniania oświaty i kultury jest tylko prostą konsekwencją planowania gospodarczego, prostą konsekwencją unowocześnienia stosunków społecznych, gospodarczych i politycznych, jakie dokonało się już w naszym państwie“.

W cytowanym już poprzednio liście do Pierwszego Kongresu Nauki Polskiej znajdujemy m. in. wyraźne wytyczne:

„Podstawowym zadaniem nauki w tym przełomowym okresie historycznym jest włączyć się mocniej, głębiej i wszechstronniej niż dotąd w ten twórczy i decydujący o znaczeniu Polski w świecie wysiłek narodu. Od Was tylko zależy, aby w warunkach nowego ustroju ujrzeć owoce swej pracy, aby widzieć, jak ona się przyczynia do szybkiego rozwoju naszego przemysłu i rolnictwa, naszej gospodarki i kultury, jak Wasza myśl twórcza pomaga likwidować nasze zacofanie, jak czyni pracę ludzką coraz wydajniejszą, jak wzbogaca i uszlachetnia życie człowieka.

Im z większym pietyzmem pielęgnować będziemy najlepsze tradycje naszej nauki, im bardziej nieustępliwie i konsekwentnie zwalczać będziemy rutynę i konserwatyzm, skostnienie i dogmatyzm, cały ciężący jeszcze na nas balast obumierającego świata opartego na wycisku człowieka pracy, a rodzącego faszyzm i wojnę, ruiny i zdziczenie — im skuteczniej, unikając łatwizny myślowej, przyswajając będziemy metodę materializmu dialektycznego, tym bardziej płodne, tym bardziej zwycięskie będą Wasze wysiłki w docieraniu do prawdy, w wydzieraniu przyrodzie jej tajemnic, w przekształcaniu świata, w budowaniu nowego, lepszego świata“.

Kończy ten list wskazaniem, które przyświecać będzie pracy wszystkich naukowców w Polsce:

„Ofiarny udział w pełnej twórczego patosu pracy całego narodu, nieprzejednana postawa wobec siewców wojny i zniszczenia, udział w pracy twórczej i w walce o pokój w jednym szeregu z przodującą nauką radziecką, nieustępliwie docieranie do prawdy — oto co jest sprawą dumy i honoru Nauki Polskiej“.

Sledzi pilnie prace Kongresu, a następnie prace Komisji Organizacyjnej Polskiej Akademii Nauk. W kwietniu br. powołuje pierwszy skład członków Prezydium i pierwszy skład członków rzeczywistych, tytularnych i korespondentów Polskiej Akademii Nauk. Wszędzie, gdzie rozstrzygają się zasadnicze sprawy nauki polskiej, widzimy Bolesława Bieruta zawsze przenikniętego głęboko troską o zapewnienie rozkwitu badań naukowych, rozwoju myśli naukowej jako ważkiego składnika życia narodowego i troską o ludzi nauki.

Najgłębszym może przejawem uznania wielkiej roli nauki jest bezpośrednio wyraźne wprowadzenie spraw nauki do tak podstawowego dokumentu państwowego, jakim jest Konstytucja Polskiej Rzeczypospolitej Ludowej, której projekt został opracowany pod Jego przewodnictwem. W projekcie tym czytamy m. in.:

„Polska Rzeczpospolita Ludowa dba o wszechstronny rozwój nauki opartej na dorobku przodującej myśli ludzkiej i postępowej myśli polskiej — nauki w służbie narodu“. (Artykuł 63).

„Polska Rzeczpospolita Ludowa szczególną opieką otacza inteligencję twórczą — pracowników nauki, oświaty, literatury i sztuki oraz pionierów postępu technicznego, racjonalizatorów i wynalazców“. (Artykuł 65).

Naukowcy polscy — właśnie w zrozumieniu tych faktów, w głębokim poczuciu, że są współtwórcami lepszego jutra narodu, przeniknięci głęboką wdzięcznością dla Wielkiego Opiekuna i Orędownika nauki — podejmują w związku z 60 rocznicą Jego urodzin liczne zobowiązania i przesyłają Mu życzenia jeszcze długich lat pracy dla wzrostu potęgi Polski, dla wzrostu potęgi Nauki Polskiej.

Stefan Pieńkowski, czł. rzeczywisty PAN

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Badania S. I. Wawilowa nad mikrostrukturą światła

Wstęp

Zadania, które sobie postawił S. I. Wawilow w tych badaniach, wyrosły na tle niezwykle potężnego rozwoju optyki kwantowej. Stopniowo obejmowała ona swym zasięgiem coraz obszerniejszym zespół zjawisk wykazując wyjątkową wprost głębokość ujęcia i płodność w zakresie badań nad aktami wypromieniowywania, pochłaniania, rozpraszania czy przetwarzania światła przez atomy, cząsteczki czy ich zespoły. Optyka ta jednak pozostawiała na uboczu olbrzymie, pięknie opracowane działy, opracowane bardzo szczegółowo i wnikliwie przez klasyczną teorię elektromagnetyczną.

Przypomnijmy sobie cały urok teorii interferencji, dyfrakcji, polaryzacji czy optyki ośrodków anizotropowych.

Wydawałoby się, że aktami narodzin czy śmierci strumienia świetlnego rządzi optyka kwantowa, cały natomiast przebieg jego życia, tj. okres istnienia wiązki, łączący jak gdyby początkowy i końcowy akt jej istnienia, podlega prawom optyki klasycznej. A przecież nie ulega wątpliwości, że kwantowe wypromieniowywanie światła przez atomy musi się przejawiać w ziarnistej strukturze strumienia świetlnego. Wawilow postawił sobie za zadanie wykrycie i ewentualne przeanalizowanie charakteru kwantowego w zjawiskach, które w sposób bezapelacyjny należą do zakresu optyki klasycznej.

Stwierdzenie nieciągłej struktury strumienia świetlnego i wykazanie charakteru statystycznego w typowo klasycznych zjawiskach było rzeczywiście zadaniem o podstawowym znaczeniu. Drogą doświadczalną, którą obrał do tego, było badanie fluktuacji natężeń światła i to metodą obserwacji za pomocą tak przesubtelnego narzędzia, jakim jest nasze oko.

Należy jednak zwrócić uwagę, że nie wszystkie fluktuacje są interesujące z punktu widzenia zagadnienia, które będziemy tutaj omawiali. Sprezyjmy to cokolwiek.

Nie ulega wątpliwości, że każde źródło światła jako zespół cząstek znajdujących się w nieustannym ruchu daje strumień światła obdarzony fluktuacjami natężenia, uzależnionymi od bezładności wpływów warunkujących samo promieniowanie.

Jeżeli więc mielibyśmy źródło o dostatecznie słabym natężeniu promieniowania, musielibyśmy stwierdzać fluktuacje, które są wynikiem bezładnych ruchów jego atomów. Będą to jakby fluktuacje pochodzenia międzycząsteczkowego.

Wyobraźmy sobie jednak cząsteczki fluoryzujące, np. w szkliwie o bardzo niskiej temperaturze, pobudzone wiązką o znikomych fluktuacjach międzycząsteczkowych. Wówczas same klasyczne fluktuacje pochodzenia cząsteczkowego takiego specjalnego źródła będą znikome. Natomiast wskutek charakteru kwantowego emisji oddzielnych źródeł elementarnych powstaną fluktuacje innego pochodzenia. Będą one związane z samorzutnością aktów emisji oddzielnych cząsteczek, co wyznacza ich charakter statystyczny.

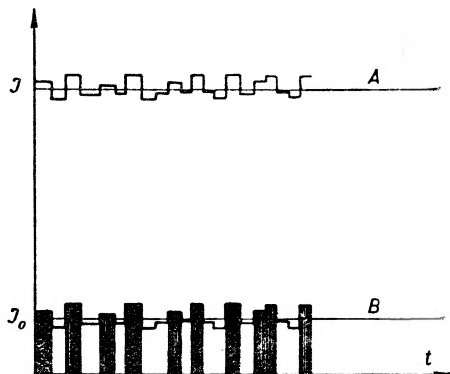
Nawet więc w tak wysoce uproszczonym i bardzo szczegółnym przypadku fotoluminescencji cząsteczek w szkliwie przy temperaturze zbliżonej do zera Kelvina strumień światła winien wykazywać fluktuacje statystyczne kwantowe mimo praktycznie całkowitego stłumienia fluktuacji międzycząsteczkowych.

W przypadkach rzeczywistych występują oczywiście jednocześnie obydwa rodzaje fluktuacji. W naszych jednak warunkach pracy laboratoryjnej dominują fluktuacje kwantowej emisji. Na ogół, o ile fluktuacje klasyczne międzycząsteczkowe są w bardzo dużym stopniu zależne od „stanu“ źródła, od warunków fizycznych, w jakich ono promieniuje, o tyle fluktuacje kwantowe winny występować zawsze w bardzo tylko słabej zależności od stanu źródła. Winny one być obserwowalne przy dostatecznym osłabieniu strumienia świetlnego i zastosowaniu dostatecznie czułego odbiornika. Wyznaczenie i zrealizowanie doświadczalne tych warunków zawdzięczamy talentowi *W a w i ł o w a*.

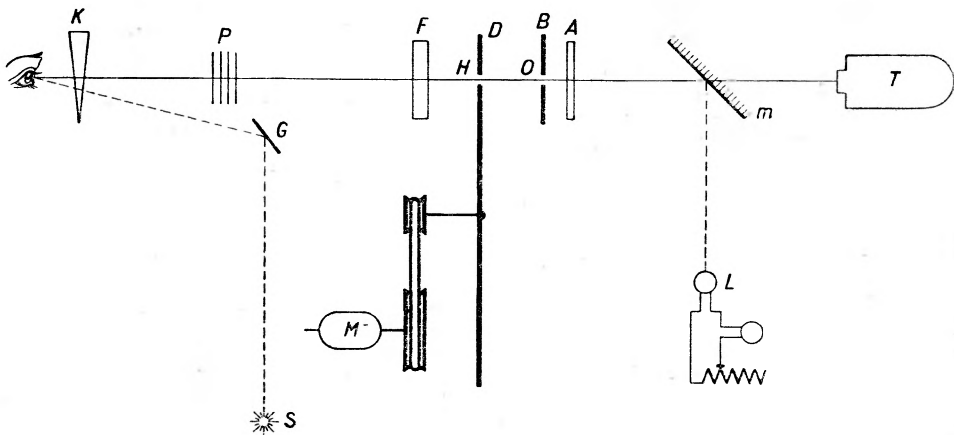
Zasada metody *S. I. W a w i ł o w a*

S. I. W a w i ł o w wyzyskał w sposób oryginalny wielką czułość oka w szczególności występowanie ostrego progu czułości. Stwierdzenie drobnych fluktuacji natężenia na tle pewnego średniego natężenia I , jak to obrazuje wykres *A* (rys. 1), jest nieosiągalne. Natomiast przy czułości progowej oka I_0 fluktuacje ujemne (poniżej I_0 na wykresie *B*) będą zaznaczone jako przerwy całkowicie ciemne, fluktuacje dodatnie zaś (powyżej I_0 na wykresie *B*) wystąpią jako błyski światła na tle zupełnie ciemnym; obrazują to zakreskowane paski wykresu *B*.

Ten tak płodny w wynikach pomysł obserwowania wiązki światła o natężeniu zbliżonym do I_0 stwarza, jak widzimy, wysoce pomyślne dla obserwatora warunki. Trudno tutaj przytaczać te wszystkie wymogi doświadczalne, którym należy zadośćuczynić, aby obserwacje dały poprawne wyniki. W krańcowym uproszczeniu obrazuje to szkic zamieszczony niżej (rys. 2). Światło żarówki L zasilanej prądem baterii akumulatorów oświetla szkło matowe A , z którego przesłona B wycina niewielki otworek O , stanowiący źródło światła. Wiązka wychodząca z O jest przerywana przez obrót tarczy D zaopatrzonej w otwór H , a obracanej za pomocą synchronicznego silnika M . W ten sposób otrzymujemy błyski co jedną sekundę o czasie trwania 0,1 sec. Z wiązki tej filtr F wycina część quasi-monochromatyczną zieloną, która następnie jest osłabiana przez pochłaniające płytki P i klin szary obojętny K . Przy dostatecznym natężeniu obserwator, którego oko jest w pełni wypoczęte przez jedno-



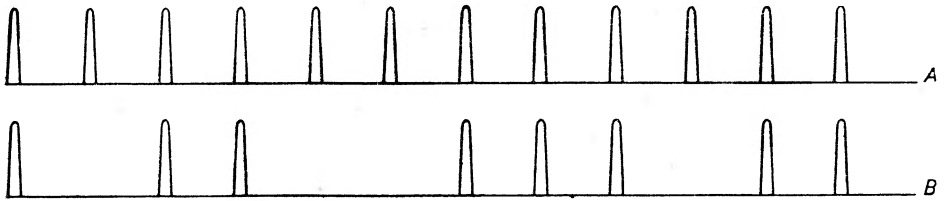
Rys. 1



Rys. 2

dzinny pobyt w zupełnej ciemności, dostrzega błyski co sekundę. Aby pracowała zawsze ta sama — a więc o tej samej czułości — część siatkówki oka, w polu widzenia umiejscawiamy słabą lampkę czerwoną, której obraz naprowadzamy na najczulszy punkt siatkówki. Wówczas stabilizowanie położenia głowy obserwatora za pomocą podpórek stosowa-

nych w przyrządach oftalmologicznych zapewnią lokalizację obrazu źródła O w tym samym punkcie siatkówki. Każdy dostrzeżony błysk obserwator notuje za pomocą zapisującego elektrycznego chronografu astronomicznego. Niezależnie od tego chronograf automatycznie zapisuje moment przejścia wiązki przez otwór w ruchomej tarczy (zapis A na rys. 3). Przy zmniejszeniu natężenia światła dostrzegane błyski przestają być regularne. Taśma chronografu wykazuje, iż nie każdemu przejściu otworu odpowiada dostrzeżenie błysku świetlnego (przykładem tego może być zapis B na rys. 3). Jest to obszar fluktuacji.



Rys. 3

Pomimo że przez otwór H przepuszczany jest periodycznie „stały” strumień światła, jego natężenie ulega widocznym zmianom i w pewnych momentach spada poniżej progu czułości I_0 . Natężenie średnie stałego strumienia wykazuje fluktuacje. Czy są to jednak fluktuacje kwantowe? Musi to być stwierdzone na podstawie analizy materiału doświadczalnego. Jak postępuje *W a w i ł o w*? Zakładając, iż fluktuacje obserwowalne są wynikiem jedynie i wyłącznie statystycznych fluktuacji elementarnych aktów promieniowania, wylicza on ich prawdopodobieństwa dla różnych natężeń i ze zgodności czy niezgodności tej zależności z wynikami obserwacji wnioskuje o charakterze fluktuacji. Nie będę przytaczał tutaj rachunków *W a w i ł o w a*, naszkicuję tylko bieg jego rozumowania.

Założmy, że próg czułości dla danej długości fali jest oznaczony przez n_0 fotonów na sekundę. Doświadczalnie stwierdzamy np., że na N oświetleń obserwujemy tylko N' błysków; zanotujemy więc, iż prawdopodobieństwo, że w błysku padła średnio liczba fotonów $n > n_0$, jest równe $\frac{N'}{N}$. Jeżeli w tym ustawieniu średnio (z wielu indywidualnych) w błysku mamy n fotonów, to w serii N' błysków od przypadku do przypadku będzie np. z fotonów. Prawdopodobieństwo, iż w błysku padła właśnie liczba z fotonów, jeżeli wszystkie są równouprawnione, jest dane przez znany wzór *P o i s s o n a*:

$$p(z) = \frac{n^z}{e^n z!}.$$

Prawdopodobieństwo zaś jakiegokolwiek z od n_0 do ∞ będzie dane przez całkę Gaussowską

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi n_0}} \int_{n_0}^{\infty} e^{-\frac{(z-n_0)^2}{2n_0}} dz.$$

Przy pewnych uproszczeniach prowadzi ona do wartości przybliżonej

$$P \sim \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{n_0 - n}{\sqrt{2n_0}}$$

lub wprowadzając $x = \frac{n}{n_0}$

$$P = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_0}{2n_0}} \frac{1-x}{\sqrt{x}}. \quad (1)$$

Wielkości występujące w tym wzorze wynikają z pomiarów: P to $\frac{N'}{N}$,

a $x = \frac{n}{n_0}$ jest dane (w wielkościach względnych) przez zmianę strumienia n fotonów padających. Wartość liczbową n wynika z wycechowania na podstawie pomiaru przy zastosowaniu ciała czarnego.

Mierząc P dla różnych x otrzymujemy wykres $P = f\left(\frac{1-x}{\sqrt{x}}\right)$, który w myśl wzoru (1) powinien być linią prostą. Jeżeli tak jest, znaczy to, że dostrzegane błyski podlegają prawom fluktuacji statystycznych.

Zaznaczę od razu, że dla setek obserwacji dokonanych przez przeszło dziesięć różnych obserwatorów zawsze stwierdzono ten charakter.

Nadmienie, że ponadto zawsze sprawdzano charakter zapisów na taśmie chronografu jeszcze w inny sposób.

Oznaczmy przez p_0 prawdopodobieństwo dostrzeżonego błysku w danych warunkach. Prawdopodobieństwo p_1 tego, iż po jednym takim błysku nastąpi N_1 przejść bez błysku, a następnie jedno z błyskiem, jest oczywiście dane przez

$$P_1 = (1-p_0)^{N_1} p_0.$$

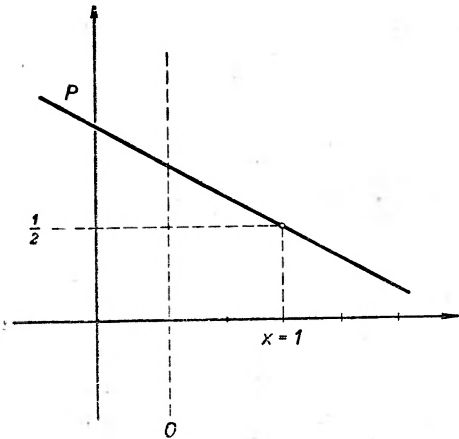
Logarytmowanie daje

$$\log P_1 = N_1 \log(1-p_0) + \log p_0. \quad (2)$$

Jeżeli przez A_{N_1} oznaczymy liczbę odcinków ciemnych o N_1 punktach ciemnych, to

$$P_1 = \frac{A_{N_1}}{\sum A_{N_1}}.$$

We wzorze (2) mamy daną przez doświadczenie wartość $\log P_1$ w funkcji N_1 , co pozwala na zrobienie odpowiedniego wykresu. W myśl wzoru (2) musi on być linią prostą. Materiał doświadczalny w pełni potwierdził tę zależność.



Rys. 4

Jeśli stwierdzamy, że zależność (1) oparta na danych doświadczalnych jest liniowa, możemy stąd wyprowadzić jeszcze inne wnioski.

Pomiary — nawet z zastosowaniem ciała czarnego — dają zależność (I) w funkcji wartości względnych

$$x = \frac{n}{n_0}$$

Przejsć możemy do wartości odciętych bezwzględnych szukając na wykresie P punktu $P = 1/2$ (rys. 4). Dla tego punktu musi być $x = 1$;

łatwo przechodzimy do jakby bezwzględnego układu współrzędnych. Ponadto współczynnik kątowy k prostej (1) wyznaczony graficznie prowadzi do

$$k = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_0}{2}}, \text{ co daje } n_0 = 8 k^2.$$

Z pochylenia więc tej prostej wyznaczamy liczbę fotonów progowej czułości wzroku danego obserwatora.

Wyniki

1. Stwierdzono w sposób jednoznaczny, że liczba błysków $N_1 < N$;
2. N_1 jest różne zależnie od natężenia wiązki. Tablica poniższa daje przykład jednego szeregu obserwacji.

I (w dowolnych jednostkach)	x	N_1	N	P
1,00	1,24	37	38	1,00
0,93	1,16	26	32	0,81
0,86	1,08	35	80	0,44
0,80	1,00	48	111	0,43
0,75	0,96	44	142	0,31
0,70	0,93	65	327	0,20

3. Zależności P od I czy też x oraz P_1 od N_1 wykazują czysto statystyczny charakter.

Wyniki tych pięknych badań Wawilowa ustaliły w sposób jednoznaczny budowę kwantową, nieciągłą, strumienia świetlnego.

Badania w tym samym kierunku prowadzono również w innych pracowniach.

W zakończeniu tej części przytoczę dane dotyczące progowej wartości liczby fotonów n_0 . Jak to podałem wyżej, z pochylenia prostej danej przez wzór (1) otrzymujemy zależność

$$n_0 = 8 k^2.$$

Badania szkoły S. I. Wawilowa wykazały, że nawet przy pracy w identycznych warunkach wartość n_0 otrzymana w ten sposób zależy w znacznym stopniu od cech indywidualnych oka obserwatora. Dla różnych obserwatorów zmieniać się może w ramach sześciokrotnych wartości pewnego obserwowanego minimum.

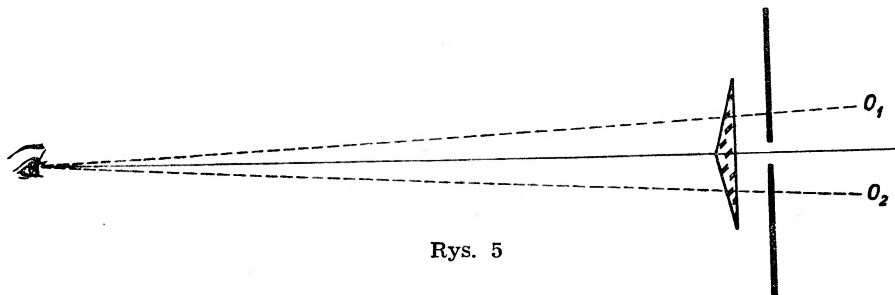
W wyniku licznych pomiarów dokonanych przez szkołę Wawilowa otrzymano najmniejszą wartość $n_0 = 8$. Badania Hechta, Schlaera i Pirenne'a z lat 1941 i 1942 prowadzą do wartości $n_0 = 5$. Zbyt niska natomiast wydaje się wartość $n_0 = 2$ otrzymana przez van der Veldena (1944) oraz Baumanna i van der Veldena (1947). Późniejsze bowiem pomiary wykonane w pracowniach Baumgardta (1950) dają na n_0 wartości od 4 do 10.

Fluktuacje wiązek spójnych

Stwierdzenie fluktuacji statystycznych w wiązce światła nasuwa dalsze pytania. Pierwsze, które postawi optyk, będzie dotyczyło zależności pomiędzy fluktuacjami wiązek spójnych. W celu ich zbadania Wawilow wstawia w bieg wiązki poza ruchomą tarczą bipryzmat Fresnela, który dzieli wiązkę na dwie wiązki spójne. Ponieważ dochodzą one do oka obserwatora z różnych kierunków, dostrzega on w swoim polu widzenia dwa obrazy zielone O_1 i O_2 (rys. 5) dane przez dwie wiązki spójne i stabilizującą oko plamkę czerwoną. Po doprowadzeniu całkowitego natężenia do tego, aby każda z plamek osiągnęła oświetlenie progowe, wystąpią z całą wyrazistością fluktuacje obydwóch plamek, co stwierdzają zapisy ich błysków. Rzuca się od razu w oczy, że jednoczesne dostrzeganie obydwu błysków jest bardzo rzadkie. Analiza tych zapisów prowadzi do stwierdzenia, że fluktuacje dwóch wiązek spójnych są całkowicie od siebie niezależne.

To samo można stwierdzić stosując inne sposoby otrzymania wiązek spójnych.

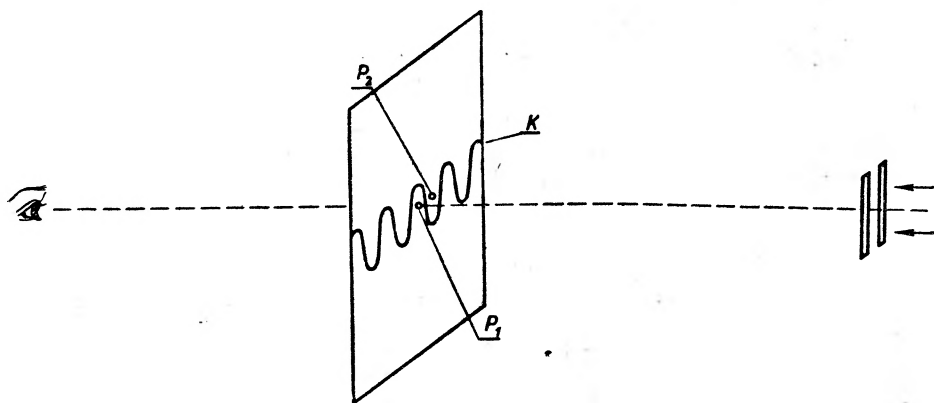
Ten zespół badań doprowadza nas do wniosku, że właściwie zawsze wiązki wynikające z podziału — bez względu na sposób dokonania go — będą wykazywać fluktuacje indywidualne, zupełnie niezwiązane z fluktuacjami innych wiązek spójnych.



Rys. 5

Kwantowa struktura pola interferencyjnego

Zupełna niezależność fluktuacji dwóch wiązek spójnych prowadzi do postawienia zagadnienia fluktuacji w polu interferencji, które wynika z nałożenia takich wiązek. W celu zbadania tych zjawisk W a w i ł o w



Rys. 6

wprowadza w drogę wiązki błyskającej układ dwóch szczelin Younga. W wytworzonym polu interferencji, w którym średni rozkład natężeń jest zobrazowany przez wykres *K* (rys. 6), wyodrębnia za pomocą przesłony *P* dwie wiązki przechodzące przez otworki O_1 i O_2 w pasmach jasnym P_1 i ciemnym P_2 i wycinające z nich około $1/3$ szerokości pasma. Obserwacja i rejestracja jej wyników wykazały następujące niezmiernie ważne i interesujące cechy:

1. Przy zakryciu jednej szczeliny widoczne były dwie plamki wykazujące zupełnie od siebie niezależne fluktuacje. Otworki bowiem O_1 i O_2 przepuszczały dwie różne części tej samej wiązki ugiętej na jednej szczelinie, a więc dwie wiązki o niezależnych fluktuacjach.

2. Przy dwóch szczelinach otwartych i natężeniu światła wyższym od progowego jedna plamka (odpowiadająca P_2) gaśnie, druga (odpowiadająca P_1) pozostaje widoczna.

Obniżając natężenie do progu czułości plamki jasnej stwierdzamy jej beładne fluktuacje natężeń. Natomiast plamka ciemna pozostaje ciemną. Obserwujemy przypadki, że obydwie plamki są ciemne. W tym braku błysków ciemnego pasma interferencyjnego przejawia się, mówi W a w i ł o w, falowy charakter pola interferencji.

Fluktuacje polaryzacji

Wynalazłszy tak piękną metodę doświadczalną fluktuacji, która pozwoliła mu stwierdzić na tej nowej drodze kwantowy ustrój strumienia świetlnego, S. I. W a w i ł o w podjął analizę nowych zagadnień sięgających coraz bardziej w głąb mikrostruktury pola świetlnego.

Wiemy, jak opisuje się w optyce klasycznej dzielenie się fali światła naturalnego na dwie fale spolaryzowane prostopadle do siebie przy przejściu przez kryształ dwójłomny. Jak to wygląda wobec nieciągłej budowy strumienia? Aby na to odpowiedzieć, W a w i ł o w przepuszcza migającą wiązkę przez dwójłomny pryzmat W o l l a s t o n a i analizuje fluktuacje dwóch wiązek, które otrzymuje w ten sposób. Badania te wykazały, że natężenia obserwowanych dwóch plamek świetlnych wykazują fluktuacje zupełnie niezależne od siebie, o charakterze wyraźnie statystycznym.

Między innymi zwrócono specjalną uwagę na równoczesną widzialność i rejestrację obydwóch plamek dawanych przez wiązkę zwyczajną z i nadzwyczajną n . Jeśli ta równoczesność przypadkowa jest wynikiem czysto statystycznych warunków koincydencji zjawisk, od siebie niezależnych, to jej prawdopodobieństwo $p(z, n)$ powinno równać się iloczynowi $p(z) \cdot p(n)$ prawdopodobieństw widzialności błysków wiązki zwyczajnej $p(z)$ i wiązki nadzwyczajnej $p(n)$.

Badania W a w i ł o w a w pełni potwierdziły słuszność zależności

$$p(z, n) = p(z) \cdot p(n).$$

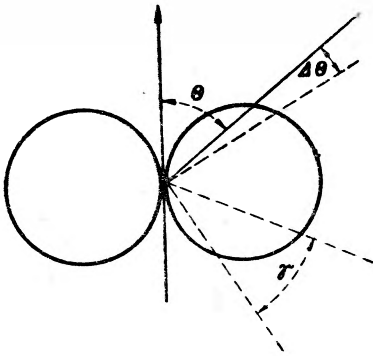
Dostarczają więc one materiału dowodzącego, że fluktuacje w obydwóch wiązках spolaryzowanych pod kątem prostym są zupełnie niezależne od

siebie. W wynikach tych tkwi szersza treść, odnosi się bowiem ona do fluktuacji nie tylko liczby fotonów, lecz również fluktuacji statystycznej stanów polaryzacji.

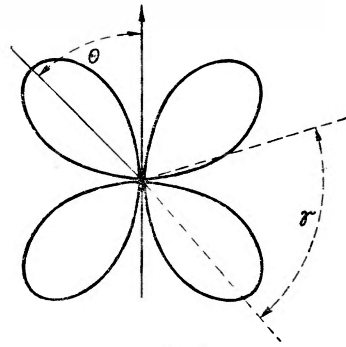
Interferencja w polu promieniowania dipoli czy kwadrupoli badana w drodze interferencji silnie rozbieżnych wiązek

Do badań nad subtelną strukturą pola świetlnego należą również prace W a w i ł o w a nad charakterem elementarnych źródeł światła, choć nie odnoszą się już one do budowy statystycznej, fotonowej, o której dotychczas mówiliśmy.

Wiemy, że fizycznie nie mamy nigdy owego klasycznego punktu promieniującego izotropowo we wszystkich kierunkach. Wszelkie promie-



Rys. 7



Rys. 8

niowanie ładunków poruszających się w dowolnych polach elektrycznych może być przedstawione jako suma promieniowań oscylatorów o liczbie biegunów $2n$. Pytanie, jakie jest z tego punktu widzenia promieniowanie źródeł elementarnych: atomów czy cząsteczek, tkwiło w dziesiątkach, jeśli nie setkach, prac szkoły W a w i ł o w a.

On sam przeprowadzając analizę pól elektromagnetycznych promieniujących dipoli i kwadrupoli wyznaczył zarówno ich właściwości natężeniowe, jak i polaryzacyjne, co posłużyło za podstawę do ich ujęcia doświadczalnego i wyznaczenia w ten sposób biegunowości oscylatora elementarnego.

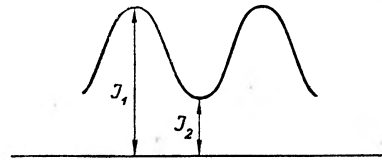
Badania tego zagadnienia znajdujemy w pracach idących w wielu kierunkach. Tutaj pragnąłbym przedstawić tylko niektóre z nich, wiążące się raczej metodycznie z badaniami nad mikrostrukturą światła. Mam mianowicie na myśli prace nad interferencją wiązek spójnych silnie rozbieżnych.

Jakież był bieg myśli badacza? Jak to wynika z ogólnej teorii promieniowania dipolowego czy kwadrupolowego, rozkład natężeń nie ma symetrii kulistej, lecz dla liniowych dipoli jest proporcjonalny do $\sin \Theta$, a dla kwadrupoli do $\sin 2\Theta$. Wynikają z tego rozkłady amplitud takie, jakie podają rys. 7 i 8.

Jeżeli weźmiemy dwie wiązki wychodzące z tego samego źródła elementarnego, bardzo mało rozbieżne, tj. o bardzo małej różnicy $\Delta \Theta$ kąta Θ (rys. 7), to amplitudy wektora elektrycznego będą się różniły bardzo mało i wynikające z ich nałożenia pole interferencyjne da bardzo wyraziste prążki, w których amplitudy A będą się zmieniały prawie od zera do $2A$. W wiązkach zaś wychodzących silnie rozbieżnie ze źródła dipolowego, np. o kąt γ , amplitudy są bardzo różne. Przy ich nałożeniu tzw. widzialność prążków, tj. wielkość

$$\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2},$$

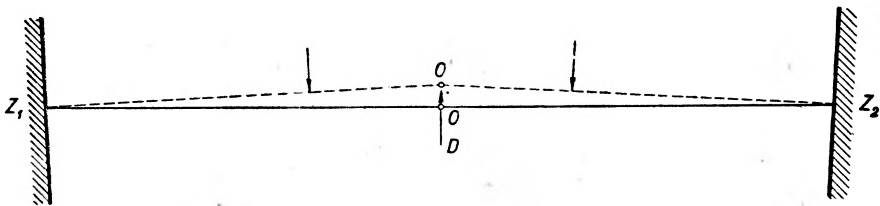
gdzie I_1 i I_2 oznaczają natężenia w prążkach jasnych i ciemnych (rys. 9), będzie zmniejszona i będzie ulegała zmianom jako $f(\gamma)$.



Rys. 9

Zrozumiałe jest, że obraz będzie bardziej zawiły dla kwadrupoli, jak to wynika z rozkładu amplitud (rys. 8).

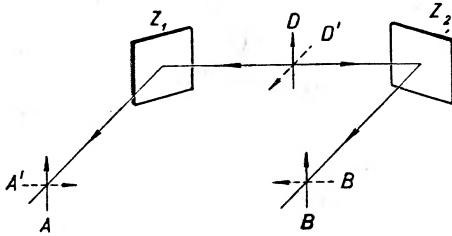
Wyobraźmy sobie elementarny dipol D umieszczony pomiędzy doskonałymi geometrycznymi zwierciadłami Z_1 i Z_2 , które możemy pochylać od 90° do 45° w stosunku do osi $Z_1 Z_2$. Przy φ zbliżonym do 90° (rys. 10)



Rys. 10

wiązki spotkają się w O' , gdzie wektory pola elektrycznego będą miały kierunek równoległy do osi dipola, a jedynie zwrot będą miały odwrócony przez odbicie. Rozważmy dipole umieszczone pomiędzy zwierciadłami Z'_1 i Z'_2 , nachylonymi o kąt zbliżony do 45° do osi $Z'_1 Z'_2$ (rys. 11). Dowolnie skierowane dipole prostopadłe do osi $Z_1 Z_2$ można sprowadzić do dwóch grup dipoli: D prostopadłych do płaszczyzny padania $AZ_1 Z_2 B$ i D' równoległych do tej płaszczyzny. Wektory elektryczne odpowiednich wią-

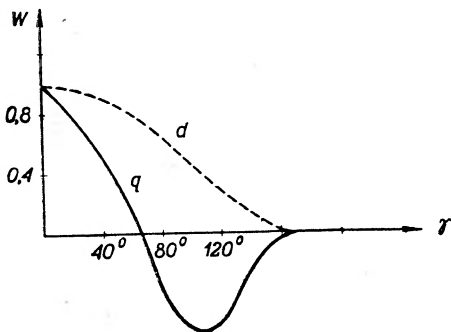
zek odbitych będą przedstawione przez wektory A i B oraz A' i B' . Współistnienie dipoli obydwóch kierunków i nałożenie wiązek DZ_1A i DZ_2B wychodzących ze źródła pod kątem 180° da złożone pole interferencji. W punktach, gdzie A i B będą np. w tej samej fazie, A' i B' będą w fazach przeciwnych. Maksima i minima składowych A i B będą zarte przez minima i maksima A' i B' . W maksimach danych przez A i B wektor elektryczny jest prostopadły do płaszczyzny. ADB , w maksimach A' i B' zaś wektor elektryczny jest równoległy do tej płaszczyzny. Aczkolwiek więc wzrokowo dostrzeżemy pole oświetlone jednakowo,



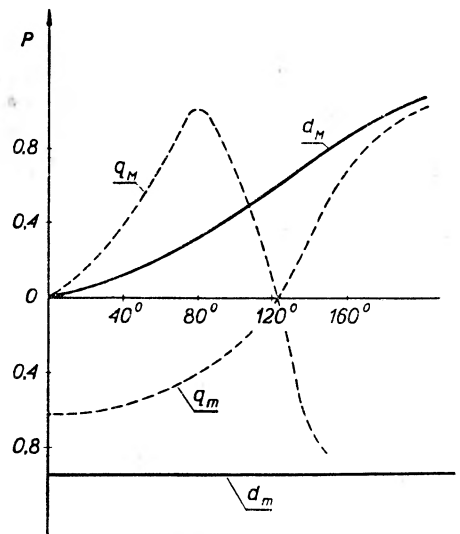
Rys. 11

struktura elektryczna pola interferencji jest jednak pasmowa. W dostrzeżeniu tego charakteru pola interferencji tkwiło źródło pomysłu W a w i ł o w a, pozwalającego mu stwierdzić, czy nasze pojęcia o subtelnej budowie elementarnych oscylatorów są tylko grą umysłową, czy też wiernie odtwarzają ich charakter.

Przedstawione tutaj rozważania obrazują jedynie tzw. doświadczenia myślowe. Nigdy przecież nie możemy operować oddzielnymi oscylatorami. Dla przetrucenia mostu pomiędzy tym prostym przypadkiem



Rys. 12



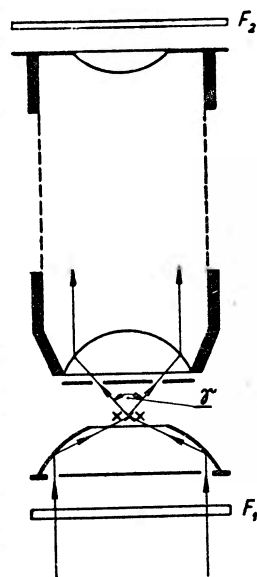
Rys. 13

a zjawiskiem obserwowalnym należało jeszcze przeprowadzić złożone obliczenia statystyczne, dające ilościową ocenę obserwowalnych natężeń w polu interferencji w przypadku źródła rzeczywistego, złożonego z wiel-

kiej liczby oscylatorów rozrzuconych bezładnie. Rachunek ten Wawilow przeprowadził i w wyniku otrzymał rozkład widzialności prążków interferencji wynikających z nałożenia wiązek rozchodzących się ze źródła pod różnymi kątami γ . Są to krzywe kształtu wskazanego na rysunku 12 (d dla dipoli, q dla kwadrupoli). Szczególnie charakterystyczna i oryginalna jest krzywa dla źródła złożonego z oscylatorów kwadrupolowych (krzywa q na rys. 12), gdzie mamy jak gdyby widzialność ujemną. Odpowiada to oczywiście zjawisku przemiany natężeń: prążki jasne przechodzą w ciemne i odwrotnie, a wynika to z podwójności pętli amplitud promieniowania kwadrupolowego (rys. 8). Analogicznie Wawilow wyznaczył teoretycznie stopnie polaryzacji dla maksimów i minimów w polu interferencji promieniowania bezładnego zbioru dipoli (dM i dm) oraz kwadrupoli (qM i qm) (rys. 13). Zarówno krzywe widzialności W , jak i polaryzacji P mają zupełnie inny przebieg dla zespołu źródeł dipolowych niż kwadrupolowych.

Praca doświadczalna

Przejście rachunkowe od oddzielnego dipola czy kwadrupola do zespołu wielu doskonale bezładnie rozrzuconych źródeł elementarnych w znacznym stopniu ułatwiło przeprowadzenie doświadczeń. Niemniej jednak zagadnienie pozostało trudne. Nie łatwo jest bowiem obserwować interferencje silnie rozbieżnych wiązek. Nie wnikając w analizę doświadczeń wstępnych wskażę, iż Wawilow otrzymał najlepsze wyniki obserwując interferencję światła fluorescencji azotanu uranylu pobudzanej w zestawieniu ultramikroskopowym światłem fioletowym łuku elektrycznego. Filtr F_1 umieszczony na drodze wiązki naświetlającej (szkło kobaltowe) przepuszczał fiolet, filtr F_2 umieszczony na drodze obserwowanej wiązki fluorescencji przepuszczał światło żółte. Obserwator zatem dostrzegał tylko emisję z wyłączeniem światła rozproszonego. W widzeniu mikroskopowym odróżniano różne ziarenka uranylowe, które stanowiły quasipunktowe źródła światła. Powierzchnia wejściowa soczewki czołowej była pokryta cynfolią, w której pozostawiono otwory umieszczone symetrycznie (rys. 14)

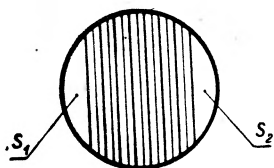


Rys. 14

i wyznaczające — w różnych doświadczeniach — kąty γ od 10° do 130° . Jasne jest, że natężenie światła fluorescencji jednego ziarenka było minimalne, tak że obserwacja wizualna nie pozwalała stwierdzić interferencji

Należało uciec się do długich naświetlań fotograficznych. I to jednak udało się tylko dla kątów 20° . Dla większych γ czasy naświetlań są już bardzo długie i drobniutkie ziarenka fluoryzujące przesuwają się wskutek ruchów *B r o w n a*. Tym bardziej nie może być mowy o sprawdzeniu właściwości polaryzacyjnych.

W tym ostatnim przypadku *W a w i ł o w* posługiwał się światłem rozproszonym przez te ziarenka, przy czym wybierał ziarenka dające światło niespolaryzowane, co mógł stwierdzić obserwując je przez odpowiedni polaryskop.



Rys. 15

Aby wprowadzić tylko wiązki szerokokątowe, naklejał *W a w i ł o w* na soczewkę czołową pasek cynfolii, który pozostawiał wolne jedynie małe segmenty skrajne S_1 i S_2 (rys. 15). Obraz mikroskopowy był więc zbudowany przez silnie rozbieżne wiązki. Obserwowany obraz jest jednostajnie oświetlony. Jeżeli jednak obserwujemy go

przez polaryskop, który obracamy, stwierdzamy wyraźne pasy interferencyjne przy prostopadłych do siebie położeniach nikola. Jest to właśnie cecha pola interferencyjnego dipoli.

Za pomocą tych badań wykazał *S. I. W a w i ł o w* strukturę promieniowania dipolowego. Analizy promieniowania kwadrupolowego dotychczas nie udało się przeprowadzić.

Szkic niniejszy mimo całej swej skrótowości ukazuje wielką doniosłość tych pięknych badań *S. I. W a w i ł o w a* nad zagadnieniami mikrostruktury światła. Wyłania się z nich niezwykła osobowość uczonego i badacza, utalentowanego eksperymentatora, którego prace, jak widzimy choćby z tego szkicu, odznaczają się głębokością ujęcia zagadnień, oryginalnością metody badawczej oraz pełnią podanych rozwiązań.

Andrzej Soltan, członek koresp. PAN

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Stany wzbudzone jąder atomowych

1. Ogólna klasyfikacja i charakterystyka stanów wzbudzonych

Od wielu lat wiadomo, że energia jądra atomowego, podobnie jak energia każdego układu cząstek zawartego w ograniczonej objętości i będącego w stanie równowagi dynamicznej, może przybierać tylko określone wartości, czyli że jądro może się znajdować tylko w określonych stanach energetycznych. Stan, w którym energia układu jest najniższa, nazywamy jego stanem podstawowym; inne stany układu są to stany wzbudzone. Pierwszymi danymi eksperymentalnymi, które na tę własność jąder wskazywały, były obserwacje widm cząstek α : oddzielne ich grupy przypisano przejściom ciała promieniotwórczego do różnych stanów energetycznych produktu przemiany α ; znalazło to potwierdzenie w wyniku pomiarów wielkości kwantów promieniowania γ , towarzyszącego emisji cząstki α .

Zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej energie jądra atomowego, zarówno w stanach wzbudzonych, jak i w stanie podstawowym, są wartościami własnymi operatora *H* a m i l t o n a opisującego układ, operatora, którego postać, dotychczas nieznaną, stanowi główne zagadnienie teorii jądra atomowego. Jeżeli stan równowagi dynamicznej układu nie jest trwały, czyli jeżeli istnieje różne od zera prawdopodobieństwo samorzutnego przejścia do innego, niższego stanu energii, poziom energetyczny nie jest całkowicie zdefiniowany, jest w mniejszym lub większym stopniu rozmyty. Jego szerokość połówkowa Γ , wyrażona w jednostkach energii, związana jest ze średnim czasem życia układu w rozważanym stanie τ wzorem

$$\tau\Gamma \approx \hbar, \quad (1)$$

przy czym $\Gamma/\hbar \approx 1/\tau$ jest prawdopodobieństwem przejścia do niższego stanu energii w ciągu najbliższej jednostki czasu. W ogólnym przypadku istnieje możliwość przejść ze stanu wzbudzonego do różnych stanów koń-

cowych. Niech prawdopodobieństwa tych przejść będą Γ_1/\hbar , Γ_2/\hbar , ..., Γ_n/\hbar . Prawdopodobieństwo przejścia do któregokolwiek ze stanów jest wówczas

$$\Gamma/\hbar = (\Gamma_1 + \Gamma_2 + \dots + \Gamma_n)/\hbar. \quad (2)$$

Możemy przypisać prawdopodobieństwom Γ_i/\hbar średnie czasy życia $\tau_i = \hbar/\Gamma_i$, odpowiadające różnym przejściom możliwym, oraz szerokości cząstkowe poziomu energetycznego Γ_i .

Chcąc być całkowicie konsekwentnym należałoby uważać wszelkie jądra atomowe, które mogą samorzutnie przejść z jednego stanu energetycznego w drugi, za układy wzbudzone; np. jądro ^{226}Ra należałoby uważać za chwilowo związany w jedną całość wzbudzony układ $^{222}\text{Rn} + \alpha$. Uwzględniając wszystkie energetycznie możliwe przemiany jądrowe (rozpad α , samorzutne rozszczepienie, przemiany β^+ i β^- , wchłonięcie elektronu) dochodzimy do wniosku, że większa część jąder atomowych są to układy w stanie wzbudzonym (w przypadku wchłonięcia elektronu za układ wzbudzony należałoby uważać zespół: jądro + elektron). Zwykle pojęciem stanu podstawowego i stanów wzbudzonych jądra przypisuje się zakres węższy. Za stan podstawowy uważamy mianowicie taki stan jądra, z którego nie jest energetycznie możliwe przejście polegające na emisji promieniowania γ (i to zarówno w postaci jednego jak i większej liczby kwantów lub też w postaci elektronu wewnętrznej konwersji, p. § 2. 2, czy pary elektronów). Stanem wzbudzonym nazywać będziemy stan, z którego takie przejście jest energetycznie możliwe niezależnie od tego, czy jądro może również ulegać innym przemianom, np. emitować nukleony, cząstki α , wysyłać promienie β itp.

W związku z tym musimy wprowadzić następujące dalsze rozróżnienie między stanami energetycznymi jąder. O jądrach wzbudzonych, dla których żadne inne przemiany poza promieniowaniem γ (lub konwersją promieniowania γ) i ewentualnym promieniowaniem β nie są energetycznie możliwe, mówić będziemy, że znajdują się w stanach związanych. Są to stany, których energia wzbudzenia nie przekracza energii wiązania nukleonu lub grupy nukleonów (głównie cząstek α). Chociaż energia wiązania cząstki α przez jądro jest mniejsza niż energia wiązania oddzielnych nukleonów, to jednak emisja jej jest zjawiskiem, którego prawdopodobieństwo bywa zwykle małe ze względu na wysoką barierę potencjału dla tych cząstek. W większości przypadków za stan wzbudzony związany uważać możemy taki stan, którego energia nie przekracza energii wiązania nukleonu, co przeciętnie wynosi 8 MeV. Ponieważ przemiana β jest zjawiskiem mniej więcej równie mało prawdopodobnym jak emisja cząstki α (tj. średnie

czasy życia ze względu na te obie przemiany bywają tego samego rzędu, wahając się od drobnej części sekundy do wielu miliardów lat), bywa ona dostrzegalna tylko dla tych stanów wzbudzonych związanych, których czasy życia ze względu na emisję γ są dostatecznie długie.

Charakterystyczną cechą zespołu stanów energetycznych jądra, która odróżnia go od zespołu stanów wzbudzonych atomu, jest to, że powyżej energii wiązania nukleonu, czyli dla stanów niezwiązanych (wirtualnych, jak się je zwykle nazywa), energie jądra mogą mieć w dalszym ciągu jedynie wartości tworzące zbiór nieciągły (przy czym w miarę wzrostu energii wzbudzenia poziomy rozszerzają się, stają się coraz liczniejsze i w końcu zachodzą na siebie przechodząc praktycznie w continuum), dla atomu zaś, powyżej energii jonizacji, stany energetyczne (przynajmniej związane z jednym elektronem) tworzą zbiór ciągły. Liczba stanów związanych jądra atomowego jest skończona; dla atomu, nawet poniżej energii jonizacji, jest ona nieskończenie wielka.

Zagadnienie stojące przed eksperymentatorem badającym poziomy wzbudzone jąder atomowych sprowadza się, rzec można, do wyznaczenia dwóch wielkości: 1^0 — energii wzbudzenia poziomów, 2^0 — szerokości własnej poziomów energetycznych bądź równoważnego jej średniego czasu życia stanów, bądź wreszcie prawdopodobieństw przejść między poziomami; wielkości te związane są zależnościami (1) i (2).

Wyniki pomiarów energii stanów wzbudzonych nie mogą na razie być bliżej powiązane z prawami wzajemnego oddziaływania nukleonów, gdyż praw tych dotychczas nie udało się sformułować w sposób dostatecznie jednoznaczny. Natomiast szerokości poziomów Γ lub odpowiadające im czasy życia τ są bliższe interpretacji teoretycznej: prawdopodobieństwa przejść między dwoma poziomami uwarunkowane są przede wszystkim charakterem przejścia, związanym ze zmianą spinu jądrowego i zwanym jego multipolowością. Gdy zmiana spinu jest znaczna, wynosi np. 3 lub więcej jednostek \hbar , prawdopodobieństwo przejścia jest małe; mówimy wówczas, że przejście jest wzbronione. Pomiaru pozwalają nieraz dość dokładnie wyznaczyć zmiany spinu, odpowiadające przejściom między dwoma badanymi poziomami, a stąd, w sprzyjających okolicznościach, również i spinu jądra na tych dwóch poziomach.

Średni czas życia wzbudzonych jąder atomowych jest na ogół krótki w porównaniu z czasami mierzalnymi nawet za pomocą specjalnie budowanych układów elektronowych; najczęściej nie jest on dostępny bezpośrednio pomiarowi. Gdy przejście z jakiegoś poziomu energetycznego na wszystkie poziomy niższe jest dostatecznie silnie wzbronione, czas życia znacznie rośnie i daje się łatwo mierzyć; nieraz sięga on wielu lat. Mamy tu przypadek całkowicie podobny do stanów metatrwałych atomów lub do izomerycznych odmian drobin. Oba te

terminy stosuje się do jąder atomowych; stan wzbudzony wtedy zazwyczaj nazywamy metatrwałym lub mówimy, że jądro znajduje się w odmianie izomerycznej, gdy średni czas życia stanu przekracza 10^{-10} sekundy. Jest to definicja czysto fenomenologiczna, nie związana z naturą zakazów, wzbraniających przejść do stanów energii niższej.

2. Metody badania poziomów jądrowych

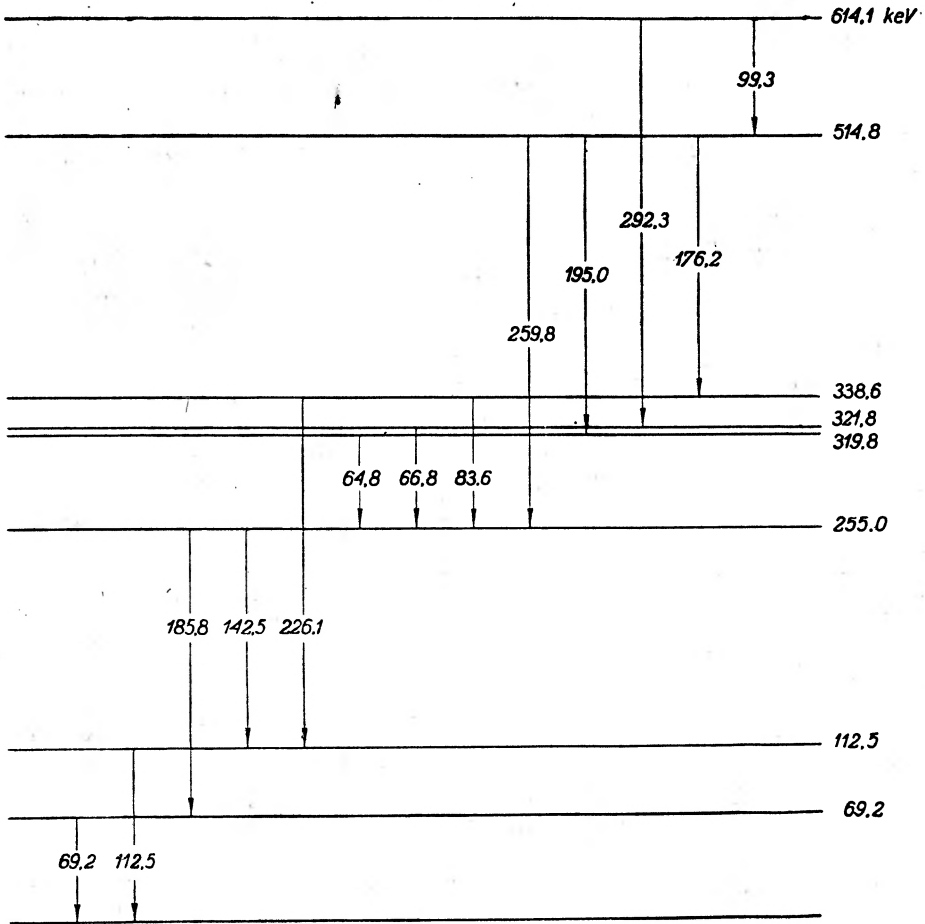
2. 1. Spektroskopia promieni γ

Interferencja promieniowań ugiętych przez siatki dyfrakcyjne sztuczne lub przez sieci krystaliczne pozwoliła dokładnie i wszechstronnie zbadać widma fal elektromagnetycznych, wysyłanych przez elektrony atomowe w szerokim zakresie długości fal, od dalekiej podczerwieni do charakterystycznych promieniowań rentgenowskich pierwiastków najcięższych. Te badania dostarczyły obfitego materiału doświadczalnego dotyczącego poziomów energetycznych atomu i stały się główną podstawą eksperymentalną teorii budowy elektronowej atomu. Promieniowanie jąder atomowych znajduje się przeważnie w obszarze zbyt małych długości fal, by można do nich stosować na szeroką skalę metody zwykłej spektroskopii. Kąty ugięcia promieniowań o kwancie energii 1 MeV są rzędu tylko $10'$, co powoduje duże błędy względne pomiaru, nie mówiąc już o niewielkim natężeniu odbicia; jest ono w przybliżeniu proporcjonalne do kwadratu długości fali, wobec czego metoda ta wymaga wyjątkowo silnych źródeł promieniowania. W badaniach spektroskopowych nad emisją γ jądra ^{60}Co w obszarze sięgającym energii 1,3 MeV stosowano około 50 mc tej substancji mimo użycia niezwykle świetlnego spektrometru o wygiętym kryształe kwarcu i detekcji licznikowej wiązek ugiętych.

2. 2. Widma magnetyczne elektronów wewnętrznej konwersji

Liczenie elektronów jest znacznie wydajniejsze niż liczenie kwantów o wielkiej energii: osiągnięcie wydajności 10% padających kwantów wymaga budowy specjalnych liczników pracujących w warunkach, w których trudno uzyskać poprawną stałość liczenia, gdy tymczasem normalny licznik z cienkim okienkiem mikowym lub aluminiowym rejestruje praktycznie 100% padających na okienko elektronów. W związku z tym badanie poziomów jądrowych odbywa się często drogą analizy magnetycznej elektronów wewnętrznej konwersji, tj. elektronów wyrzucanych z atomu przez promieniowanie γ jądra wzbudzonego tegoż atomu. Rysunek 1 daje tytułem przykładu otrzymany w ten sposób przypuszczalny układ najniższych poziomów trwałego jądra ^{182}W ; jądro to otrzymujemy w stanie wzbudzonym po emisji β przez promieniotwórczy tantal.

Prawdopodobieństwo wewnętrznej konwersji w bardzo znacznym stopniu zależy od stopnia wzbronienia przejścia, o czym wspominaliśmy przy końcu § 1, oraz od energii kwantu.



Rys. 1

Schemat najniższych poziomów energetycznych jądra ^{182}W otrzymany przez analizę magnetyczną elektronów wewnętrznej konwersji

Niech całkowite momenty pędu jądra wyrażone w jednostkach \hbar przed przemianą i po przemianie wynoszą \vec{J}_a i \vec{J}_b . Przez słowa „spin jądra” rozumiemy wielkości (nieujemne, całkowite lub półowkowe) J_a i J_b związane z wektorami \vec{J}_a i \vec{J}_b przez zależności

$$|\vec{J}_a| = \sqrt{J_a(J_a+1)}, \quad |\vec{J}_b| = \sqrt{J_b(J_b+1)}.$$

Liczba całkowita nieujemna, którą jest zmiana spinu jądra

$$\Delta = |J_a - J_b|,$$

jest jedną z wielkości charakteryzujących przejście.

Blizsza analiza zjawisk emisji i absorpcji promieniowania elektromagnetycznego prowadzi poza tym do dalszego rozróżnienia typów przejść, mianowicie przejść elektrycznych i magnetycznych, których sens pogładowy wyjaśniony będzie niżej. Stosuje się przy tym następującą terminologię dla: $\Delta = 1, 2, 3, \dots$ przejście nazywamy odpowiednio: dipolowym, kwadrupolowym, oktopolowym, ... itd.

Wreszcie ważną cechą przejścia jest ewentualna zmiana parytetu funkcji falowej jądra. Funkcja falowa każdego układu cząstek może być tylko parzystą lub nieparzystą funkcją współrzędnych tych cząstek, tj. w naszym przypadku nukleonów tworzących jądro. Przez zmianę parytetu rozumiemy zmianę funkcji z parzystej na nieparzystą lub odwrotnie.

W pogładowym ujęciu promieniowanie elektryczne dipolowe jądra wywołane jest drganiami translacyjnymi ładunku elektrycznego jądra; wobec tego, że jądro nie zawiera składników ujemnie naładowanych, promieniowanie dipolowe związane byłoby z drganiami środka masy jądra i środka jego ładunku w przeciwnych kierunkach, co a priori nie wydaje się prawdopodobne, wobec czego promieniowaniu temu przypisać musimy niewielką amplitudę, czemu w języku ścisłym odpowiada małe prawdopodobieństwo emisji.

W tymże pogładowym ujęciu promieniowanie elektryczne kwadrupolowe wysyłane jest przy periodycznych elipsoidalnych drganiach jądra, promieniowanie zaś elektryczne wyższych rzędów — przy odkształceniach bardziej złożonych.

Promieniowanie dipolowe magnetyczne można wytłumaczyć, jeśli uwzględnimy to, że składniki jądra mają różne stosunki giromagnetyczne (tj. różne stosunki momentów magnetycznych własnych do momentów mechanicznych własnych), co jak wiadomo, rzeczywiście zachodzi; kierunek momentu magnetycznego jądra nie jest wówczas zgodny z jego całkowitym momentem pędu.

Zmiany parytetu funkcji falowej jądra, jak się zdaje, nie mają odpowiednika w interpretacji pogładowej.

Tablica 1 zawiera w pierwszych dwóch kolumnach zestawienie możliwych przejść γ między poziomami zarówno ze względu na multipolowość promieniowania, jak i na zmianę parytetu funkcji falowej jądra, dla kilku przejść multipolowych niższych rzędów. Przejścia opuszczone w tablicy (np. przejście dla $J_a + J_b = 0$) są całkowicie wzbronione: kwanty muszą być bądź kompletnie skonwertowane, bądź muszą zamie-

niać się na pary elektronów, bądź wreszcie emisja odbywać się musi w postaci dwóch kwantów.

T a b l i c a 1

Promieniowanie		Zmiana parytetu	τ dla $\hbar\omega=1$ MeV sec.
dipolowe elektryczne	$\Delta \leq 1, J_a + J_b \geq 1$	tak	10^{-12}
dipolowe magnetyczne	$\Delta \leq 1, J_a + J_b \leq 1$	nie	10^{-12}
kwadrupolowe elektryczne	$\Delta = 2, J_a + J_b \geq 2$	nie	10^{-12}
kwadrupolowe magnetyczne	$\Delta = 2, J_a + J_b \leq 2$	tak	$10^{-7,5}$
oktupolowe elektryczne	$\Delta = 3, J_a + J_b \geq 3$	tak	$10^{-7,5}$
oktupolowe magnetyczne	$\Delta = 3, J_a + J_b \leq 3$	nie	10^{-3}
2^4 -polowe elektryczne	$\Delta = 4, J_a + J_b \geq 4$	nie	10^{-3}

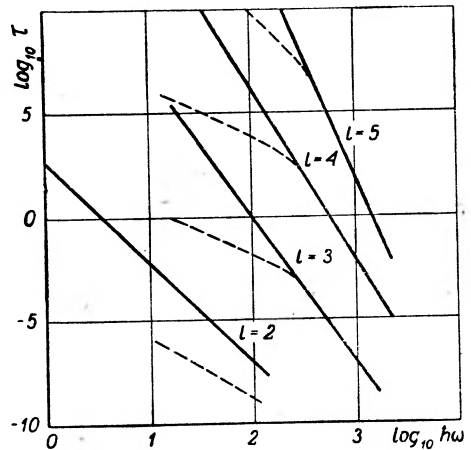
Przybliżone czasy życia jąder wzbudzonych przy różnego typu przejściach daje (w jednostkach cgs) wzór:

$$\frac{1}{\tau} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l+1} \frac{e^2 R^{2l}}{\hbar [1.3.5\dots(2l-1)]^2}, \quad (3)$$

gdzie e jest ładunkiem elementarnym (j. es.), ω częstością kołową wypromieniowanej fali, c prędkością światła, zaś $R = 1,5 \cdot 10^{-13}$. $A^{1/2}$ jest to promień jądra (A oznacza liczbę nukleonów w jądrze), wreszcie

$l = \Delta$ dla promieniowania elektrycznego,

$l = \Delta + 1$ dla promieniowania magnetycznego.



Rys. 2

Zależność średniego czasu życia τ (sec) od energii wypromieniowanego fotonu $\hbar\omega$ (keV) bez uwzględnienia wewnętrznej konwersji (krzywe ciągłe) oraz z uwzględnieniem wewnętrznej konwersji na poziomie K (krzywe przerywane) dla jądra złożonego z 80 nukleonów przy różnych wartościach l

Wzór (3) jest słuszny dla $l > 1$.

Ilustracją wzoru (3) są krzywe ciągłe z rysunku 2 nakreślone dla pierwiastka $A = 80$. Wartości orientacyjne τ , obliczone z tegoż wzoru, zamieszczone są w ostatniej kolumnie tabelicy 1.

Oznaczmy przez Γ_K/\hbar prawdopodobieństwo emisji elektronu wewnętrznej konwersji z poziomu K (w ciągu najbliższej jednostki czasu) oraz przez Γ_γ/\hbar prawdopodobieństwo emisji kwantu γ (w tymże czasie).

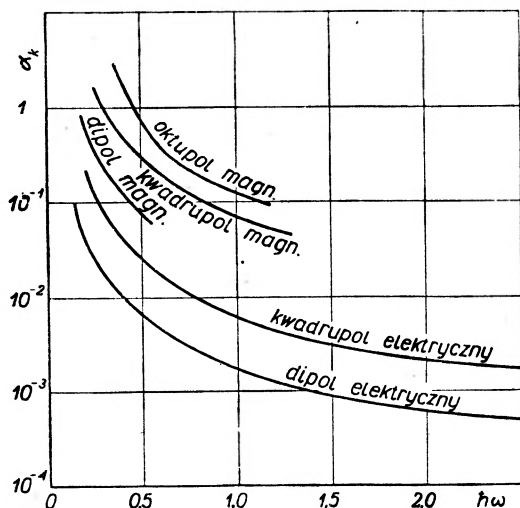
Wielkość

$$\alpha_K \Gamma_K / \Gamma_\gamma$$

nazywamy współczynnikiem wewnętrznej konwersji na poziomie K. Podobnie zdefiniowalibyśmy współczynniki dla innych poziomów elektronów atomowych. α_K jest funkcją energii kwantu oraz liczby atomowej wzbudzonego jądra; zależy poza tym od typu promieniowania. Krzywe zmienności α_K w zależności od $\hbar\omega$

obliczone dla $Z = 84$ i dla różnych promieniowań pokazane są na rysunku 3.

Pomiar współczynnika wewnętrznej konwersji na jakimś poziomie atomowym wymaga policzenia elektronów wewnętrznej konwersji o odpowiedniej energii, a więc np. wydzielonych magnetycznie, oraz bezwzględnego pomiaru liczby kwantów wysyłanych w tym samym czasie. Ten ostatni pomiar jest z reguły trudniejszy od pierwszego: odpowiedni układ liczący musi być wycechowany przy użyciu kwantów różnej energii, o których składniad wiemy, w jakiej liczbie padają na licznik w ciągu jednostki czasu (np. jeśli wia-



Rys. 3

Współczynniki wewnętrznej konwersji α_K w zależności od energii kwantu $\hbar\omega$ (MeV) dla $Z = 84$

domo, że po emisji cząstki α lub cząstki β zawsze następuje również emisja kwantu o określonej energii).

Jak widzimy, pomiar współczynnika wewnętrznej konwersji dostarczyć może pewnych informacji o charakterze przejścia, a stąd za pomocą wzoru (3) również o średnim czasie życia na poziomach energetycznych, z których tylko określone przejścia γ są możliwe.

Niezależnie od powyższej metody można uzyskać dane co do charakteru przejścia z pomiaru stosunku współczynników wewnętrznej konwersji na różnych poziomach tego samego atomu, np. stosunku α_K/α_L . Teoretyczna zależność jego od Δ i od tego, czy przejście jest elektryczne czy magnetyczne, jest znana, pomiar zaś względnych wartości α_K/α_L łatwiejszy jest niż oddzielny pomiar α_K i α_L .

2. 3. Rozkład widmowy promieniowania β

Jeśli po emisji β jądro może się znajdować w kilku różnych stanach energetycznych, przejawia się to w rozkładzie widmowym promieniowania β : widmo to jest wówczas superpozycją kilku widm, z których każde ma inną granicę od strony wielkich energii, powiedzmy E_1, E_2, E_3 i E_4 (np. w kolejności malejących energii) oraz ma normalny, zgodny z teorią Fermiego rozkład widmowy (jeśli przejścia β nie są wzbronione). Różnice $E_1 - E_2, E_1 - E_3$ i $E_1 - E_4$ równe są energiom badanych stanów wzbudzonych jądra końcowego.

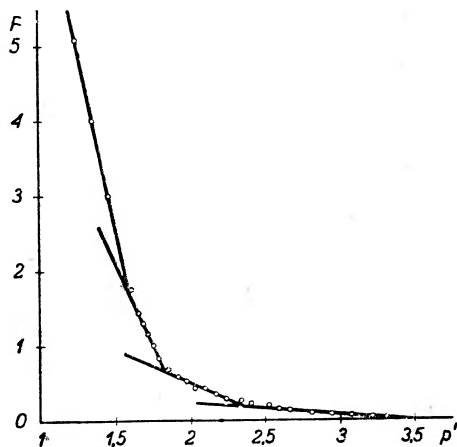
Wyznaczenie widma promieni β odbywa się za pomocą spektrometru magnetycznego, mającego nie tyle wielką zdolność rozdzielczą, ile wielką świetlność. Obliczenia wartości $E_1 \dots$ dokonywa się najczęściej przez wykreślenie krzywej rozkładu widmowego w tak dobranych współrzędnych, by przy ich użyciu teoretyczny rozkład Fermiego przedstawiony był przez linię prostą. Diagram taki nazywamy wykresem Fermiego. Dla przykładu rozpatrzmy przypadek konkretny przedstawiony na rysunku 4. Jest to wykres rozkładu widmowego promieniowania β ^{239}Np . Na osi odciętych odmierzone wielkości

$$p' = \sqrt{1 + p^2}, \quad (4)$$

gdzie p jest pędem elektronu β wyrażonym w jednostkach mc (m — masa spoczynkowa elektronu, c — prędkość światła), na osi rzędnych zaś następującą funkcję P zmierzonej za pomocą spektrometru magnetycznego liczby N elektronów wysyłanych przez ^{239}Np na jednostkę czasu i na jednostkowy przedział wielkości p' ,

$$P = \sqrt{\frac{N}{p(1 + 0,355 p)}} \quad (5)$$

Rachunek, którego tu przytaczać nie będziemy, wskazuje, że przy wprowadzeniu takich właśnie zmiennych, wykres pojedynczego widma β przy $Z = 93$ (tj. dla neptunu) powinien być linią prostą. Z rzeczywistego przebiegu wykresu dobrze widać, że tak nie jest, gdyż krzywa wykazuje wyraźne załamania przy pewnych wartościach p' , mianowicie



Rys. 4

Wykres Fermiego rozkładu widmowego promieniowania β ^{239}Np . Wielkości p' i P są funkcjami pędu elektronu i liczby elektronów na jednostkowy przedział wielkości p' , danymi przez wzory (4) i (5).

3,31, 2,32, 1,79, 1,56, czemu odpowiadają różnice energii (co czytelnik może łatwo sprawdzić)

$$E_1 - E_2 = 503, E_1 - E_3 = 776, E_1 - E_4 = 891 \text{ keV.}$$

Są to energie stanów wzbudzonych jądra końcowego, którym jest ^{239}Pu . Wartości energii stanów wzbudzonych tegoż jądra, znalezione na podstawie pomiaru energii elektronów wewnętrznej konwersji wysyłanych przy tej przemianie, są

$$275, 502, 708, 777, 836, 893 \text{ keV,}$$

pozostają więc w doskonałej zgodności z poprzednimi. Większa liczba poziomów znaleziona tą ostatnią drogą wynika stąd, że nie wszystkie stany wzbudzone jądra ^{239}Pu mogą być stanami końcowymi po emisji β .

2. 4. Zjawiska rezonansu w reakcjach jądrowych

Reakcje jądrowe piszemy często w postaci $A(q, q')B$, co oznacza przemianę następującą: do jądra A wchodzi cząstka q , wychodzi cząstka q' , wskutek czego powstaje jądro B . Emisja cząstki q' na ogół nie następuje jednocześnie z wchłonięciem cząstki q , wobec czego w ciągu krótkiego czasu (powiedzmy rzędu 10^{-15} sekundy) istnieje, w stanie wzbudzonym, jądro pośrednie C , zwane jądrem złożonym. Zasada zachowania energii i zasada równoważności masy i energii prowadzą do następujących bilansów:

$$M_A + M_q + \frac{Q}{c^2} = M_C^* = M_B + M_{q'} + \frac{Q'}{c^2},$$

$$M_A + M_q - \frac{W}{c^2} = M_C,$$

gdzie znaczenie symboli mas M jest oczywiste, gwiazdka oznacza stan wzbudzony, Q i Q' energie kinetyczne przed przemianą i po niej (w układzie środka masy), W zaś — energię wiązania cząstki q w jądrze złożonym. Z równań tych znajdujemy natychmiast wartość energii wzbudzenia jądra

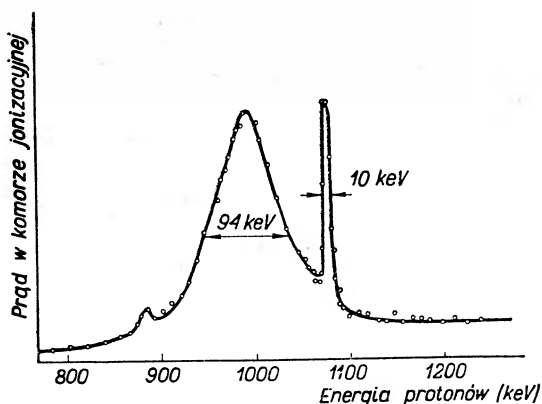
$$(M_C^* - M_C)c^2 = Q + W.$$

W jest dla tego jądra wielkością stałą; pomiar energii Q , przy którym następuje reakcja, dostarcza więc danych o poziomach energetycznych jądra złożonego C . Metoda polega na powolnej zmianie energii Q i obserwacji wydajności reakcji, np. przez pomiar natężenia emisji cząstek q' .

Jak widać z wzoru (6), otrzymujemy tą drogą wartości energii poziomów w obszarze wielkich energii wzbudzenia, przekraczających W , będą to więc poziomy wirtualne, jeśli stosować terminologię z § 1. Łatwo się przekonać, że wzór (6) pozostaje słuszny również wtedy, gdy cząstką q' jest foton.

Jeśli cząstka padająca q posiada ładunek, jest hamowana przez materię podczas ruchu przez substancję i energia jej nie jest oznaczona. Wymaga to więc stosowania tak cienkich warstw substancji, by strata energii cząstki mogła być zaniedbana. Rzadko jest to możliwe: skończona grubość warstwy daje zwykle pozorne rozszerzenie wąskich poziomów energetycznych jądra złożonego. Jako akcelerator cząstek naładowanych stosowana bywa najczęściej rura próżniowa o źródle jonów z małym rozrzutem ich energii (rzędu 100 eV), zasilana starannie stabilizowanym generatorem taśmowym van de Graaffa.

Na rysunku 5 mamy podany wykres zależności natężenia promieniowania γ , mierzonego komorą jonizacyjną z elektrometrem, emitowanego przy reakcji ${}^9\text{Be}(p, \gamma){}^{10}\text{B}$ (p oznacza tu proton) w zależności od energii kinetycznej padających protonów. Poziom odpowiadający energii protonów 1077 keV ma pozorną połówkową szerokość 10 keV, mimo że użyta folia berylowa miała tylko $2 \cdot 10^{-5}$ cm grubości. Rzeczywista szerokość poziomu, obliczona z pomiarów dla różnych grubości warstwy berylu, wynosi 4 keV.

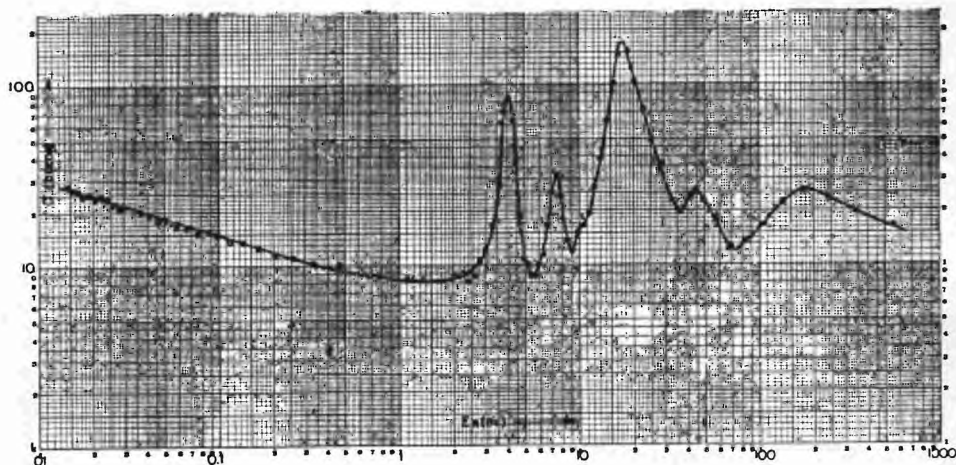


Rys. 5

Wydatność reakcji ${}^9\text{Be}(p, \gamma){}^{10}\text{B}$ w zależności od energii kinetycznej protonów.

Wiele pomiarów tego typu wykonano przy użyciu powolnych neutronów (energia kinetyczna poniżej 1000 eV). Jako cząstka nienaładowana neutron prawie nie zmienia swej prędkości przechodząc przez substancje o wielkiej masie atomowej, wobec czego warstwy ciała badanego mogą być grubsze niż w przypadku cząstek naładowanych. Metoda najczęściej stosowana polega na pomiarze absorpcji neutronów przez jądra atomowe w reakcjach typu $A(n, \gamma)B$, $A(n, p)B$, $A(n, \alpha)B$ — w zależności od ich energii. Urządzenie eksperymentalne w swej istocie jest następujące. Modulowany (czyli posiadający periodycznie zmienne natę-

żenie) strumień neutronów uzyskuje się przez modulację natężenia prądu jonów krążących w cyklotronie. Po zwolnieniu za pomocą wody lub parafiny (co trwa znacznie krócej niż jeden okres modulacji) neutrony mają widmo energetyczne ciągłe. Przebiegają one drogę l (rzędu paru lub kilku metrów) i trafiają poprzez absorbent na detektor, którego czułość jest również zmieniana w czasie w ten sposób, że liczy on może neutrony tylko w krótkim okresie czasu, opóźnionym o t względem chwili emisji neutronów. Wykrywa się w ten sposób tylko te neutrony, których prędkość wynosi l/t . Przez zmianę t zmieniamy efektywnie energię neutronów, które są wykrywane przez układ detekcyjny. Zmienność absorpcji w ciele badanym daje więc w wyniku wydajność rozważanej reakcji jądrowej



Rys. 6

Krzywa absorpcji neutronów w wolframie (wszystkie izotopy) w zależności od ich energii E_n . Współczynnik atomowy absorpcji, czyli przekrój czynny, σ , wyrażony w barnach ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), obejmuje zarówno osłabienie wiązki przez rozpraszanie, jak i przez wchłanianie neutronów przez atomy absorbentu z utworzeniem jądra złożonego.

w zależności od energii kinetycznej neutronów. Stąd za pomocą wzoru(6) znajdujemy poziomy energetyczne jądra złożonego, odpowiadające zaobserwowanym maksimum absorpcji.

Tytułem ilustracji wyników metody neutronowej podajemy na rysunku 6 krzywą absorpcji neutronów w wolframie (wszystkie izotopy). Widać na niej wybitne i ostre maksima, odpowiadające poziomom wzbudzonym jądra złożonego. W niektórych przypadkach szerokości poziomów zmierzone na tej drodze okazały się mniejsze od 0,1 eV.

2. 5. Bezpośrednie pomiary czasów życia stanów metatrwałych

Pomiary te w przypadku czasów życia rzędu sekund lub dłuższych nie następują zwykle większych trudności i odbywają się normalną

drogą liczenia kwantów lub elektronów wewnętrznej konwersji w określonych odstępach czasu. Rzeczą uderzającą jest wielka ostrość poziomów metatrwałych. Zgodnie z wzorem (1) szerokość poziomu np. dla średniego czasu życia $\tau = 3$ godziny wynosi zaledwie $\Gamma = 10^{-31}$ ergów $= 7 \cdot 10^{-20}$ eV.

Interesujące wyniki otrzymano ostatnio przy pomiarze czasu życia stanu metatrwałego ^{99}Tc . Jądro to emituje między innymi promieniowanie całkowicie skonwertowane o energii paru kiloelektronowoltów. Ta niska energia przemiany może być skonwertowana tylko na elektronie dostatecznie słabo związanym, tj. na jednym z zewnętrznych elektronów, które znajdują się pod silnym wpływem wiązań chemicznych. Odbić się to powinno na prawdopodobieństwie emisji elektronu, a więc i na średnim czasie życia stanu. Rzeczywiście stwierdzono dość znaczne różnice wartości tego czasu, sięgające 0,3% i zależne od związku chemicznego, w którym się ów pierwiastek znajdował.

Pomiar krótszych czasów życia (nie krótszych jednak niż 10^{-9} sekundy) może się odbywać na drodze elektronowej, zwłaszcza przy użyciu fotomnożników. Niech czas rozdzielnicy układu liczącego będzie t_0 (równe np. 10^{-7} sekundy) i niech taki układ liczy koincydencje między elektronami β ciała promieniotwórczego i kwantami γ , wysyłanymi po emisji elektronu β z prawdopodobieństwem proporcjonalnym do $e^{-t/\tau}$, gdzie τ jest średnim czasem życia stanu metatrwałego, w którym znajduje się jądro po wysłaniu elektronu, t zaś czasem, który od tej emisji upłynął. Liczba koincydencji gwałtownie spada, gdy t_0 rośnie. Z eksperymentalnej zależności między liczbą koincydencji i czasem rozdzielczym można obliczyć poszukiwaną wartość τ .

Pomiary czasów jeszcze krótszych odbywają się drogą pośrednią, głównie w sposób opisany w § 2. 1.

2. 6. Próby wykrycia absorpcji jądrowej promieniowania elektromagnetycznego

Jeśli $\sigma_r(\omega)$ oznacza atomowy współczynnik absorpcji jądrowej promieniowania o częstości kołowej ω i $\sigma_{el}(\omega)$ takiż współczynnik dla absorpcji elektronowej, energia przepuszczona w przedziale widmowym ω , $\omega + \Delta\omega$ przez ekran zawierający N atomów na cm^2 wynosi

$$S = \int_{\omega}^{\omega + \Delta\omega} I_0(\omega) e^{-N[\sigma_r(\omega) + \sigma_{el}(\omega)]} d\omega \quad (7)$$

gdzie funkcja $I_0(\omega)$ charakteryzuje rozkład widmowy energii promieniowania padającego.

Współczynnik $\sigma_r(\omega)$ ma wybitne maksima w obszarach absorpcji jądrowej, które nazwiemy obszarami rezonansu lub liniami absorpcyjnymi; maksima te sięgają mniej więcej wartości λ^2 , gdzie λ jest długością fali

promieniowania padającego. Obszary te są wąskie i w skali ω wynoszą $\Delta_r \omega = 1/\tau$, tj. np. dla $\tau = 10^{-15}$ sec., $\Delta_r \omega \approx 10^{15}$ sec $^{-1}$, dla $\tau = 1$ rok, $\Delta_r \omega \approx 3 \cdot 10^{-8}$ sec $^{-1}$. Poza obszarami rezonansowymi praktycznie $\sigma_r(\omega) = 0$. Natomiast $\sigma_{el}(\omega)$, które jest porównywalne z wartościami $\sigma_r(\omega)$ w obszarze rezonansu, zmienia się względnie powoli z ω . Podobnie, dla promieniowania padającego o widmie ciągłym (np. dla promieniowania lampy rentgenowskiej) zmiany $I_0(\omega)$ z ω również mogą być uważane za powolne.

W tych warunkach równaniu (7) dla niewielkiego przedziału $\Delta\omega$, zawierającego linię absorpcyjną jądrową, można nadać przybliżoną postać

$$S \approx I_0(\omega) e^{-N\sigma_{el}(\omega)} \Delta\omega \left[1 - \frac{\Delta_r \omega}{\Delta\omega} e^{-N\sigma_r(\omega)} \right], \quad (8)$$

gdzie należy podstawić $\sigma_r(\omega) = \lambda^2$.

Zdolność rozdzielcza aparatury spektrometrycznej, scharakteryzowana odcinkiem $\Delta\omega$ na skali częstości kołowych, nawet w obszarze długofalowych promieni γ spełnia z pewnością nierówność

$$\Delta\omega > 10^{-3}\omega;$$

ponieważ dla $\Delta_r\omega$ mamy w najlepszym razie

$$\Delta_r\omega < 10^{-5}\omega,$$

przeto drugi wyraz w nawiasie kwadratowym wzoru (8), wyraz odpowiedzialny za absorpcję jądrową, nawet w najkorzystniejszych warunkach nie przekracza 0,01 (a dla poziomów metatrwałych jest jeszcze bez porównania mniejszy). Absorpcyjne linie jądrowe są, jak widzimy, niewykrywalne drogą spektroskopową.

Można by pokusić się o wykrycie tych linii naświetlając jądra atomowe, znajdujące się w stanie podstawowym, promieniowaniem tychże jąder wzbudzonych. Promieniowanie padające wykazywałoby odstępstwa od monochromatyczności głównie dzięki zjawisku Dopplera. Obserwacja polegałaby bądź na stwierdzeniu rozproszenia rezonansowego, bądź na pomiarze absorpcji. Należy tu jednak zauważyć, że w dziedzinie przeciętnych promieni γ kwanty są tak znaczne, iż przy przejściu o energii $\hbar\omega$ odskok jądra zabiera sporą część energii i że wysłany kwant mieć będzie energię mniejszą od energii przemiany:

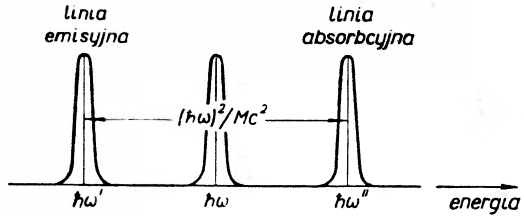
$$\hbar\omega' = \hbar\omega - (\hbar\omega)^2/2Mc^2,$$

gdzie M oznacza masę jądra. Jądro absorbujące natomiast mogłoby pochłoniąć tylko kwant o energii

$$\hbar\omega'' = \hbar\omega + (\hbar\omega)^2/2Mc^2,$$

a więc linia emisyjna i linia absorpcyjna przesunięte są względem siebie w skali energii o $(\hbar\omega)^2/Mc^2$, jak to przedstawione jest na rysunku 7. Dla jądra o liczbie masy 50 i dla energii przemiany 1 MeV to przesunięcie wynosi 21,5 eV. Prze-

kracza ono znacznie rozmycie dopplerowskie poziomów, które w temperaturze pokojowej dla rozpatrywanego krycie tą drogą absorpcji jądra jest rzędu 1 eV. Wydrowej byłoby możliwe przez nadanie emitującemu i absorbującemu jądro znacznej prędkości względnej (ku sobie). Próby obserwacji tego zjawiska pozostały na razie bez rezultatu.



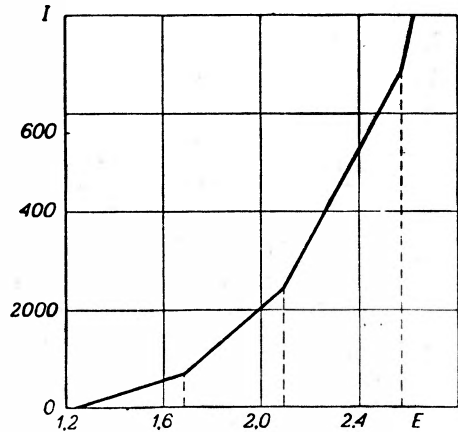
Rys. 7

Wykresy krzywych emisji i absorpcji promieniowania elektromagnetycznego przez to samo jądro atomowe

Natomiast wyniki pozytywne uzyskano przez wzbudzenie stanów metatrwałych, powstających przy naświetlaniu jąder atomowych promieniowaniem X o widmie ciągłym. Absorpcja promieniowania na takim poziomie nie może być dostrzegalna z powodu jego małej szerokości. Przy dostatecznie wysokich energiach kwantów, tj. przy stosowaniu wystarczających napięć przyłożonych do lampy rentgenowskiej, możliwe jest jednak pochłonięcie kwantu na innym, wyższym poziomie a następnie przejście do stanu metatrwałego, który się ujawni emisją promieniowania γ , obserwowalnego po naświetlaniu.

Stosując coraz wyższe napięcia na lampie rentgenowskiej, można dostrzec wyraźne wzrosty wydajności zjawiska przy przekraczaniu pewnych wartości napięcia: są to napięcia, którym odpowiada wzbudzenie coraz wyższych poziomów energetycznych jądra.

Typowy przykład krzywej wydajności wzbudzenia stanu metatrwałego w zależności od przyłożonego do lampy rentgenowskiej napięcia podaje rysunek 8, który odnosi się do ^{111}Cd . Pozwala on



Rys. 8

Krzywa wzbudzenia stanu metatrwałego jądra ^{111}Cd w zależności od energii E (MeV) elektronów w lampie rentgenowskiej. I — natężenie promieniowania γ ze stanu metatrwałego w impulsach na minutę

wyznaczyć następujące poziomy tego jądra: 1,25 (?), 1,68, 2,08, 2,56 MeV. Poziom metatrwały, który jest przy tym wzbudzany, ma energię 0,195 MeV.

3. Uwagi końcowe

Ten krótki przegląd, poświęcony głównie metodom badania poziomów wzbudzonych jąder atomowych, wykazuje jasno, jak różnorodne są te metody; mimo to nie jest kompletny. Nie poruszyliśmy w nim z braku miejsca, obok szeregu zagadnień teoretycznych, również i paru metod eksperymentalnych. Najważniejszą lukę, którą należałoby wypełnić na łamach tego czasopisma, stanowi trudny eksperymentalnie problem korelacji kątowych między promieniami β i γ oraz między wysyłanymi w kaskadzie promieniami γ . Jakkolwiek ta dziedzina badań jest dopiero w początkowym stadium rozwoju, jednakże może się poszczycić interesującymi wynikami, zwłaszcza dotyczącymi natury multipolowej promieniowań, której my również poświęciliśmy trochę uwagi.

Na zakończenie nie możemy tu nie podkreślić pewnych śladów regularności w rozmieszczeniu poziomów, które zdają się zarysowywać. Tak więc wyniki metody w pewnym stopniu podobnej do tej, którą opisuje § 2.4, pozwalają wnioskować, że dla szeregu jąder odległości między poziomami jednego jądra są przypuszczalnie całkowitymi wielokrotnościami pewnych stałych wielkości. Zauważono poza tym pewne prawidłowości w gęstości poziomów zależnie od parytetu liczby atomowej i liczby masy jądra. Wreszcie stwierdzono nie ulegający wątpliwości fakt, że jądra o średnich masach atomowych mają największą liczbę stanów metatrwałych, że spiny tych stanów różnią się przeważnie o 3 lub 4 jednostki od spinu stanu podstawowego i że ich energie są względnie niskie, rzędu 10^4 lub 10^5 eV. Pewne podobieństwa w charakterze stanów metatrwałych (zbliżony okres, zbliżone wartości energii) zauważono dla par izotopów różniących się o dwa neutrony jak ^{107}Ag i ^{109}Ag , ^{113}In i ^{115}In i inne. Co więcej, izotopy należące do takiej pary mają z reguły ten sam spin i bardzo zbliżony moment magnetyczny.

Z uwag tych wynika wniosek, że rozwój wiedzy o poziomach energetycznych jest koniecznym warunkiem zbudowania poprawnej teorii jądra atomowego.

Jan Rzewuski

Zakład Mechaniki Teoretycznej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

Teoria Feynmana

Wstęp

Referat ten jest próbą streszczenia i uprzyśtępnienia szerszym kołom czytelników tzw. teorii Feynmana. Została ona opublikowana w formie dwóch artykułów w *Physical Review* 1949, t. 76, 749 i 769. Teoria Feynmana daje wszystkie wyniki teorii kwantów łącznie z teorią kwantową pól i nic ponadto. Wydawałoby się więc, że nie przedstawia ona wielkiej wartości naukowej. Tak jednak, moim zdaniem, nie jest, i to z dwóch przyczyn. Pierwszą z nich jest zupełna odrębność jej od wszystkich dotychczasowych sposobów podejścia do zagadnienia. Taka odrębność jest zawsze wartościowa, gdyż pozwala przyjrzeć się znanym już problemom z innego punktu widzenia i przez to głębiej je zrozumieć. W teorii kwantowej pól spotykamy się z pewnymi trudnościami, których wysiłki wielu fizyków od szeregu lat nie potrafiły usunąć. Może nowy punkt widzenia Feynmana przyczyni się do istotnego postępu w tym kierunku.

Drugą przyczyną jest niezwykła elementarność teorii Feynmana w porównaniu z bardzo skomplikowanym aparatem matematycznym teorii kwantowej. Teoria Feynmana jest tak prosta, że może być zrozumiana przez wszystkich posiadających znajomość elementarnych podstaw teorii kwantów. Jest to zresztą powód, dla którego zdecydowałem się na napisanie tego referatu. Mam nadzieję, że ułatwi on początkującym zapoznanie się z oryginalnymi pracami Feynmana, a przez to z kręgiem najaktualniejszych zagadnień fizyki nowoczesnej. Droga poprzez teorię kwantową pól byłaby nierównie dłuższa i trudniejsza.

Referat swój ułożyłem w ten sposób, żeby w pierwszych trzech paragrafach wyprowadzić elementarny formalizm teorii kwantów. Zakładam jednak, że interpretacja tzw. funkcji falowej opisującej stan układu rozważanego jest już z elementów teorii kwantów znana. Dalsze paragrafy dotyczą już właściwej teorii Feynmana i są skrótem wspomnianych dwóch artykułów.

Formalizm matematyczny teorii Feynmana jest jeszcze niekompletny. Dowody niektórych wzorów pozostawiają pod względem ścisłości dużo do życzenia. Jest to jednak rzecz do naprawienia, dająca możliwości dalszych teoretycznych dociekań. W każdym razie wyniki teorii można uważać za poprawne o tyle, o ile za poprawną uważa się teorię kwantową pól.

§ 1. Równanie falowe nierelatywistyczne

Zachowanie się punktu materialnego o masie m i ładunku e w polu elektromagnetycznym jest w elektrodynamice klasycznej opisane przez hamiltonian

$$H = e\Phi + \frac{1}{2m} \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 = E, \quad (1)$$

gdzie \vec{p} oznacza pęd, a E całkowitą energię cząstki; Φ i \vec{A} są potencjałami (skalarnym i wektorowym) pola elektromagnetycznego.

W teorii kwantów zachowanie się takiego punktu materialnego (w ten sposób wyobrażamy sobie dla prostoty cząstki elementarne, jak: elektron, pozyton, proton, neutron itd.) jest opisane przez funkcję falową $\psi(x,y,z,t)$ czterech zmiennych: x, y, z i t , określających jego położenie w przestrzeni i czas, w którym to położenie zajmuje. Funkcja falowa ψ jest rozwiązaniem równania różniczkowego Schrödingera

$$H\psi = E\psi, \quad (2)$$

spełniającym pewne warunki brzegowe. Przy tym H i E , inaczej jak w (1), są teraz pewnymi operatorami różniczkowymi otrzymanymi z (1) przez podstawienie

$$\vec{p} = -i\hbar \text{grad}, \quad E = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}; \quad (3)$$

\hbar oznacza stałą Plancka h podzieloną przez 2π . Możemy jeszcze rozdzielić H na dwie części:

$$H = H_0 + H', \quad (4)$$

$$H_0 = \frac{1}{2m} p^2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta, \quad (5)$$

$$H' = e\Phi - \frac{e}{2mc} \vec{A} \vec{p} + \frac{e^2}{2mc^2} A^2, \quad (6)$$

z których pierwsza, H_0 , jest operatorem cząstki swobodnej ($\Phi = 0$, $\vec{A} = 0$), a druga, H' , opisuje oddziaływanie z polem elektromagnetycznym i jest ze względu na współczynnik e mała w porównaniu z pierwszą.

§ 2. Równanie falowe relatywistyczne

Hamiltonian (1) odpowiada teorii nierelatywistycznej, a zatem stosować go można tylko do zagadnień dotyczących cząstek powolnych. W przypadku ogólnym musimy oprzeć nasze rozumowania na hamiltonianie relatywistycznym, który, jak wiadomo, ma postać klasyczną

$$H = e\Phi + c \left[m^2 c^2 + \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 \right]^{1/2} = E. \quad (7)$$

Równanie to zawiera, ze względu na możliwość ujemnego znaku pierwiastka, rozwiązania odpowiadające ujemnej energii: $E - e\Phi < 0$. Przewadzi to, jak zobaczymy później, do tzw. teorii dziur Diraca.

Przejście do teorii kwantów przez podstawienie (3) nie miałyby sensu ze względu na występujący w (7) pierwiastek. Dirac pokazał jednak, że można zlinearyzować (7) wprowadzając pewne współczynniki macierzowe. Istotnie, można zamiast (7) napisać

$$c^2 \left[m^2 c^2 + \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 \right] - (E - e\Phi)^2 = 0, \quad (8)$$

co daje się również przedstawić jako iloczyn dwóch czynników liniowych:

$$\left\{ \beta mc^2 + \alpha_x c \left(p_x + \frac{e}{c} A_x \right) + \alpha_y c \left(p_y + \frac{e}{c} A_y \right) + \alpha_z c \left(p_z + \frac{e}{c} A_z \right) + (E - e\Phi) \right\} \cdot \\ \cdot \left\{ \beta mc^2 + \alpha_x c \left(p_x + \frac{e}{c} A_x \right) + \alpha_y c \left(p_y + \frac{e}{c} A_y \right) + \alpha_z c \left(p_z + \frac{e}{c} A_z \right) - (E - e\Phi) \right\} = 0, \quad (9)$$

gdzie α_x , α_y , α_z i β są macierzami czwartego rzędu spełniającymi warunki

$$\alpha_x^2 = \alpha_y^2 = \alpha_z^2 = \beta^2 = 1, \quad (10)$$

$$\alpha_x \beta + \beta \alpha_x = \alpha_x \alpha_y + \alpha_y \alpha_x = \dots = \alpha_y \alpha_z + \alpha_z \alpha_y = 0.$$

(Nie można znaleźć czterech macierzy niższego rzędu spełniających (10)).

Przejsście do teorii kwantów odbywa się już teraz analogicznie jak w przypadku nierelatywistycznym. Przyjmujemy mianowicie stan cząstki jako opisany przez funkcję falową ψ spełniającą równanie

$$H\psi = E\psi, \quad (11)$$

gdzie $H - E$ jest jednym z czynników (9) z pędami i energią zastąpionymi przez operatory (3). Jest rzeczą obojętną, który z czynników bierzemy, gdyż odpowiednie równania wynikają z siebie przez zmianę $E - e\Phi$ na $-E + e\Phi$, co nie daje niczego nowego, ponieważ dopuszczamy na $E - e\Phi$ wartości zarówno dodatnie, jak ujemne. Równanie (11) będzie więc miało postać

$$\left[e\Phi + c \left(\vec{\alpha} \cdot \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) + \beta mc^2 \right] \psi = E\psi, \quad (12)$$

gdzie $\vec{\alpha}$ jest wektorem macierzowym o składowych $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$. Przy tym ψ , ze względu na występowanie w (12) operatorów macierzowych czwartego rzędu, samo musi posiadać cztery składowe: $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4$. Mnożenie ψ przez operator macierzowy O o elementach o_{ik} odbywa się wg zwykłych reguł mnożenia macierzy

$$(O\psi)_i = \sum_{k=1}^4 o_{ik} \psi_k, \quad i=1, 2, 3, 4. \quad (15)$$

Funkcję ψ o składowych ψ_k nazywamy spinorem.

Równanie (12) jest, jak to można pokazać, niezmiennicze względem transformacji Lorentza. Żeby je przygotować do dalszych rozumowań, napiszemy je jednak w formie, w której ta niezmienniczość jest oczywista. W tym celu wprowadzimy pewne nowe oznaczenia. Po pierwsze przyjmiemy układ jednostek naturalnych, w którym $\hbar = c = 1$. Składowe czteropotencjału pola pomnożonego przez e oznaczymy, w myśl pisowni relatywistycznej, przez A_μ ($\mu = 1, 2, 3, 4, A_1 = eA_x, A_2 = eA_y, A_3 = eA_z, A_4 = e\Phi$). Tak samo czterowektor \vec{x}, t oznaczymy przez x_μ ($x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z, x_4 = t$). Macierze $\beta\alpha$ i β można również traktować jako czterowektor γ_μ ($\gamma_1 = \beta\alpha_x, \gamma_2 = \beta\alpha_y, \gamma_3 = \beta\alpha_z, \gamma_4 = \beta$). Spełniają one, jak wynika z (10), relacje

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = \delta_{\mu\nu} \quad (\mu, \nu = 1, \dots, 4), \quad (14)$$

gdzie $\delta_{\mu\nu} = 0$ dla $\mu \neq \nu, \delta_{11} = \delta_{22} = \delta_{33} = -1, \delta_{44} = 1$. Przy użyciu powyższej pisowni iloczyn skalarny dwóch wektorów a i b przyjmie postać

$$a \cdot b = a_\mu b_\mu = a_4 b_4 - a_1 b_1 - a_2 b_2 - a_3 b_3. \quad (15)$$

Wprowadzimy dalej pojęcie macierzy \mathbf{a} przyporządkowanej czterowektorowi a_μ :

$$\mathbf{a} = a_\mu \gamma^\mu. \quad (16)$$

Symbol różniczkowania $\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ będzie oznaczał $\frac{\partial}{\partial t}$ dla $\mu = 4$, a $-\frac{\partial}{\partial x}$, $-\frac{\partial}{\partial y}$, $-\frac{\partial}{\partial z}$ dla $\mu = 1, 2, 3$. Pisząc jeszcze

$$\nabla = \gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} \equiv \beta \frac{\partial}{\partial t} + \beta \alpha_x \frac{\partial}{\partial x} + \beta \alpha_y \frac{\partial}{\partial y} + \beta \alpha_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (17)$$

otrzymujemy ostatecznie równanie (12) w bardzo prostej i oczywiście niezmienniczej postaci

$$(i\nabla - m)\psi = \mathbf{A}\psi. \quad (18)$$

W równaniu tym prawa strona jest mała w porównaniu z wyrazami lewej ze względu na współczynnik e zawarty w definicji czteropotencjału \mathbf{A} .

§ 3. Teoria dziur

W przypadku cząstek swobodnych ($\vec{A} = 0, \Phi = 0$) równanie (1) przyjmuje postać

$$E = \frac{1}{2m} p^2. \quad (19)$$

Energia jest więc zawsze dodatnia, niezależnie od tego, jaki jest ładunek cząstki rozważanej. W ogólnym przypadku równania (1) musi być

$$E - e\Phi > 0 \quad (20)$$

i możemy tak przesunąć punkt zerowy potencjału, żeby E znów było zawsze dodatnie, i to nadal niezależnie od znaku e . W teorii nierelatywistycznej mamy więc do czynienia z cząstkami o dowolnym ładunku, a więc np. elektronami i pozytonami, posiadającymi stale dodatnią energię. Teoria ta nie tłumaczy zjawiska tworzenia się par i ich anihilacji.

Inaczej rzecz się ma w przypadku relatywistycznym. Weźmy znów najpierw cząstkę swobodną. Wtedy z (7) mamy (używamy teraz już zawsze jednostek naturalnych, w których $\hbar = c = 1$)

$$E = \pm \sqrt{p^2 + m^2}, \quad (21)$$

przy czym, inaczej niż w (7), zaznaczyliśmy teraz wyraźnie, że pierwiastek może mieć znak zarówno dodatni, jak ujemny. Istnienie cząstek

o ujemnej energii prowadziłoby jednak do poważnych trudności. Istotnie, widać z (21) dla $\vec{p} = 0$, że cząstka o ujemnej energii zachowywałaby się tak samo jak cząstka o dodatniej energii, ale ujemnej masie, a zatem byłaby przyspieszana w kierunku odwrotnym do działania siły. W ten sposób elektron o ujemnej energii odpychałby elektron o energii dodatniej, a sam byłby przez niego przyciągany. Nie zgadzałyby się to zatem z trzecim prawem Newtona. Ten stan rzeczy nie prowadzi do żadnych trudności w teorii klasycznej, w której zmiana energii następuje w sposób ciągły. Przejście od energii dodatniej do ujemnej wymaga skoku energii o co najmniej $2m$, a taki skok jest w teorii klasycznej niemożliwy. Wystarczy więc przyjąć, że cząstka ma w chwili początkowej energię dodatnią, żeby zapewnić jej energię dodatnią na stałe.

Inaczej w teorii kwantowej. Tu energia może się zmieniać w sposób nieciągły i skok o $E \geq 2m$ od stanu energii dodatniej do ujemnej lub odwrotnie jest możliwy. Dla pokonania tej trudności Dirac wymyślił tzw. teorię dziur. Przyjął on mianowicie, że prawie wszystkie stany energii ujemnej są obsadzone, i to, wg zasady Pauliego po jednym elektronie na stan. Stany nieobsadzone, tzw. dziury w morzu cząstek o energii ujemnej, zachowują się jak cząstki o energii dodatniej, gdyż trzeba elektronów o energii ujemnej, aby je obsadzić. W próżni mielibyśmy wszystkie stany energii ujemnej obsadzone, a wszystkie stany energii dodatniej nieobsadzone. Ponieważ pole elektromagnetyczne wytwarzane przez próżnię musi być równe zeru, więc gęstość ładunku w naszym rozkładzie trzeba na skutek równania $\text{div } \mathbf{E} = -4\pi\rho$ przyjąć też równą zeru. Możemy to zrobić przyjmując po prostu tak zdefiniowaną próżnię za punkt zerowy dla pomiarów ładunku, prądu, pola elektromagnetycznego, energii i pędu. Dziura w morzu elektronów o energiach ujemnych będzie więc zachowywała się jak cząstka o energii dodatniej i ładunku dodatnim, a więc jak pozyton.

Pomimo że morze elektronów o energiach ujemnych nie wytwarza pola, zakłada się, że zewnętrzne pole może na te elektrony działać powodując przeskok do stanów energii dodatniej. Zobaczymy bliżej, co taki przeskok oznacza. Przypuśćmy mianowicie, że pole zewnętrzne spowodowało przeskok elektronu ze stanu o energii ujemnej $E_0 < -m$ i pędzie \vec{p}_0 do stanu o energii dodatniej $E_1 > m$ i pędzie \vec{p}_1 . Elektron pobiera przy tym od pola energię $E_1 - E_0 = E_1 + |E_0| > 2m$. Wtedy w morzu powstaje dziura o energii $-E_0$, pędzie $-\vec{p}_0$ i ładunku dodatnim, a więc pozyton. Jednocześnie pojawia się elektron o energii E_1 i pędzie \vec{p}_1 . Mamy więc do czynienia z utworzeniem pary przez pole zewnętrzne. Proces od-

wrotny przedstawiać nam będzie oczywiście anihilację pary z jednoczesną emisją energii.

Istnienie pozytonu wynikało w powyższych rozumowaniach z konieczności uniknięcia cząstek o ujemnych energiach. Musi ono oczywiście wynikać również z relatywistycznego równania falowego Diraca. Istotnie, można tak dobrać macierze $\vec{\alpha}$ i β spełniające warunki (10), aby $\vec{\alpha}$ miały elementy rzeczywiste, a β tylko urojone. Równanie sprzężone z równaniem (12) będzie wtedy — z uwagi na (3) — miało postać

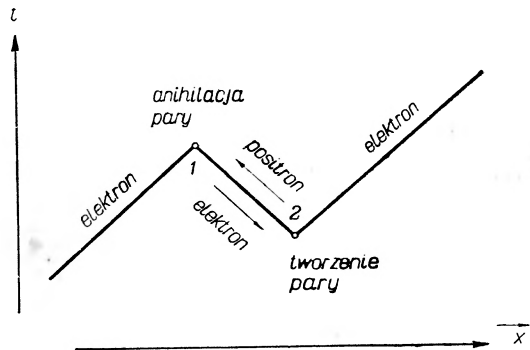
$$\left[e\Phi - c\left(\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \frac{e}{c}\vec{A}\right) - \beta mc^2 \right] \psi^* = -E\psi^*. \quad (22)$$

Widzimy teraz, że jeżeli ψ jest rozwiązaniem równania (12) dla energii ujemnych ($E < 0$), to ψ^* jest rozwiązaniem równania (22) dla energii dodatnich ($-E > 0$). Ale równanie (22) wynika z równania (12) przez zmianę ładunku $+e$ na $-e$, ψ^* przedstawia więc cząstkę o energii dodatniej i ładunku przeciwnym do ładunku elektronu. Takie rozumowanie było stosowane przez Diraca, kiedy przewidział teoretycznie istnienie pozytonów na dwa lata przed ich doświadczalnym odkryciem.

§ 4. Dalsza interpretacja teorii dziur

Teoria Feynmana wychodzi z prostego spostrzeżenia. Jeśli mamy proces utworzenia się pary i następnie anihilacji pozytonu przez inny elektron, to linie świata tego

procesu ułożą się w linię łamaną, złożoną z trzech linii poszczególnych cząstek biorących udział w procesie. Na rys. 1 został naszkicowany przebieg zjawiska, przy czym czas jest odłożony na osi pionowej, a współrzędne przestrzenne, jak to się zwykle robi w teorii względności, jako całość symbolicznie na osi poziomej. Zamiast traktować te trzy



Rys. 1

linie osobno, Feynman traktuje je jako linie świata jednej cząstki ulegającej rozproszeniu w oddziaływaniu z polem zewnętrznym, przy czym rozpro-

szenie może się odbywać wstecz w czasie, jak w punkcie 1. Pozyton jest więc w teorii F e y n m a n a przedstawiony jako elektron podróżujący wstecz w czasie.

Mamy teraz dwie możliwości prześledzenia przebiegu zjawiska. Pierwsza z nich jest sposobem dotychczas używanym i odpowiadającym opisowi rozwoju wypadków w czasie danym bezpośrednio przez równanie falowe. Posuwając się mianowicie stale w kierunku rosnących czasów będziemy w omawianym zjawisku obserwowali najpierw jeden elektron; w chwili, gdy czas t osiągnie wartość odpowiadającą punktowi 2 na rysunku, dostrzeżemy powstanie dwóch nowych cząstek, elektronu i pozytonu; dalej będziemy więc obserwowali trzy cząstki: pozyton i dwa elektrony, aż do chwili t odpowiadającej punktowi 1 na rysunku, w której pozyton i pierwotny elektron znikną, a pozostanie tylko elektron z pary. Tworzenie i anihilacja par odbywa się oczywiście na skutek oddziaływania z polem elektromagnetycznym zewnętrznym. W tym rodzaju opisu mamy więc ładunek zachowany w czasie, jak być powinno, liczba cząstek natomiast nie jest zachowana.

Drugi sposób, odpowiadający myśli F e y n m a n a, polegałby na posuwaniu się w przestrzeni czterowymiarowej wzdłuż linii światła cząstki w kierunku rosnących czasów aż do punktu 1, potem w kierunku malejących czasów aż do punktu 2 i wreszcie dalej, znów w kierunku rosnących czasów. Przy takim śledzeniu rozwoju wypadków będziemy oczywiście mieli stale do czynienia z jedną cząstką. Liczba cząstek będzie więc zachowana. Że i ładunek jest zachowany, wynika to stąd, że traktujemy cały proces jako ruch jednej i tej samej cząstki, mianowicie elektronu. Ładunek podróżujący wstecz w czasie zachowuje się jednak tak, jak ładunek o znaku przeciwnym poruszający się naprzód w czasie. Odcinek 1—2 przedstawia więc ładunek dodatni posuwający się od 2 do 1. Widzimy (rys. 1), że rozpraszanie elektronu poruszającego się w kierunku czasów dodatnich wstecz w czasie odpowiada anihilacji pary, a proces odwrotny — tworzeniu się pary.

Teoria F e y n m a n a podaje formalizm matematyczny odpowiadający temu drugiemu punktowi widzenia i nim będziemy się w następnych paragrafach zajmować.

§ 5. Funkcja G r e e n a równania nierelatywistycznego

Równanie falowe nierelatywistyczne (2) można z uwagi na (3) napisać w postaci

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi. \quad (23)$$

Rozwiązanie $\psi(\vec{x}, t)$ tego równania można za pomocą tzw. funkcji Greena przedstawić w jakimś punkcie wewnętrznym (\vec{x}_2, t_2) obszaru przez wartości funkcji ψ na brzegach tego obszaru:

$$\psi(\vec{x}_2, t_2) = \int K(\vec{x}_2, t_2; \vec{x}_1, t_1) \psi(\vec{x}_1, t_1) d^3 x_1; \quad (24)$$

\vec{x}, t oznacza tu punkt przestrzeni czterowymiarowej o współrzędnych x, y, z, t , a $d^3 x = dx dy dz$.

W przypadku gdy H nie zależy od czasu, można funkcję K łatwo obliczyć. Istotnie, niech E_n oznaczają energie własne, $\psi_n(\vec{x}, t)$ funkcje własne czasowe, a $\varphi_n(\vec{x})$ funkcje własne bezczasowe. Zachodzą wtedy znane relacje wynikające z (23):

$$\psi_n = e^{-iE_n t} \varphi_n, \quad H \varphi_n = E_n \varphi_n.$$

Możemy teraz dowolne rozwiązanie $\psi(\vec{x}, t)$ rozwinąć na szereg

$$\psi(\vec{x}, t) = \sum c_n \psi_n(\vec{x}, t), \quad (25)$$

gdzie c_n są współczynnikami stałymi. Ze ψ jest też rozwiązaniem (23), wynika z (25) przez różniczkowanie

$$H \psi = \sum c_n H \psi_n = \sum c_n e^{-iE_n t} H \varphi_n = \sum c_n E_n \psi_n = i \frac{\partial}{\partial t} \psi.$$

Z (25) wynika dalej, dla odpowiednio znormalizowanych funkcji ψ_n ,

$$c_n = \int \psi(\vec{x}, t) \psi_n^*(\vec{x}, t) d^3 x. \quad (26)$$

Stosując (25) do dwóch czasów t_2 i t_1 otrzymamy

$$\begin{aligned} \psi(\vec{x}_2, t_2) &= \sum c_n \psi_n(\vec{x}_2, t_2) = \sum \int \psi_n(\vec{x}_2, t_2) \psi_n^*(\vec{x}_1, t_1) \psi(\vec{x}_1, t_1) d^3 x_1 = \\ &= \int \sum \varphi_n(\vec{x}_2) \varphi_n^*(\vec{x}_1) e^{-iE_n(t_2-t_1)} \psi(\vec{x}_1, t_1) d^3 x_1. \end{aligned} \quad (27)$$

Porównanie (27) i (24) da nam wreszcie

$$K(\vec{x}_2, t_2; \vec{x}_1, t_1) = \sum_n \varphi_n(\vec{x}_2) \varphi_n^*(\vec{x}_1) e^{-iE_n(t_2-t_1)}. \quad (28)$$

W ogólnym przypadku, gdy H zależy od czasu, K nie daje się przedstawić w tak prosty sposób. Funkcję Greena $K(\vec{x}_2, t_2; \vec{x}_1, t_1)$ będziemy odąd nazywać amplitudą przejścia cząstki z punktu \vec{x}_1 w czasie t_1 do punktu \vec{x}_2 w czasie t_2 .

W naszych rozumowaniach będziemy się zajmować tylko procesami zderzeniowymi, tzn. takimi, w których wszystkie cząstki rozpatrywane przychodzą z odległości nieskończenie wielkich i po zderzeniu oddalają się nieskończenie. Należy jednak podkreślić, że teoria Feynmana obejmuje również pozostałe procesy, w których część cząstek albo wszystkie cząstki znajdują się w pewnym skończonym obszarze, jak np. w zagadnieniu atomu wodoru itp. Tymi procesami nie będziemy się jednak zajmować ze względu na ich mniejszą aktualność.

Wprowadzimy teraz uproszczone znakowanie, oznaczając punkty (\vec{x}_1, t_1) , (\vec{x}_2, t_2) itd. odpowiednio przez 1, 2 itd. Z (24) i (23) widzimy, że amplituda $K(2, 1)$ musi dla punktu 2 różnego od punktu 1 spełniać równanie

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_2} - H_2\right) K(2, 1) = 0,$$

gdzie wskaźnik 2 oznacza, że dany operator działa tylko na współrzędne 2. Dla punktów 1 i 2 pokrywających się amplituda $K(2, 1)$ posiada osobliwość. Można pokazać, że ogólnie, dla dowolnych punktów 1 i 2, musi ona spełniać równanie

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_2} - H_2\right) K(2, 1) = i \delta(2, 1). \quad (29)$$

Dowodu nie będziemy przeprowadzać tutaj, gdyż równanie nierelatywistyczne jest dla nas mniej interesujące. Podamy go natomiast dla równania Diraca. W równaniu (29) $\delta(2, 1)$ jest czterowymiarową funkcją Diraca: $\delta(2, 1) = \delta(x_2 - x_1) \cdot \delta(y_2 - y_1) \cdot \delta(z_2 - z_1) \cdot \delta(t_2 - t_1)$, a $\delta(x)$ posiada własności

$$\delta(x) = \begin{cases} 0 & \text{dla } x \neq 0 \\ \infty & \text{,, } x = 0 \end{cases}, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$$

i, co za tym idzie,

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x) dx = f(0) \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = f(0).$$

W problemie zderzeniowym, jeśli oddziaływanie pomiędzy cząstkami jest słabe, a tak jest zawsze dla ładunków oddziałujących za pośrednictwem pola elektromagnetycznego, możemy hamiltonian rozbić na tzw. część niezakłóconą H_0 (5), opisującą ruch cząstki swobodnej, i tzw. część zakłóceniovą H' (6), która jest mała i opisuje oddziaływanie cząstek z polem, albo, inaczej mówiąc, zakłócenie ruchu swobodnego cząstek spowodowane istnieniem pola. W naszych rozważaniach weźmiemy najpierw pod uwagę przypadek, gdy pole jest dane jako pole zewnętrzne i cząstki nie oddziałują pomiędzy sobą, a tylko z polem. Później przejdziemy do przypadku ogólniejszego, gdy pole jest wytwarzane przez same cząstki i cząstki te oddziałują na siebie za jego pośrednictwem.

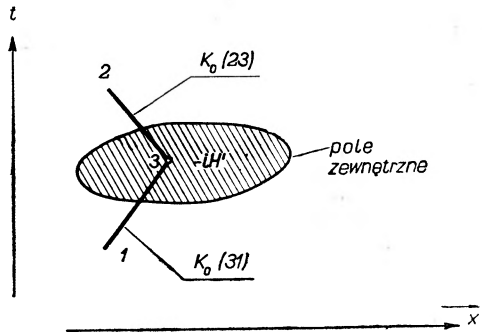
Jeśli zakłócenie jest zerem ($H' = 0$), to H jest stałe w czasie i amplituda $K(2,1)$ jest dana przez (28), gdzie funkcje φ_n są funkcjami falowymi cząstki swobodnej. W tym szczególnym przypadku będziemy K oznaczać wskaźnikiem $0:K_0(2,1)$.

Jeśli zakłócenie jest różne od zera, ale małe, to możemy amplitudę K odpowiadającą równaniu zakłóconemu rozwinąć na szereg względem małej stałej sprzężenia e (6):

$$K(2,1) = K_0(2,1) + K^{(1)}(2,1) + K^{(2)}(2,1) + \dots$$

przy czym zerowym przybliżeniem będzie oczywiście amplituda $K_0(2,1)$ odpowiadająca równaniu niezakłóconemu.

Żeby obliczyć następne przybliżenie $K^{(1)}(2,1)$, rozważmy przejście cząstki z punktu 1 do punktu 2 ($t_2 > t_1$) i założmy, że pole zewnętrzne działa tylko w krótkim okresie czasu $t_3 < t < t_3 + \Delta t_3$, przy czym $t_1 < t_3 < t_2$. Od punktu 1 do punktu 3 cząstka będzie się zatem poruszać jako cząstka swobodna i stosować się będzie równanie (24) z K_0 zamiast K :



Rys. 2

$$\psi(3) = \int K_0(3,1) \psi(1) d^3 x_1. \quad (50)$$

W punkcie \vec{x}_3 , $t_3 + \Delta t_3$ możemy funkcję ψ rozwinąć na szereg

$$\psi(\vec{x}_3, t_3 + \Delta t_3) = \psi(3) + \frac{\partial \psi(3)}{\partial t_3} \Delta t_3 + \dots = \psi(3) - i [H_0(3) + H'(3)] \psi(3) \Delta t_3 + \dots$$

Gdyby nie było zakłócenia, to mielibyśmy w tym punkcie

$$\psi(\vec{x}_3, t_3 + \Delta t_3) = \psi(3) - iH_0\psi(3)\Delta t_3 + \dots$$

Zmiana funkcji ψ spowodowana zakłóceniem będzie więc w pierwszym przybliżeniu

$$\Delta\psi = -iH'(3)\psi(3)\Delta t_3. \quad (31)$$

Dalej cząstka porusza się znów jako cząstka swobodna, mamy więc

$$\psi(2) = \int K_0(2; \vec{x}_3, t_3 + \Delta t_3) \psi(\vec{x}_3, t_3 + \Delta t_3) d^3x_3. \quad (32)$$

Zbierając (30), (31) i (32) widzimy, że zmiana funkcji falowej ψ w punkcie 2 spowodowana istnieniem pola zakłócającego w czasie $t_3 < t < t_3 + \Delta t_3$ jest dana przez

$$\Delta\psi(2) = -i \int \int K_0(2, 3) H'(3) K_0(3, 1) \psi(1) d^3x_1 d^3x_3 \Delta t_3. \quad (33)$$

Przejdźmy do przypadku ogólnego, gdy pole zakłócające jest różne od zera, dla skończonego przedziału czasu pomiędzy t_1 i t_2 oznaczać będzie całkowanie (33) od t_1 do t_2 po czasie t_3 . Ale całkę od t_1 do t_2 możemy zastąpić całką od $-\infty$ do $+\infty$, gdyż przyjęliśmy, że poza przedziałem (t_1, t_2) nie ma pola zewnętrznego, a więc $H' = 0$. Ostatecznie zatem na zmianę funkcji $\psi(2)$ pod wpływem pola zewnętrznego działającego w jakimś obszarze pomiędzy t_1 i t_2 otrzymamy wyrażenie

$$\Delta\psi(2) = -i \int \int K_0(2, 3) H'(3) K_0(3, 1) \psi(1) d^4x_3 d^3x_1, \quad (34)$$

gdzie

$$d^4x_3 = d^3x_3 dt_3.$$

Porównując (34) i (24) widzimy, że amplituda K_0 zmieniła się przez wprowadzenie pola zewnętrznego w pierwszym przybliżeniu o

$$K^{(0)}(2, 1) = -i \int K_0(2, 3) H'(3) K_0(3, 1) d^4x_3. \quad (35)$$

Oznacza to, że amplituda przejścia cząstki bezpośrednio od 1 do 2 zmienia się pod wpływem działania pola w pierwszym przybliżeniu o czynnik wyrażający, że cząstka — zamiast przejść bezpośrednio od 1 do 2 jako cząstka swobodna — może również przejść najpierw jako cząstka swobodna od 1 do 3 z amplitudą $K_0(3, 1)$ (rys. 2), ulec w punkcie (3) rozproszeniu przez pole zewnętrzne, czemu odpowiada we wzorze (35) czynnik

$-iH'(3)$, i wreszcie znów jako cząstka swobodna, a więc z amplitudą $K_0(2, 3)$, przejść do punktu 2. Ponieważ rozproszenie może nastąpić w każdym punkcie przestrzeni czterowymiarowej, musimy wykonać całkowanie zaznaczone w (35).

Możemy teraz od razu przez analogię napisać następne przybliżenia amplitudy K w polu zewnętrznym. Drugie np. przybliżenie będzie

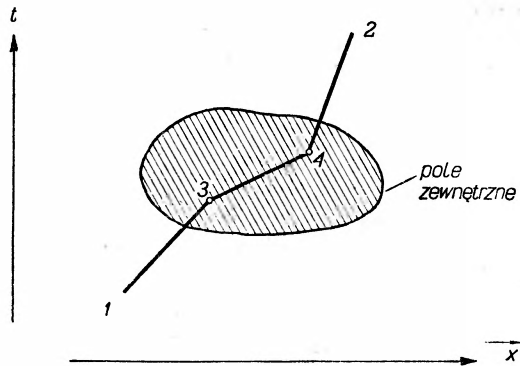
$$K^{(2)}(2, 1) = (-i)^2 \int \int K_0(2, 4) H'(4) K_0(4, 3) H'(3) K_0(3, 1) d^4x_4 d^4x_3. \quad (36)$$

Oznacza ono (rys. 3) przejście cząstki od 1 do 3 jako cząstki swobodnej z amplitudą $K_0(3, 1)$, rozproszenie z czynnikiem $-iH'(3)$, przejście do 4 z amplitudą $K_0(4, 3)$, rozproszenie z czynnikiem $-iH'(4)$ i wreszcie przejście do 2 z amplitudą $K_0(2, 4)$. Wzór (36), jak również wszystkie następne przybliżenia pochodzące od rozprośnień trzykrotnych, czterokrotnych itd., można oczywiście również otrzymać tą samą metodą jak ta, która doprowadziła nas do wzoru (35).

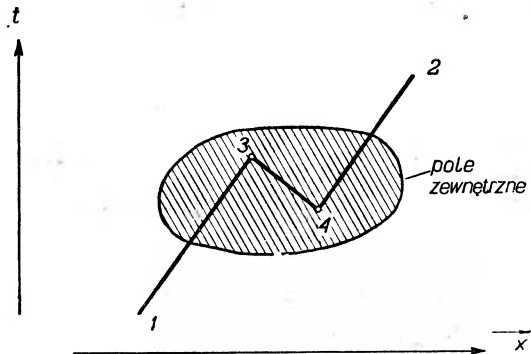
Widzimy, że w (36) mogą występować przejścia, dla których $t_4 < t_3$ (rys. 4). Oznaczałyby one (por. rys. 1 i § 4) tworzenie się pary w 4 i anihilację pary w 3. Teoria oparta na równaniu nierelatywistycznym, tzw. teoria jednoelektronowa, nie dopuszcza jednak tych zjawisk, jak to omawialiśmy w § 3. Aby zatem dopasować amplitudę $K(2, 1)$ do teorii nierelatywistycznej, musimy założyć

$$K_0(2, 1) = 0 \text{ dla } t_2 < t_1, \quad (37)$$

co nie jest sprzeczne z (24) i (29). Teraz rozpraszanie w kierunku ujemnych czasów jest automatycznie wykluczone. W przypadku (36) mamy bowiem po prostu $K_0(4, 3) = 0$ dla $t_4 < t_3$. Zo-



Rys. 3



Rys. 4

baczmy, że w przypadku równania Diraca trzeba będzie na amplitudę K_0 nałożyć inne warunki.

Obliczmy jeszcze amplitudę taką, że jeśli w czasie t_1 cząstka znajdowała się w stanie $\psi(1)$, będącym stanem własnym operatora H_0 , to w czasie t_2 znajdziemy ją w stanie $\chi(2)$, będącym jakimś na ogół innym stanem własnym tego operatora. Stan początkowy $\psi(1)$ zmieni się po czasie $t_2 - t_1$ pod wpływem zaburzenia na stan $\psi(2)$ dany wzorem (24), który nie będzie na ogół stanem własnym tego samego operatora co $\psi(1)$. Możemy jednak $\psi(2)$ rozwinąć na szereg stanów własnych tego operatora. Amplituda taka, że znajdziemy przy pomiarze cząstkę w jednym z tych stanów $\chi(2)$, jest dana przez odpowiedni współczynnik rozwinięcia, a więc przez

$$\int \chi(2)^* \psi(2) d^3 x_2 = \int \int \chi(2)^* K(2, 1) \psi(1) d^3 x_2 d^3 x_1. \quad (38)$$

§ 6. Funkcja Greena równania relatywistycznego

Dla równania relatywistycznego (18) można teraz przeprowadzić rozumowania zupełnie analogiczne do zawartych w poprzednim paragrafie. Wprowadzimy mianowicie znów funkcję Greena $K(2, 1)$, którą nazwiemy amplitudą przejścia cząstki od punktu 1 do punktu 2. W odróżnieniu od przypadku nierelatywistycznego, w którym amplituda przejścia była funkcją skalarną, $K(2, 1)$ musi teraz być macierzą czwartego rzędu, a więc posiadać 16 składowych. Równanie, które określa K , będzie w analogii do (29)

$$(i \nabla_2 - m - A(2)) K(2, 1) = i \delta(2, 1), \quad (39)$$

gdzie wskaźnik 2 znów oznacza, że dany operator działa tylko na współrzędne punktu 2. Możemy dalej rozwinąć K na szereg

$$K(2, 1) = K_+(2, 1) + K_+^{(1)}(2, 1) + K_+^{(2)}(2, 1) + \dots, \quad (40)$$

gdzie $K_+(2, 1)$ jest zerowym przybliżeniem, a więc spełnia równanie niezakłócone

$$(i \nabla_2 - m) K_+(2, 1) = i \delta(2, 1). \quad (41)$$

Kolejne przybliżenia $K_+^{(1)}$, $K_+^{(2)}$ itd. otrzymamy w identyczny jak poprzednio sposób:

$$K_+^{(1)}(2, 1) = -i \int K_+(2, 3) A(3) K_+(3, 1) d^4 x_3, \quad (42)$$

$$K_+^{(2)}(2, 1) = (-i)^2 \int \int K_+(2, 4) A(4) K_+(4, 3) A(3) K_+(3, 1) d^4 x_3 d^4 x_4 \text{ itd.} \quad (43)$$

Ze z wzorów (40), (41), (42) i (43) i analogicznych dla wyższych przybliżeń wynika (39), można się przekonać od razu:

$$(i\nabla_2 - m - A(2)) K(2,1) = (i\nabla_2 - m)(K_+(2,1) + K_+^{(1)}(2,1) + \dots) - A(2) K(2,1) = \\ = i\delta(2,1) + A(2)(K_+(2,1) + K_+^{(1)}(2,1) + \dots) - A(2) K(2,1) = i\delta(2,1)$$

c. b. d. o.

Równie łatwo pokazać przez podstawienie do (40) wyrażeń (42), (43) itd., że amplituda K spełnia równanie całkowe

$$K(2,1) = K_+(2,1) - i \int K_+(2,3) A(3) K(3,1) d^4 x_3. \quad (44)$$

Amplitudę przejścia dla przypadku, gdy nie ma zakłócenia, można wreszcie obliczyć tak samo jak poprzednio. Otrzymuje się w ten sam sposób takie samo wyrażenie jak (28), z tą różnicą, że φ_n są teraz rozwiązaniami równania Diraca dla cząstki swobodnej, a więc pewnymi spinorami o czterech składowych. Wszystkie możliwe iloczyny tych składowych dają 16 wyrazów odpowiadających 16 elementom macierzy K .

Dodatkowy warunek $K_+(2,1) = 0$ dla $t_2 < t_1$, który był odpowiedni dla teorii nierelatywistycznej jednoelektronowej, teraz oczywiście musi być zastąpiony przez coś innego. Żeby to uczynić, zauważymy po pierwsze, że równanie Diraca (18) ma na ogół cztery rozwiązania (każde z nich jest spinorem, a więc posiada z kolei cztery składowe), z których dwa odpowiadają energii dodatniej, a dwa ujemnej. W wyrażeniu (28) powinniśmy zatem wykonać sumowanie również i po tych czterech możliwościach, a więc po dodatnich i ujemnych energiach. Ponieważ chcemy uniknąć ujemnych energii dla cząstek poruszających się naprzód w czasie (por. § 4), spróbujemy poszukać takiego rozwiązania równania (41), które dla $t_2 > t_1$ jest sumą (28) wyłącznie po dodatnich stanach energii. Oznaczając to nowe rozwiązanie przez $K_+(2,1)$, a rozwiązanie będące sumą po wszystkich energiach przez $K_0(2,1)$ (nie należy mylić z K_0 z poprzedniego paragrafu) otrzymamy wynik, że dla $t_2 > t_1$ różnica $K_0 - K_+$ musi być sumą (28) (z funkcjami spinorowymi) po ujemnych energiach tylko. $K_0 - K_+$ musi jednocześnie być rozwiązaniem równania jednorodnego odpowiadającego równaniu (41):

$$(i\nabla_2 - m)(K_0(2,1) - K_+(2,1)) = 0. \quad (45)$$

Równanie (45) nie posiada już osobliwości, gdy punkt 1 pokrywa się z punktem 2, jego rozwiązania muszą zatem w sposób ciągły zmieniać się przy przejściu $t_2 - t_1$ od wartości dodatnich do ujemnych. Dla $t_2 - t_1 < 0$ musi zatem $K_0 - K_+$ być również sumą (28) po energiach ujemnych. Ale dla $t_2 < t_1$ jest $K_0(2,1) = 0$, gdyż jest to rozwiązanie od-

powiadające teorii jednoelektronowej. Mamy zatem wynik, że dla $t_2 < t_1$ wartość $K_+(2, 1)$ jest minus sumą (28) po ujemnych stanach energii. Zastępując jeszcze φ_n^* przez $\varphi_n = \varphi_n^* \beta$, jak to się zwykle dla wygody robi w teorii równania Diraca, otrzymamy ostatecznie

$$K_+(2, 1) = \begin{cases} \sum_{E_n > 0} \varphi_n(2) \bar{\varphi}_n(1) e^{-i E_n (t_2 - t_1)} & \text{dla } t_2 > t_1, \\ - \sum_{E_n < 0} \varphi_n(2) \bar{\varphi}_n(1) e^{-i E_n (t_2 - t_1)} & \text{dla } t_2 < t_1. \end{cases} \quad (46)$$

Przekonajmy się teraz, że tak zdefiniowana funkcja $K_+(2, 1)$ istotnie opisuje nam przebieg zjawisk zgodnie z teorią dziur. Weźmy mianowicie amplitudę przejścia (43) i załóżmy $t_2 > t_1$. Odpowiada ona przejściu elektronu z 1 do 2 z podwójnym rozproszeniem. Załóżmy dalej, że pole zewnętrzne jest różne od zera tylko w przedziale (t_1, t_2) , tak że oba rozproszenia mogą nastąpić tylko w tym przedziale. Rozważmy najpierw wypadek $t_4 > t_3$ (rys. 3). Ponieważ $t_3 > t_1$, więc $K_+(3, 1)$ jest sumą po dodatnich energiach i mamy do czynienia z elektronem poruszającym się do punktu 3 z energią dodatnią. W punkcie tym następuje rozproszenie (czynnik $-iA$ (3)), po czym cząstka porusza się w kierunku punktu 4, a więc z powodu $t_4 > t_3$ znów jako elektron z dodatnią energią. Wreszcie po rozproszeniu w 4 wciąż jako elektron z dodatnią energią cząstka osiąga punkt 2. W teorii dziur mamy jednak również możliwość innego rodzaju przejścia (rys. 4), odpowiadającego wymianie elektronu początkowego z jednym z morza elektronów o energii ujemnej. Ten rodzaj przejścia, który był wykluczony w teorii nierelatywistycznej, jest obecnie zawarty w amplitudzie (43) dzięki nowej definicji amplitudy $K_+(2, 1)$. Istotnie, mamy teraz $t_4 < t_3$. Przejście od 1 do 3 i od 4 do 2 odbywa się tak samo jak poprzednio, jako przejście elektronu z energią dodatnią. W punkcie 3 jednak elektron jest rozproszony w kierunku czasów ujemnych i posuwa się dzięki amplitudzie $K_+(4, 3)$ w kierunku 4 jako elektron z energią ujemną. Ale elektron o ujemnej energii poruszający się wstecz w czasie zachowuje się, wg tego co mówiliśmy w § 3, jak dziura albo pozyton o dodatniej energii poruszający się w kierunku przeciwnym. Że energia pozytonu jest rzeczywiście dodatnia, widać stąd, że w czynniku fazowym dla $K_+(4, 3)$ zarówno $E_n < 0$, jak $t_4 - t_3 < 0$, można go zatem napisać w postaci $e^{-i |E_n| (t_4 - t_3)}$. Przy przejściu pozytonu z 4 do 3 czynnik fazowy zmienia się więc tak, jak gdyby energia była $|E_n|$. Znak ujemny amplitudy $K_+(4, 3)$ dla $t_4 < t_3$ jest związany z zasadą Pauliego, nie będziemy jednak tego szczegółowo omawiać.

Możemy teraz uzupełnić zapowiedziany w poprzednim paragrafie dowód, że amplituda K_+ spełniająca równanie (41) istotnie pozwala

przedstawić rozwiązanie równania Diraca (18) w jakimś punkcie wewnętrznym danego obszaru przez wartości brzegowe tego rozwiązania.

W tym celu pomnożmy (41) prawostronnie przez operator $(-i\vec{\nabla}_1 - m)$:

$$(i\vec{\nabla}_2 - m)K_+(2, 1)(-i\vec{\nabla}_1 - m) = i\delta(2, 1)(-i\vec{\nabla}_1 - m) = i(i\vec{\nabla}_2 - m)\delta(2, 1).$$

Strzałka nad operatorem ∇ oznacza, w którym kierunku należy wykonać różniczkowanie. Skracając przez $i\vec{\nabla}_2 - m$ otrzymamy dalej

$$K_+(2, 1)(-i\vec{\nabla}_1 - m) = i\delta(2, 1) \quad \text{albo} \quad K_+(1, 2)(-i\vec{\nabla}_2 - m) = i\delta(1, 2).$$

Mnożąc ostatnie równanie przez $\psi(2)$ z prawej, a równanie cząstki swobodnej $(i\vec{\nabla}_2 - m)\psi(2) = 0$ przez $K_+(1, 2)$ z lewej strony i odejmując otrzymamy

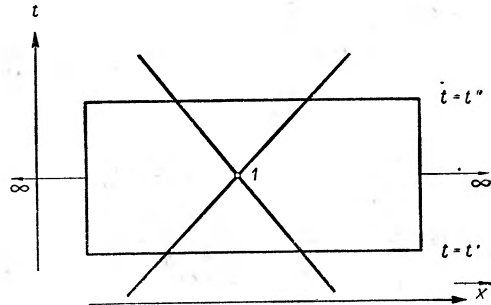
$$K_+(1, 2)\vec{\nabla}_2\psi(2) + K_+(1, 2)\vec{\nabla}_2\psi(2) = -\delta(1, 2)\psi(2).$$

Całkując wreszcie po całym obszarze czterowymiarowym współrzędną 2 otrzymamy ostatecznie

$$\psi(1) = \int K_+(1, 2)N(2)\psi(2)d^3v_2, \quad (47)$$

gdzie $N(2) = N_\mu(2)\gamma_\mu$, a $N_\mu(2)$ jest normalną wewnętrzną hiperpowierzchni ograniczającej nasz obszar, wystawioną w punkcie 2 tej hiperpowierzchni; d^3v_2 oznacza trójwymiarowy element tej powierzchni. W ten sposób dowód jest zakończony.

Rozważmy teraz specjalny obszar (rys. 5) ograniczony dwiema płaszczyznami $t = t'$, $t = t''$ i powierzchnią walcową łączącą te płaszczyzny, o tworzących równoległych do osi Ot i oddalających się do nieskończoności. Ponieważ można pokazać, że $K_+(1, 2) \rightarrow 0$, gdy punkt 2 oddala się nieskończenie na zewnątrz stożka świetlnego



Rys. 5

przez 1, więc powierzchnia walcowa nie da przyczynku do całki (47). Na powierzchni $t = t'$ jest $N(2) = \gamma_4 = \beta$, a na $t = t''$ jest $N(2) = -\gamma_4 = -\beta$. Otrzymamy więc z (47) dla punktu 1 leżącego wewnątrz obszaru

$$\psi(1) = \int K_+(1, 2')\beta\psi(2')d^3x_2 - \int K_+(1, 2'')\beta\psi(2'')d^3x_2, \quad (48)$$

gdzie $2'$ i $2''$ oznacza, że mamy do czynienia z punktami o współrzędnej czasowej ustalonej t' lub t'' . Ponieważ $t'' > t > t'$, więc $K_+(1,2')$ zawiera tylko dodatnie, a $K_+(1,2'')$ tylko ujemne energie. Pierwsza amplituda opisuje zatem ruch elektronu swobodnego, a druga ruch pozytonu swobodnego. Z tego względu tylko składowe elektronowe (o dodatniej energii) funkcji $\psi(2')$ mogą się przyczynić do pierwszej całki (48), natomiast tylko składowe pozytonowe (o ujemnej energii) mogą się przyczynić do drugiej całki (48). Funkcja falowa w punkcie 1 jest więc wyznaczona zarówno przez funkcję falową elektronu w przeszłości, jak i funkcję falową pozytonu w przyszłości.

Wzór (48) pozwoli nam na utworzenie amplitudy przejścia pomiędzy dwoma stanami, analogicznej do (38). Istotnie, założmy, że w chwili t' mamy elektron w stanie $f(1')$. Amplituda taka, że w chwili t'' znajdziemy go w stanie $g(2'')$, jest, tak jak we wzorze (38),

$$\int g^*(2'') f(2'') d^3 x_2.$$

Ale $f(2'')$ można wyrazić przez $f(1')$, przy czym, jeśli $t'' > t'$, a stan początkowy był stanem elektronowym, to tylko pierwsza z całek (48) da przyczynek i na amplitudę przejścia otrzymamy, wprowadzając jeszcze \bar{g} zamiast g^* ,

$$\int \int \bar{g}(2'') \beta K_+(2'', 1') \beta f(1') d^3 x_2 d^3 x_1. \quad (49)$$

Jeśli mamy jakieś pole zewnętrzne, to $K_+(2'', 1')$ jest tylko zerowym przybliżeniem amplitudy przejścia i należy je zastąpić przez całkowitą amplitudę (40). Z (42) widzimy, że pierwszego rzędu poprawka do (49), spowodowana istnieniem pola, jest (zastępujemy K_+ przez $K_+^{(1)}$)

$$-i \int \int \int \bar{g}(2'') \beta K_+(2'', 3) \mathbf{A}(3) K_+(3, 1') \beta f(1') d^4 x_3 d^3 x_2 d^3 x_1.$$

To wyrażenie możemy napisać w formie oczywiście relatywistycznie niezmienniczej stosując jeszcze raz (48). Mamy mianowicie

$$\int K_+(3, 1') \beta f(1') d^3 x_1 = f(3)$$

i równanie wynikające z wzoru sprzężonego do (48)

$$\int g(2'') \beta K_+(2'', 3) d^3 x_2 = \bar{g}(3).$$

Łącząc trzy ostatnie wzory otrzymamy ostatecznie, jako poprawkę pierw-

szego rzędu do amplitudy przejścia elektronu ze stanu $f(1')$ w chwili t' do stanu $g(2'')$ w chwili t'' wywołaną polem zewnętrznym, wyrażenie

$$-i \int \bar{g}(3) A(3) f(3) d^4 x_3. \quad (50)$$

Następne przybliżenie będzie, oczywiście, jak już widać bez rachunków,

$$(-i)^2 \int \int \bar{g}(3) A(3) K_+(3, 4) A(4) f(4) d^4 x_3 d^4 x_4 \quad (51)$$

itd.

Interpretacja wzoru (51) jest oczywista. Elektron przybywa do punktu 4 z funkcją falową $f(4)$, jest rozpraszany przez pole (czynnik $-iA(4)$), porusza się do punktu 3 jako cząstka swobodna z amplitudą $K(3, 4)$, która zawiera energie dodatnie albo ujemne zależnie od tego, czy $t_3 > t_4$, czy też $t_3 < t_4$ i jest następnie znów rozpraszany przez pole (czynnik $-iA(3)$). (51) daje nam amplitudę, że po tym rozproszeniu elektron znajdzie się w stanie $g(3)$.

Rozważaliśmy wypadek szczególny, gdy zarówno f jak i g są funkcjami elektronu, a więc stanami o energii dodatniej. Jeśli f i g są funkcjami pozytonu, mamy do czynienia z amplitudą przejścia dla pozytonu. Jeśli f jest funkcją elektronu, a g pozytonu, otrzymamy wzór na anihilację pary, jeśli odwrotnie — f jest funkcją pozytonu, a g elektronu — na tworzenie się pary.

§ 7. Oddziaływanie pomiędzy cząstkami

Rozważaliśmy dotychczas zachowanie się jednej cząstki w polu zewnętrznym. Przejdziemy teraz do zagadnień, w których pole działające na cząstkę nie jest polem zewnętrznym, a pochodzi od innych cząstek układu. Innymi słowy, będziemy teraz badać układy cząstek wzajemnie na siebie działających. Najprostszym układem tego typu jest, oczywiście, układ dwóch cząstek. Rozważmy najpierw przypadek, gdy cząstki te nie działają na siebie. Wtedy, jak wiadomo, hamiltonian układu jest sumą hamiltonianów poszczególnych cząstek, a funkcja falowa jest iloczynem ich funkcji falowych, ale wziętych w tym samym czasie.

Niech ψ_a będzie funkcją falową cząstki a , a ψ_b funkcją falową cząstki b . Wtedy

$$\psi(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t) = \psi_a(\vec{x}_1, t) \psi_b(\vec{x}_2, t) \quad (52)$$

jest funkcją falową układu. Możemy teraz zastosować wzór (24) do każdej z cząstek z osobna; przez pomnożenie wyników otrzymamy

$$\psi(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t) = \int \int K_{0a}(\vec{x}_1, t; \vec{x}_3, t') K_{0b}(\vec{x}_2, t; \vec{x}_4, t') \psi(\vec{x}_3, \vec{x}_4, t') d^3 x_3 d^3 x_4. \quad (53)$$

Widzimy stąd, że amplituda przejścia cząstki a z punktu \vec{x}_3 w czasie t' do punktu \vec{x}_1 w czasie t z jednoczesnym przejściem cząstki b z punktu \vec{x}_4 w czasie t' do punktu \vec{x}_2 w czasie t jest iloczynem poszczególnych amplitud:

$$K_0(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t; \vec{x}_3, \vec{x}_4, t') = K_{0a}(\vec{x}_1, t; \vec{x}_3, t') K_{0b}(\vec{x}_2, t; \vec{x}_4, t'). \quad (54)$$

To wyrażenie posiada pewną cechę ujemną z punktu widzenia niezmienniczości wobec transformacji Lorentza. Dla obu cząstek mamy mianowicie ten sam czas t' w położeniu początkowym i t w położeniu końcowym. Pojęcie równoczesności nie jest jednak niezmiennicze wobec transformacji Lorentza. Zjawiska równoczesne w jednym układzie nie będą równoczesne w innym układzie odniesienia. W przypadku, gdy nie ma oddziaływania, łatwo uzyskać wyrażenie relatywistyczne niezmiennicze uogólniające (54) na amplitudę przejścia cząstki a z punktu \vec{x}_3 w czasie t_3 do punktu \vec{x}_1 w czasie t_1 z jednoczesnym przejściem cząstki b z punktu \vec{x}_4 w czasie t_4 do punktu \vec{x}_2 w czasie t_2 . Będzie to mianowicie

$$K_0(1, 2; 3, 4) = K_{0a}(1, 3) K_{0b}(2, 4) \quad (55)$$

przy czym na ogół $t_1 \neq t_2$, a $t_3 \neq t_4$.

W przypadku, gdy pomiędzy cząstkami jest oddziaływanie, możemy przeprowadzić rozumowanie zupełnie analogiczne do tego, które prowadziło do wzoru (33). Założymy mianowicie, że oddziaływanie jest typu Coulombowskiego $\frac{e^2}{r}$ i istnieje tylko w bardzo krótkim przedziale czasu $t_0 < t < t_0 + \Delta t_0$, gdzie $t_3 < t_0 < t_1$ jak również $t_4 < t_0 < t_2$. Otrzymamy wtedy jako poprawkę pierwszego rzędu do amplitudy przejścia wyrażenie

$$-i e^2 \int \int K_{0a}(1, 5) K_{0b}(2, 6) \frac{1}{r_{56}} K_{0a}(5, 3) K_{0b}(6, 4) d^3x_5 d^3x_6 \Delta t_0, \quad (56)$$

które jest prostym uogólnieniem (33) z $H' = \frac{e^2}{r_{56}}$; r_{56} oznacza trójwymiarową odległość pomiędzy punktami \vec{x}_5 i \vec{x}_6 , a $t_5 = t_6 = t_0$. Żeby teraz przejść do przypadku ogólnego, gdy potencjał oddziaływania istnieje cały czas, trzeba by scałkować (56) po wszystkich t_0 . Tu nasuwa się jednak pewna trudność. Istotnie, żeby (56) miało sens, oddziaływanie musi zniknąć dla t zawartego w przedziałach (t_1, t_2) i (t_3, t_4) . Gdyby tak nie było, mielibyśmy np. dla $t_3 < t_4$ cząstkę a oddziałującą z cząstką b , zanim ta

pojawiła się w ogóle w naszych rozumowaniach, a więc zanim jej ruch został opisany przez odpowiednią amplitudę. Takiemu nieokreślonemu oddziaływaniu nie można w sposób ścisły przypisać określonej amplitudy przejścia.

Z tej trudności można wybrnąć wprowadzając pewne przybliżenie. Dla procesów zderzeniowych możemy zawsze przyjąć przedziały czasu (t_1, t_2) i (t_3, t_4) bardzo małe w porównaniu z przedziałami (t_1, t_3) i (t_2, t_4) . Możemy nadto zawsze założyć, że w stanie początkowym i końcowym cząstki są bardzo oddalone od siebie. Z tych powodów oddziaływanie w przedziałach (t_1, t_2) i (t_3, t_4) jest bardzo słabe i można je zaniedbać. Przez to przybliżenie ratujemy niezmienniczość naszych wzorów wobec transformacji Lorentza. Istotnie, możemy teraz po pierwsze scałkować (56) po t_0 otrzymując wyrażenie w danym przybliżeniu jednoznaczne. Całkowanie to wykonamy w ten sposób, że pomnożymy (56) przez $\delta(t_5 - t_6) \equiv \delta(t_{56})$ i scałkujemy dwukrotnie po t_5 i t_6 . Z uwagi na własności funkcji δ daje to, oczywiście, to samo co scałkowanie samego (56) po $t_0 = t_5 = t_6$:

$$-ie^2 \int \int K_{0a}(1, 5) K_{3b}(2, 6) \frac{\delta(t_{56})}{r_{56}} K_{3a}(5, 3) K_{0b}(6, 4) d^4x_5 d^4x_6. \quad (57)$$

Wiadomo następnie z elektrodynamiki, że oddziaływanie pomiędzy cząstkami nie jest natychmiastowe, ale rozchodzi się z prędkością światła, która w naszych jednostkach jest $c = 1 \cdot \delta(t_{56})$ jest różne od zera tylko wtedy, gdy $t_5 = t_6$, musimy je więc zastąpić przez funkcję, która jest różna od zera dla $\frac{r_{56}}{t_{56}} = c = 1$. Najprościej byłoby wziąć funkcję $\delta(t_{56} - r_{56})$. To jednak również nie odpowiadałoby rzeczywistości. Całka Fouriera funkcji δ jest, jak wiadomo,

$$\delta(t_{56} - r_{56}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ik(t_{56} - r_{56})} dk. \quad (58)$$

Jeśli oddziaływanie interpretujemy jako wymianę fotonów pomiędzy cząstkami, to (58) odpowiadać będzie superpozycji takich fotonów o energiach k , przy czym w (58) k może być zarówno dodatnie, jak ujemne. Ten stan rzeczy nie odpowiada rzeczywistości, gdyż fotony mogą mieć tylko energię dodatnią. Musimy zatem zastąpić (58) przez funkcję

$$\delta_+(t_{56} - r_{56}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} e^{-ik(t_{56} - r_{56})} dk. \quad (59)$$

Można pokazać na podstawie definicji (59), że zachodzi związek

$$\delta_+(x) = \frac{1}{2\pi ix} + \frac{1}{2} \delta(x). \quad (60)$$

Żeby jeszcze uzyskać symetrię pomiędzy procesami, w których $t_5 > t_6$ (b emituje kwant, a absorbuje), a takimi, w których $t_5 < t_6$ (a emituje kwant, b absorbuje), bierzemy średnią z (59) i $\delta_+(-t_{56} - r_{56})$. Otrzymamy wtedy we wzorze (57), zamiast $\frac{\delta(t_{56})}{r_{56}}$,

$$\frac{1}{2r_{56}} \left\{ \delta_+(t_{56} - r_{56}) + \delta_+(-t_{56} - r_{56}) \right\} = \delta_+(t_{56}^2 - r_{56}^2), \quad (61)$$

przy czym ostatnia równość wynika ze znanego dla funkcji δ wzoru

$$\frac{1}{2a} \left\{ \delta(x-a) + \delta(-x-a) \right\} = \delta(x^2 - a^2). \quad (62)$$

Wzór ten można od razu sprawdzić mnożąc (62) przez dowolną funkcję analityczną $f(x)$ i całkując po x . Z (60) i (62) wynika bezpośrednio (61). (61) ma już postać oczywiście niezmienniczą, gdyż $t_{56}^2 - r_{56}^2 = s_{56}^2$ jest kwadratem czterowymiarowej odległości cząstek a i b .

Dotychczas uwzględnialiśmy w naszych rozumowaniach tylko potencjał Coulombowski. Mamy jednak jeszcze oddziaływanie przez potencjały wektorowe. Z zasady działania F o k k e r a wynika, że — klasycznie rzecz biorąc — uwzględnienie tych potencjałów wymaga zastąpienia

$\delta_+(s_{56}^2)$ przez $(1 - \vec{x}_5 \vec{x}_6)$ $\delta_+(s_{56}^2)$. W teorii równania D i r a c a prędkościom \vec{x} odpowiadają macierze $\overset{\rightarrow}{\alpha}$. Widać to od razu, jeśli napiszemy klasyczny hamiltonian (7) w postaci

$$E - e\Phi = c \frac{m^2 c^2 + \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2}{\left[m^2 c^2 + \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} = \left(\vec{v}, \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) + mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \quad (63)$$

gdzie

$$\vec{v} = \frac{\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}}{c \left[m^2 c^2 + \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (64)$$

Porównanie (63) z (12) pokazuje od razu, że odpowiedniość pomiędzy prędkościami w teorii klasycznej i macierzami $\vec{\alpha}$ i β w teorii kwantowej jest następująca ($c = 1$ w naszych jednostkach):

$$\begin{aligned} \vec{v} &\rightarrow \vec{\alpha}, \\ \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} &\rightarrow \beta. \end{aligned} \quad (65)$$

Wprowadzając jeszcze macierze γ_μ otrzymamy oddziaływanie pomiędzy cząstkami w następującej postaci:

$$(1 - \alpha_a \alpha_b) \delta_+ (s_{56}^2) = \beta_a \beta_b \gamma_{a\mu} \gamma_{b\mu} \delta_+ (s_{56}^2). \quad (66)$$

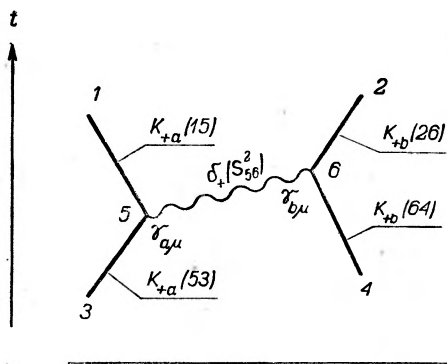
Wyrażenie to musimy zamiast $\frac{\delta(t_{56})}{r_{56}}$ podstawić do wzoru (57). Ponieważ rozważamy cząstki spełniające równanie Diraca, trzeba jeszcze w tym wzorze wszędzie zastąpić K_0 przez K_+ , co akurat pochłonie dwa czynniki β_a i β_b z uwagi na definicję K_+ zawierającą $\psi = \psi^* \beta$. Wydawałoby się, że potrzebne są cztery czynniki β z uwagi na cztery funkcje K_0 występujące w (57). Wyrażenie to jest jednak członem rozwinięcia na szereg i pozostałe dwa β wystąpią jako czynnik wspólny wszystkim wyrazom tego rozwinięcia.

Po tych wszystkich zmianach otrzymamy ostatecznie — jako poprawkę pierwszego rzędu do amplitudy przejścia cząstek a i b z punktów 3 i 4 do punktów 1 i 2 pod wpływem wzajemnego oddziaływania — wyrażenie oczywiście niezmiennicze

$$-ie^2 \iint K_{+a}(1, 5) K_{+b}(2, 6) \gamma_{a\mu} \gamma_{b\mu} \delta_+(s_{56}^2) K_{+a}(5, 3) K_{+b}(6, 4) d^4 x_5 d^4 x_6. \quad (67)$$

Wyrażenie to posłuży nam jako podstawa do wszystkich dalszych rozumowań. Jego interpretacja jest następująca (rys. 6). Amplituda, że cząstki a i b przejdą od 3 do 1 i od 4 do 2 bezpośrednio jako cząstki swobodne, zmienia się pod wpływem oddziaływania w pierwszym przybliżeniu o amplitudę (67), która odpowiada następującemu procesowi: elektron a — zamiast bezpośrednio do 1 — przechodzi najpierw z punktu 3 do punktu 5 jako cząstka swobodna, a więc z amplitudą $K_{+a}(5, 3)$. W punkcie 5 emituje kwant, co daje czynnik $\gamma_{a\mu}$, i posuwa się dalej znów jako cząstka swobodna do punktu 1 z amplitudą $K_{+a}(1, 5)$. Analogicznie elektron b posuwa się, zamiast bezpośrednio do 2, najpierw do 6 z amplitudą $K_{+b}(6, 4)$, w 6 absorbuje kwant $\gamma_{b\mu}$ i porusza się dalej do 2 z amplitudą

K_{+b} (2,6). Kwant świetlny (linia wężykowata) przechodzi w tym czasie od 5 do 6 z amplitudą δ_+ (S_{56}^2). Całość trzeba zsumować po wszystkich możliwych kwantach, co daje całkowanie po punktach 5 i 6 i sumowanie po polaryzacjach γ_μ , przy czym znakowanie jest to samo co we wzorze



Rys. 6

(15). W którym punkcie kwant jest emitowany, a w którym absorbowany, zależy oczywiście od kolejności tych punktów w czasie. Obydwie możliwości są automatycznie zawarte w (67).

Dalsze przybliżenie można już teraz napisać bardzo łatwo przez analogię do (67). Nadto, znając interpretację poszczególnych czynników w (67), możemy za pomocą tych czynników zbudować od razu,

bez wyprowadzenia, amplitudę przejścia dla dowolnego procesu zawierającego jakąkolwiek ilość cząstek naładowanych i kwantów. Jak to robić w praktyce, pokażemy na przykładach w § 9.

§ 8. Przejście do przestrzeni pędów

Dla konkretnego obliczenia amplitud przejścia najwygodniej jest wyrazić wszystkie czynniki w tych amplitudach przez całki F o u r i e r a. Zajmijmy się najpierw amplitudą przejścia K_+ (2,1). Można napisać

$$K_+(2,1) = \frac{i}{4\pi^2} \int \frac{e^{-i p x_{21}}}{\mathbf{p} - m} d^4 p, \quad (68)$$

gdzie $d^4 p = \frac{1}{4\pi^2} dp_1 dp_2 dp_3 dp_4$, a $p x_{21} = p_\mu (x_{2\mu} - x_{1\mu})$. Istotnie zauważymy, po pierwsze, że tak zdefiniowane K_+ spełnia równanie (41)

$$\begin{aligned} (i \nabla_2 - m) \cdot \frac{i}{4\pi^2} \int \frac{e^{-i p x_{21}}}{\mathbf{p} - m} d^4 p &= \frac{i}{4\pi^2} \int \frac{(i \nabla_2 - m) e^{-i p x_{21}}}{\mathbf{p} - m} d^4 p = \\ &= \frac{i}{4\pi^2} \int e^{-i p x_{21}} d^4 p = i \delta(2,1), \end{aligned}$$

jak wynika ze znanego rozwinięcia na szereg funkcji $\delta(2,1)$ (wzór 58):

$$\delta(2,1) = \frac{1}{4\pi^2} \int e^{-i p x_{21}} d^4 p. \quad (69)$$

Z uwagi na identyczność

$$\frac{1}{\mathbf{p}-m} = \frac{\mathbf{p}+m}{\mathbf{p}^2-m^2}, \quad (70)$$

gdzie $\mathbf{p}^2 = (\mathbf{p}_\mu \gamma_\mu)^2 = p_\mu^2$ jest liczbą, możemy jeszcze napisać

$$K_+(2, 1) = i(i\nabla_2 + m)I_+(2, 1), \quad (71)$$

gdzie

$$I_+(2, 1) = \frac{1}{4\pi^2} \int \frac{e^{-i p x_{21}}}{\mathbf{p}^2 - m^2} d^4 p \quad (72)$$

już nie jest operatorem macierzowym, a zwykłą funkcją spełniającą równanie

$$(\square_2 - m^2)I_+(2, 1) = \delta(2, 1), \quad (73)$$

gdzie

$$\square_2 = -\frac{\partial^2}{\partial x_{2\mu}^2}. \quad (74)$$

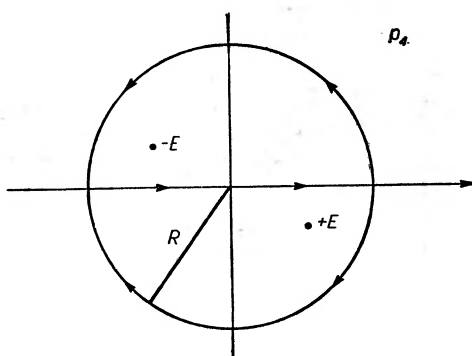
Zarówno $K_+(2, 1)$, jak i $I_+(2, 1)$ nie są jednak jeszcze jednoznacznie zdefiniowane z uwagi na osobliwość dla $\mathbf{p}^2 - m^2 = 0$. Do definicji (68) należy zatem dodać jeszcze przepis, jak wykonać całkowanie. Zależnie od przepisu zmieniać się będą własności całki. Podamy teraz taki przepis całkowania funkcji I_+ , który odpowiada własnościom funkcji K_+ uwidocznionym we wzorze (46). Wprowadzimy w tym celu oznaczenie

$$E = +\sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + m^2}$$

i rozważmy najpierw całkowanie po p_4 . Będziemy wtedy mieć do czynienia z całką o postaci

$$\int \frac{e^{-i p_4 (t_2 - t_1)}}{p_4^2 - E^2} d p_4, \quad (75)$$

Ta całka ma bieguny dla $p_4 = \pm E$. Żeby te bieguny ominąć, zakładamy teraz, że m , a zatem i E , posiadają małą część urojoną ujemną. Zastępujemy więc m przez $m - i\delta$, gdzie $\delta > 0$ i małe. Wtedy bieguny E wypadną w płaszczyźnie zmiennej zespolonej p_4 poza oś rzeczywistą (rys. 7). Dla $t_2 > t_1$ możemy zatem uzupełnić drogę całkowania od $-\infty$



Rys. 7

do $+\infty$ półkolem w dolnej półpłaszczyźnie ze środkiem w początku układu i promieniem R . Na tym półkolu część rzeczywista wykładnika jest ujemna i mamy zanik wykładniczy dla $R \rightarrow \infty$. Całka (75) będzie więc dana przez residuum w punkcie $+E$, a zatem przez $\frac{1}{2E} e^{-iE(t_2-t_1)}$. Dla $t_2 < t_1$ drogę całkowania możemy uzupełnić półkolem górnym; otrzymamy residuum w punkcie $-E$: $\frac{1}{2E} e^{+iE(t_2-t_1)}$.

Możemy teraz przejść do granicy $\delta \rightarrow 0$, przez co E staje się znów rzeczywiste. Widzimy, że powyższy sposób całkowania odpowiada w zupełności własnościom funkcji $K_+(2,1)$. Można podać inne przepisy całkowania, a między nimi taki, który odpowiadałby własnościom funkcji K_0 dla równania Diraca. Nie będziemy się tym jednak dalej zajmować.

Można pokazać, przedstawiając funkcję $I_+(2,1)$ za pomocą funkcji Hankela, że $\delta_+(s_{21}^2) = -4\pi \lim_{m \rightarrow 0} I_+(2,1)$. Mamy zatem z (72)

$$-\delta_+(s_{21}^2) = \frac{1}{\pi} \int \frac{e^{-ikx_1}}{k^2} d^4k. \quad (76)$$

Potencjał pola zewnętrznego $A(1)$ niech ma współczynniki Fourierowskie $\mathbf{a}(q)$, tzn.

$$A(1) = \int \mathbf{a}(q) e^{-iqx_1} d^4q. \quad (77)$$

Wreszcie rozwiązanie równania Diraca (18) niezakłóconego ($\mathbf{A} = 0$), a więc odpowiadające ruchowi cząstki swobodnej, napiszemy w postaci

$$u \cdot e^{-ipx}, \quad (78)$$

gdzie u jest spinorem niezależnym od x . Podstawiając (78) do (18) i kładąc jednocześnie $\mathbf{A} = 0$ widzimy, że u musi spełniać równanie

$$(\mathbf{p} - m)u = 0. \quad (79)$$

Zmienne p_μ, q_μ, k_μ , którymi zastępujemy zmienne x_μ wprowadzając całki Fouriera, można interpretować jako pędy odpowiednich cząstek i stąd pochodzi nazwa przestrzeni pędów.

Wyraźmy teraz dla przykładu wzory (50) i (51) w przestrzeni pędów. Biorąc na f i g funkcje falowe (78) cząstek swobodnych i stosując (77) otrzymamy, z uwagi na własności funkcji $\delta(x)$ (por. wzór (69) i § 5),

$$\begin{aligned} & -i \int \bar{u}_2 e^{+ip_2 x_3} \int \mathbf{a}(q) e^{-iqx_3} d^4q u_1 e^{-ip_1 x_3} d^4x_3 = \\ & = -i 4\pi^2 \int \bar{u}_2 \mathbf{a}(q) u_1 \cdot \delta(p_2 - p_1 - q) d^4q = -4\pi^2 i \bar{u}_2 \mathbf{a}(p_2 - p_1) u_1, \end{aligned} \quad (80)$$

a więc po prostu element macierzowy macierzy \mathbf{a} pomiędzy stanem końcowym (u_2, p_2) i początkowym (u_1, p_1) . Przypominamy, że u są spinorami i element macierzowy (80) wyrazi się za pomocą składowych tych spinorów $(\bar{u}_2)_i$, $(u_1)_i$ i elementów a_{ik} macierzy \mathbf{a} w sposób następujący (por. (13)):

$$-4\pi^2 i \sum_{i,k} (\bar{u}_2)_i a_{ik} (p_2 - p_1)(u_1)_k. \quad (81)$$

W analogiczny sposób, stosując jeszcze wzór (68), możemy napisać (51) w przestrzeni pędów. Otrzymamy mianowicie kolejno:

$$\begin{aligned} (-i)^2 \int \int \bar{u}_2 e^{i p_2 x_2} \int \mathbf{a}(q_1) e^{-i q_1 x_1} d^4 q_1 \cdot \frac{i}{4\pi^2} \int \frac{e^{-i p x_3}}{\mathbf{p} - m} d^4 p \cdot \int \mathbf{a}(q_2) e^{-i q_2 x_4} d^4 q_2 \cdot \\ \cdot u_1 e^{-i p_1 x_1} d^4 x_3 d^4 x_4 = -4\pi^2 i \int \int \int \bar{u}_2 \mathbf{a}(q_1) \frac{1}{\mathbf{p} - m} \mathbf{a}(q_2) u_1 \delta(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p} - \mathbf{q}_1) \cdot \\ \cdot \delta(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p} + \mathbf{q}_2) d^4 q_1 d^4 q_2 d^4 p = -4\pi^2 i \bar{u}_2 \int \mathbf{a}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1 - \mathbf{q}) \frac{1}{\mathbf{p}_1 + \mathbf{q} - m} \mathbf{a}(\mathbf{q}) d^4 q u_1, \end{aligned}$$

a więc element macierzowy pomiędzy stanami elektronu swobodnego (u_2, p_2) i (u_1, p_1) macierzy

$$-4\pi^2 i \int \mathbf{a}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1 - \mathbf{q}) (\mathbf{p}_1 + \mathbf{q} - m)^{-1} \mathbf{a}(\mathbf{q}) d^4 q. \quad (82)$$

Interpretacja tej macierzy jest następująca: Elektron o pędzie p_1 przejmuje od pola zewnętrznego $\mathbf{a}(q)$ pęd q , porusza się dalej z pędem $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}$, co daje czynnik $(\mathbf{p}_1 + \mathbf{q} - m)^{-1}$, oddziałując zaś po raz drugi z polem zewnętrznym $\mathbf{a}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1 - \mathbf{q})$ i pobierając od niego pęd $\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1 - \mathbf{q}$ uzyskuje w ten sposób pęd końcowy p_2 . Ponieważ pęd q przejęty od pola jest najzupełniej dowolny, musimy scałkować po wszystkich możliwych q .

Element macierzowy (80) daje pierwsze przybliżenie amplitudy przejścia elektronu ze stanu (u_1, p_1) do stanu (u_2, p_2) pod wpływem pola zewnętrznego \mathbf{A} . Warto zaznaczyć, że zerowe przybliżenie jest równe zeru, gdy stan końcowy jest różny od stanu początkowego. Gdy nie ma pola zewnętrznego, elektron stale pozostaje w tym samym stanie. Drugie przybliżenie amplitudy przejścia jest dane przez element macierzowy macierzy (82) pomiędzy stanem końcowym i początkowym. Następne przybliżenia można, oczywiście, napisać od razu — z uwagi na naszą interpretację — w zupełnie analogiczny sposób.

Trzecie przybliżenie będzie np. dane przez element macierzowy macierzy

$$-4\pi^2 i \int \mathbf{a}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2) (\mathbf{p}_1 + \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 - m)^{-1} \mathbf{a}(\mathbf{q}_2) (\mathbf{p}_1 + \mathbf{q}_1 - m)^{-1} \cdot \mathbf{a}(\mathbf{q}_1) d^3 q_1 d^3 q_2 \quad (85)$$

pomiędzy odpowiednimi stanami. Oznacza ono, że elektron p_1 , nabiera od pola pędu q_1 , porusza się dalej z pędem $p_1 + q_1$, a więc z czynnikiem $(p_1 + q_1 - m)^{-1}$, nabiera następnie pędu q_2 , porusza się dalej z pędem $p_1 + q_1 + q_2$ i czynnikiem $(p_1 + q_1 + q_2 - m)^{-1}$ i wreszcie pobiera pęd $p_2 - p_1 - q_1 - q_2$ otrzymując w ten sposób pęd p_2 .

W praktyce potrzebne nam są do porównania z doświadczeniem nie amplitudy, a prawdopodobieństwa przejść. Prawdopodobieństwo dowolnego procesu jest proporcjonalne do kwadratu wartości bezwzględnej odpowiedniej amplitudy przejścia. Jeśli więc macierz opisująca przejście jest M , to prawdopodobieństwo procesu polegające na przejściu elektronu ze stanu (u_1, p_1) do stanu (u_2, p_2) jest proporcjonalne do wyrażenia

$$|\overline{(u_2 M u_1)}|^2. \quad (84)$$

Współczynnik proporcjonalności zależy jeszcze od sposobu unormowania funkcji u , jest to jednak dla rozważań zasadniczych sprawa małej wagi i nie będziemy się nią zajmować.

§ 9. Przykłady

a) Energia własna elektronu. W § 7 rozważyliśmy oddziaływanie dwóch cząstek na siebie. Z samego faktu, że takie oddziaływanie istnieje, wynika na gruncie teorii Feynmana konieczność przyjęcia oddziaływania cząstki na siebie samą. Istotnie, w procesach tego typu jak naszkicowane na rys. 1 lub 4 dwie cząstki mogą być w pewnych warunkach traktowane jako jedna i ta sama cząstka.

Amplituda przejścia cząstki z 1 do 2 jako cząstki swobodnej zmienia się pod wpływem tego oddziaływania w pierwszym przybliżeniu wg naszej interpretacji poszczególnych czynników (§ 7) o amplitudę

$$K^{(1)}(2, 1) = -ie^2 \int K_+(2, 4) \gamma_\mu K_+(4, 3) \gamma_\mu K_+(3, 1) \delta_+(s_{43}^2) d^4 x_3 d^4 x_4, \quad (85)$$

oznaczającą przejście elektronu od 1 do 3 z amplitudą $K_+(3, 1)$, emisję kwantu γ_μ , przejście do 4 z amplitudą $K_+(4, 3)$, absorpcję tego samego

kwantu γ_μ i wreszcie przejście do 2 z amplitudą K_+ (2, 4). Przejście kwantu od 3 do 4 daje amplitudę $\delta_+ s_{43}^2$. Sumowanie należy wykonać po wszystkich możliwych punktach emisji i absorpcji, jak również po polaryzacjach kwantu (rys. 8). Amplituda, że elektron ze stanu f (1) w punkcie 1 przejdzie do tego samego stanu f (2) w punkcie 2, jest dana przez element diagonalny amplitudy (49). Podstawiając tam (85) zamiast K_+ (2, 1) i wykonując dalsze całkowanie w ten sam sposób, dojdziemy do wyrażenia

$$-ie^2 \int \int \bar{f}(2) \gamma_\mu K_+(2, 1) \gamma_\mu f(1) \delta_+ (s_{21}^2) d^4 x_1 d^4 x_2. \quad (86)$$

Przejście do przestrzeni pędów wg wzorów z § 8 da nam

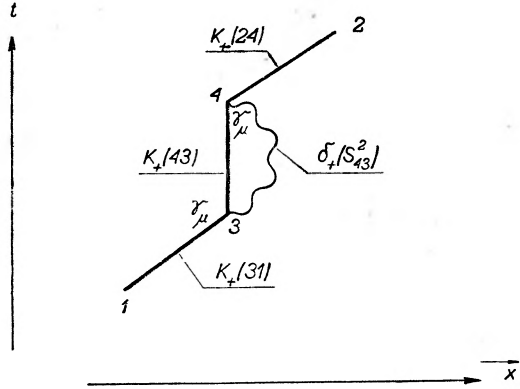
$$\begin{aligned} & i e^2 \int \int \bar{u} e^{i p x_2} \gamma_\mu \frac{i}{4\pi^2} \int \frac{e^{-i q x_{21}}}{\mathbf{q} - m} d^4 q \gamma_\mu u e^{-i p x_1} \frac{1}{\pi} \int \frac{e^{-i k x_{21}}}{k^2} d^4 k d^4 x_1 d^4 x_2 = \\ & = -\frac{e^2}{\pi} \bar{u} \int \int \gamma_\mu (\mathbf{q} - m)^{-1} \gamma_\mu k^{-2} \delta(p - q - k) d^4 q d^4 k d^4 x \cdot u = \\ & = -\frac{e^2}{\pi} V \cdot T \cdot \bar{u} \int \gamma_\mu (\mathbf{p} - \mathbf{k} - m)^{-1} \gamma_\mu k^{-2} d^4 k \cdot u, \end{aligned} \quad (87)$$

gdzie V jest objętością obszaru rozważanego, a T przedziałem czasu pomiędzy stanem początkowym i końcowym. Możemy zawsze tak znormalizować spinory u , żeby V nie występowało w (87). Istotnie, wystarczy

w tym celu wprowadzić zamiast u funkcję Nu , gdzie $N = V^{-\frac{1}{2}}$. Nasz wynik będzie więc ostatecznie proporcjonalny do czasu T .

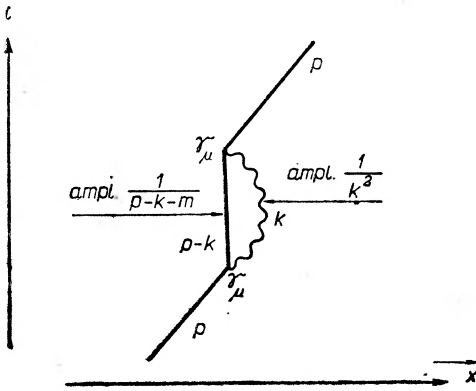
Efekt polegający na zmianie energii elektronu o ΔE wyrazi się przez zmianę funkcji falowej cząstki swobodnej o czynnik $e^{-i\Delta ET}$, co w pierwszym przybliżeniu daje $-\Delta ET$. Zmiana energii odpowiadająca amplitudzie (87) jest zatem elementem macierzowym macierzy

$$\Delta E = \frac{e^2}{\pi i} \int \gamma_\mu (\mathbf{p} - \mathbf{k} - m)^{-1} \gamma_\mu k^{-2} d^4 k \quad (88)$$



Rys. 8

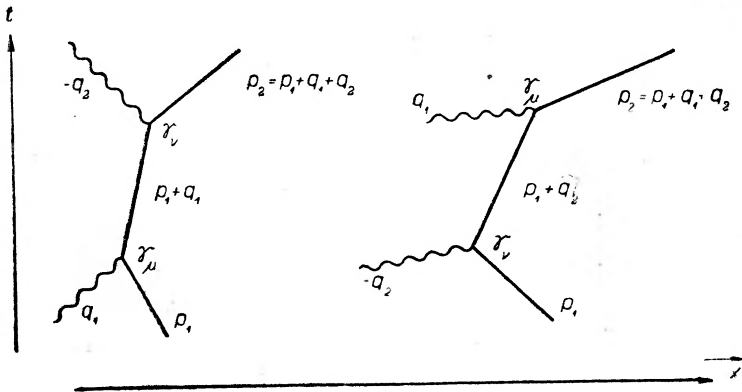
między stanami \bar{u} i u . Wzór ten można przeczytać w następujący sposób (rys. 9): Elektron o pędzie p emituje kwant γ_μ o pędzie k , porusza się dalej z pędem $p-k$, (czynnikiem $(p-k-m)^{-1}$) i absorbuje ten sam kwant γ_μ uzyskując pęd początkowy p . Ruchowi kwantu odpowiada czynnik k^{-2} . Poza tym na każdy kwant wirtualny (taki, który nie występuje ani w stanie początkowym, ani w końcowym) mamy czynnik $\frac{e^2}{\pi i}$. Całkujemy po pędach i energiach kwantu k i sumujemy po polaryzacjach γ_μ . Amplitudy $(p-k-m)^{-1}$ i k^{-2} , z którymi poruszają się elektron i kwant, są odwrotnościami operatorów równania Diraca i d'Alemberta, co odpowiada faktowi, że funkcje falowe tych cząstek są rozwiązaniami odpowiednich równań. Mamy więc ostatecznie następującą interpretację czynników występujących w (88): Emisji lub absorpcji kwantu przez elektron (lub pozyton) odpowiada czynnik γ_μ . Opisuje on



Rys. 9

więc oddziaływanie cząstek naładowanych spełniających równanie Diraca ze światłem. Ruchowi elektronu o pędzie p odpowiada czynnik $(p-m)^{-1}$, a ruchowi kwantu o pędzie k — czynnik k^{-2} .

b) Efekt Comptona. Mając teraz interpretację poszczególnych czynników w przestrzeni pędów możemy napisać macierze odpo-



Rys. 10

wiadające dowolnym innym procesom od razu w tej przestrzeni. Rozważmy jako przykład efekt Comptona. Możliwe są dwa typy przejść (rys. 10). Elektron może najpierw zaabsorbować q_1 , a potem wyemitować q_2 lub też odwrotnie, najpierw wyemitować q_2 , a później zaabsorbować q_1 . Odpowiednie macierze będą

$$\gamma_\nu (\mathbf{p}_1 + \mathbf{q}_1 - m)^{-1} \gamma_\mu \quad \text{i} \quad \gamma_\mu (\mathbf{p}_1 + \mathbf{q}_2 - m)^{-1} \gamma_\nu. \quad (89)$$

Odpowiadają one jeszcze dowolnym polaryzaczom kwantów. Jeśli polaryzacje kwantów q_1 i q_2 są dane przez wektory jednostkowe $e_{1\mu}$ i $e_{2\mu}$, to oddziaływanie γ_μ i γ_ν trzeba zastąpić przez rzuty tych wektorów na kierunku polaryzacji (γ_μ odpowiadałoby oddziaływaniu z kwantem o polaryzacji w kierunku μ). Oznaczając jak zwykle

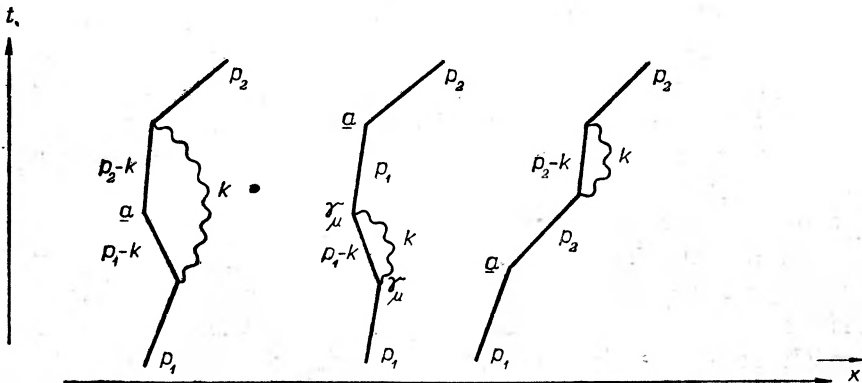
$$\mathbf{e}_1 = e_{1\mu} \gamma_\mu \quad . \quad \mathbf{e}_2 = e_{2\nu} \gamma_\nu$$

i dodając oba przyczynki (89) do naszego efektu otrzymamy ostatecznie jako macierz dla efektu Comptona

$$\mathbf{e}_2 (\mathbf{p}_1 + \mathbf{q}_1 - m)^{-1} \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_1 (\mathbf{p}_1 + \mathbf{q}_2 - m)^{-1} \mathbf{e}_2. \quad (90)$$

Amplituda przejścia pomiędzy dwoma stanami elektronu będzie dana przez element macierzowy macierzy (90) pomiędzy tymi stanami.

c) Poprawka do rozpraszania elektronu. Na zakończenie rozważmy jeszcze rozproszenie elektronu w polu zewnętr-



Rys. 11

nym $\mathbf{A} = A_\mu \gamma_\mu = \mathbf{a} e^{-iqx}$ i poprawkę pierwszego rzędu do tego efektu będącą wynikiem możliwości emisji i reabsorpcji tego samego kwantu. Mamy wtedy trzy możliwości (rys. 11): Kwant jest wyemitowany przed

rozproszeniem a. zaabsorbowany po rozproszeniu, emisja i absorpcja następują obie przed rozproszeniem i wreszcie emisja i absorpcja następują obie po rozproszeniu. Oddziaływaniu z polem zewnętrznym odpowiada teraz czynnik \mathbf{a} . Macierze dla naszych trzech możliwości napiszą się więc od razu w postaci

$$\left. \begin{aligned} \frac{e^2}{\pi i} \int \gamma_\mu (\mathbf{p}_2 - \mathbf{k} - m)^{-1} \mathbf{a} (\mathbf{p}_1 - \mathbf{k} - m)^{-1} \gamma_\mu k^{-2} d^4 k, \\ \frac{e^2}{\pi i} \int \mathbf{a} (\mathbf{p}_1 - m)^{-1} \gamma_\mu (\mathbf{p}_1 - \mathbf{k} - m)^{-1} \gamma_\mu k^{-2} d^4 k, \\ \frac{e^2}{\pi i} \int \gamma_\mu (\mathbf{p}_1 - \mathbf{k} - m)^{-1} \gamma_\mu (\mathbf{p}_2 - m)^{-1} \mathbf{a} k^{-2} d^4 k. \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

Amplitudy przejścia będą znów dane przez elementy macierzowe tych macierzy pomiędzy odpowiednimi stanami. Całkowita amplituda jest, oczywiście, ich sumą.

Zakończenie

Teoria Feynmana daje nam możliwość napisania macierzy dla dowolnych procesów zawierających ładunki spełniające równanie Diraca i kwanty. Nie ogranicza się ona jednak tylko do tych procesów. Można analogiczne rozumowania zastosować do mezonów, tj. do cząstek spełniających tzw. równanie Schrödingera-Gordona. Ostatecznie więc wszystkie znane dotychczas cząstki elementarne mogą być opisane przez powyższy formalizm. Macierze odpowiadające poszczególnym procesom otrzymuje się od razu, a nie, jak w teorii kwantowej pola, dopiero po długich i żmudnych rachunkach. Pozostaje jeszcze, oczywiście, wykonanie całek w przestrzeni pędów. Jest to jednak zadanie czysto matematyczne i nie nastęrcza (przynajmniej dla procesów rzeczywistych) już żadnych trudności. Zarówno wykonaniem całek, jak i rozszerzeniem teorii Feynmana na mezony nie możemy się niestety zająć ze względu na brak miejsca. Czytelnicy zainteresowani tymi sprawami znajdą ich omówienie w wymienionych na wstępie dwóch pracach Feynmana.

Zdzisław Wilhelmi

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Nowe badania nad nietrwałymi ciężkimi cząstkami materii

Nieprzerwany, wartki strumień odkryć naukowych płynący poprzez wszystkie laboratoria świata, poprzez wszystkie ośrodki badawcze, uzupełnia nam nieustannie, z miesiąca na miesiąc, wizerunek natury. Z jednej strony wyniki badań przerzucając pomost między różnorodnymi zjawiskami odsłaniają prawa przyrody, upraszczają jej obraz, z drugiej jednak strony nowe fakty doświadczalne, nowoodkryte zjawiska komplikują ten obraz i stawiają dziś przed nauką zagadnienia, które jutro musi ona rozwiązać.

Ostatnie lata przyniosły odkrycie kilku nowych, nietrwałych cząstek materii. Do alfabetu, którym pisana jest fizyka jądra atomowego, przybyły nowe litery: V , τ , κ . Obraz świata wzbogacił się nowymi barwami, ale równocześnie pojawiły się i nowe trudności.

Artykuł ten ma na celu przedstawienie niektórych wyników ostatnich badań dotyczących nowoodkrytych mezonów ciężkich. O mezonach lekkich pisał obszernie w poprzednim numerze *Postępów Fizyki* W. Mościcki¹⁾, nie będziemy się więc nimi zajmować. Przedmiotem tego artykułu są mezony ciężkie, stanowiące odrębne zagadnienie i przedmiot szczególnego zainteresowania dla teorii sił jądrowych. Nie znajdzie tu czytelnik pełnego obrazu zagadnienia — a to nie tylko z winy nieudolności autora: problemy te dopiero dojrzewają i wiele jeszcze trzeba zebrać materiałów doświadczalnych, wiele trudu położyć, by nowe te cząstki poznać dokładniej, pełniej i wbudować je w mozolnie stawiane pierwsze węgły teorii jądra atomowego.

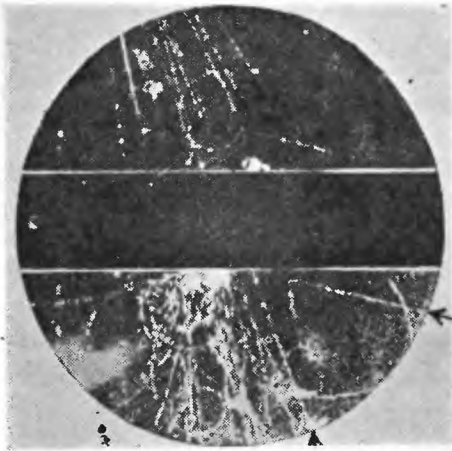
A oto garstka wiadomości, jakich dostarczyły badania.

Cząstki V

Historia cząstek V sięga w dość odległe — w skali dziejów mezonowych — czasy, bo aż do r. 1947. W roku tym G. D. Rochester i C. C.

¹⁾ W. Mościcki: *Mezony*. *Postępy Fizyki* 1951, t. II, z. 1—3, s. 103.

Butler (1) badając promienie kosmiczne za pomocą komory Wilsona a umieszczonej w polu magnetycznym znaleźli wśród wielu fotografii snopów przenikliwych dwie, na których wykryli ślady rozwidlone w kształcie litery V. Fotografie te pokazane są na rys. 1 i 2. Analiza za-



Rys. 1



Rys. 2

gadkowych torów wykazała, że rys. 1 przedstawia prawdopodobnie rozpad cząstki neutralnej, a więc nie dającej w komorze Wilsona śladów, na dwie cząstki naładowane o znakach przeciwnych. Ze względu na małą dokładność pomiaru masa owej nietrwałej cząstki neutralnej nie mogła być ściśle wyznaczona. Ustalono jedynie, że jest ona rzędu 1000 mas elektronowych (większa od $770 m_e$ a mniejsza od $1600 m_e$). Jeśli chodzi o „widelki“ obserwowane na rys. 2, można było sądzić, że przedstawiają one rozpad cząstki naładowanej (ślad a) o masie większej od $900 m_e$ a mniejszej od masy protonu — na cząstkę naładowaną, dającą ślad b, i cząstkę bez ładunku elektrycznego.

Odkrycie to wywołało wielkie zainteresowanie, ponieważ do-tychczas cząstka neutralna o masie rzędu $1000 m_e$ nie była nigdy obserwowana. Cząstka naładowana o masie tego rzędu była o rok wcześniej wykryta przez Lepinca-Ringueta i L'Heritiera (2).

Potwierdzenie istnienia tych nowych nietrwałych cząstek, które miały później otrzymać od Blacketta nazwę cząstek V,

przyszło dopiero po dwóch latach. Anderson i in. (3) znaleźli wśród śladów zarejestrowanych na 11 000 fotografii wykonanych w komorze

Wilsona 34 charakterystyczne tory w kształcie litery V, z których cztery, jak się okazało, przedstawiały rozpad cząstki naładowanej, a 30 — cząstki neutralnej.

Wkrótce potem Hopper i Biswas (4) donieśli o wykryciu nowej neutralnej cząstki V o masie ok. $2400 m_e$. Tym razem została ona zarejestrowana w emulsji kliszy fotograficznej (Ilford G. 5). Dzięki dużej długości śladów można było przypadek ten przeanalizować nieco dokładniej niż w pracach poprzednich. Okazało się, że przedstawia on najprawdopodobniej rozpad cząstki neutralnej o masie ok. $(2370 \pm 60) m_e$ na 2 cząstki naładowane, z których jedna została zidentyfikowana jako proton, druga — jako mezon, prawdopodobnie mezon π .

W ślad za tymi pracami ogłoszone były i inne, potwierdzające istnienie cząstek V naładowanych o masie rzędu $1000 m_e$ i cząstek V^0 neutralnych dwojakiego rodzaju (5, 6). Potwierdzało się również występowanie wśród produktów rozpadu protonów i neutronów. Jednakże zarówno schemat rozpadu, jak i ściśle z tym związane obliczenie masy cząstek V^0 pozostawało wciąż dość niepewne. W żadnej z tych prac nie udowodniono w sposób przekonywający, że wśród produktów rozpadu cząstki V^0 nie występują także i cząstki neutralne, nie dające śladów w komorze Wilsona czy w emulsji fotograficznej. Dopiero praca Armenteros a i in. opublikowana przed kilku miesiącami (7), jak się wydaje, podjęła się zagadnienie to jeśli nie rozstrzygnąć, to przynajmniej posunąć naprzód. Praca ta zasługuje na baczniejszą uwagę także i z innych powodów. Oparta jest ona na bogatym materiale obserwacyjnym, pozwalającym na dość dokładne ustalenie masy badanych cząstek. Omówimy ją nieco szczegółowiej.

Fotografie dokonywane były na wysokości ok. 3000 m (Pic-du-Midi, Pireneje francuskie) w komorze Wilsona umieszczonej w silnym polu magnetycznym. Dawniejsze pomiary wskazywały na to, że cząstki V występują w snopach przenikliwych powstających z oddziaływania cząstek kosmicznych o bardzo dużej energii z jądrami materii i że mają krótki czas życia. Wobec tego płyta ołowiana *a* (rys. 1), w której miały powstawać snopy przenikliwe, a wraz z nimi i interesujące nas cząstki, umieszczona została tuż nad komorą Wilsona *W*; w niektórych pomiarach wstawiano płytę ołowianą *b* do wnętrza komory. Tace licznikowe 1, 2, 3, umieszczone w odpowiedni sposób nad i pod komorą, uruchamiały ją automatycznie wówczas, gdy w płycie *a* lub *b* powstał snop przenikliwy.

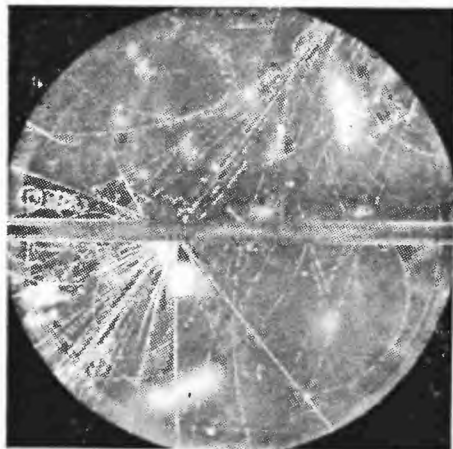
Skrupulatne oględziny wielkiej ilości fotografii wykonanych w tych warunkach dały w wyniku 105 charakterystycznych śladów w kształcie litery V.

Należało teraz ustalić, czy ślady te znaczą istotnie rozpad cząstki i czy nie przedstawiają całkiem innego zjawiska.

Przede wszystkim odrzucono 25 par elektronowych powstałych z kwantów γ o dużej energii. Już na pierwszy rzut oka można było je wyodrębnić spośród innych śladów V ze względu na to, że kąt między ramionami V jest w tym przypadku bardzo mały (np. 1° lub mniej).



Rys. 3



Rys. 4

Zachodziła również obawa, że znalezione tory V powstają wskutek zderzeń cząstek naładowanych z jądrami argonu wypełniającego komorę. W tym przypadku istotnie obserwowaliby się ostre, raptowne odchylenie cząstki od pierwotnego kierunku, dające charakterystyczny zygzak V , jednakże równocześnie widoczny byłby także tor odrzuconego jądra argonu, który w warunkach pomiaru miałby łatwo obserwowalną długość rzędu 1 mm. Znalaziono tylko jeden taki przypadek. Ostatecznie spośród 105 śladów V wyodrębniono do szczegółowej analizy 70, przeciwstawiających wg wszelkich oznak rozpad cząstki neutralnej. Kilka takich śladów przedstawiają fotografie na rys. 3, 4.

Masę produktów rozpadu mierzono dobrze znaną metodą, polegającą na wyznaczeniu 1) pędu cząstki z zakrzywienia jej toru w polu magnetycznym oraz 2) gęstości jonizacji, będącej funkcją prędkości cząstki, a obliczanej na podstawie ilości kropelek jej śladu

w komorze Wilsona (art. I. Adamczewskiego w Postęпах Fizyki t. I, z. 5—6).

Niestety, jedynie w niewielkiej ilości przypadków dokładność pomiaru masy była wystarczająca do zidentyfikowania badanej cząstki wtórnej. Stwierdzono więc wśród produktów rozpadu obecność 5 protonów dodatnich i 4 mezonów lekkich obu znaków, najprawdopodobniej mezonów π^+ i π^- .

Należało teraz odpowiedzieć na pytanie: czy wśród produktów rozpadu nie występują cząstki neutralne, nie dające śladów w komorze Wilsona? Jeśliby pytanie to miało pozostać bez odpowiedzi, nie byłoby możliwości wyznaczenia masy cząstki rozpadającej się.

Najbardziej bezpośrednia droga rozwiązania tej zasadniczej i wielce istotnej kwestii prowadzi poprzez pomiar pędów obu naładowanych cząstek wtórnych i sprawdzenie, czy wektor ich geometrycznej sumy ma istotnie kierunek rozpadającej się cząstki V^0 . Cząstka ta, jako neutralna, nie jest odchylana przez pole magnetyczne, biegnie więc po linii prostej. Do wyznaczenia jej toru wystarczy zatem znać 2 jego punkty. Jednym z nich jest, oczywiście, miejsce rozpadu cząstki, drugim — punkt, z którego rozchodzi się snop; dotychczasowe badania świadczyły bowiem o tym, że cząstki V są właśnie składowymi snopów przenikliwych. Tak więc łącząc punkt „śmierci“ cząstki V^0 z miejscem jej „urodzin“ znajdujemy jej tor.

Analiza fotografii przedstawionej na rys. 5 z widocznym na niej rozpadem V^0 zachodzącym tuż obok płyty ołowianej, w której powstał snop, wykazała, że kierunki cząstek wtórnych, będących mezonami, i cząstki pierwotnej, tj. V^0 , leżą w jednej płaszczyźnie z dokładnością do 5° . Te i inne pomiary zdają się przemawiać za tym, że istotnie rozpad cząstki V^0 nie daje żadnych produktów neutralnych i że w każdym bądź razie nie ma podstaw do twierdzenia przeciwnego. Przemawiałyby za tym i inne argumenty. Przypuśćmy bowiem na przykład, że cząstka V^0 rozpadając się wysłała również 1) kwant γ , 2) mezon π^0 lub 3) neutron. Obserwowałoby się wówczas w przypadku pierwszym w pobliżu miejsca rozpadu powstawanie snopów elektronowych. Występowałyby one również w razie emisji mezonu π^0 , gdyż — jak wiadomo — mając bardzo krótki okres życia, rozpadałby się on na dwa fotony ($t < 5 \cdot 10^{-14}$ sek), które z kolei wywołałyby powstanie snopu elektronowego. Snopy takie w pobliżu miejsca rozpadu cząstki V^0 nie były zauważone na żadnej z klisz, a również nie zaobserwowano tam żadnych śladów świadczących o zderzeniach neutronów ewentualnie wyrzuconych w rozpadzie V^0 z jądrami atomów.

Wobec tego można było przyjąć, że cząstka V^0 rozpadając się daje tylko dwie cząstki wtórne, obie naładowane elektrycznością przeciwnych znaków. Ponieważ wśród produktów rozpadu stwierdzono występowanie protonów dodatnich i mezonów obu znaków (najprawdopodobniej π^+ i π^-),

narzucał się wniosek, że istnieją dwie różne cząstki V_1^0 i V_2^0 , rozpadające się wg schematu

$$\begin{array}{l} 1) V_1^0 \rightarrow \pi^- + p^+ \\ \text{i} \\ 2a) V_2^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+ \\ \text{lub} \\ 2b) V_2^0 \rightarrow \mu^- + \mu^+, \end{array}$$

co jest mniej prawdopodobne.

Korzystając z prostych zależności wiążących pędy obu produktów rozpadu, a wynikających z praw zachowania energii i pędu, wyodrębniono spośród nadających się do dokładnej analizy śladów V te, które można było wyjaśnić jako rozpad cząstki V_1^0 . Przypadków takich znaleziono 12. Z wielkości zmierzonych (na podstawie krzywizny toru) pędów p_+ i p_- obu cząstek wtórnych każdego śladu oraz kąta Φ między nimi zawartego można było znaleźć masę cząstki pierwotnej M i energię rozpadu Q za pomocą następujących wzorów:

$$(1) M^2 = m_+^2 + m_-^2 + 2 p_+ p_- \left[\left\{ 1 + \left(\frac{m_+}{p_+} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 + \left(\frac{m_-}{p_-} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \cos \Phi \right],$$

$$(2) Q = M - m_+ - m_-.$$

We wzorach tych m_+ oznacza masę protonu, m_- — masę mezonu π^- .

Otrzymane wyniki, zawarte w tabl. I, dały jako wartość średnią masy cząstki V_1^0 i energii jej rozpadu:

$$M_{V_1} = (2203 \pm 12) m_e,$$

$$Q_1 = (46 \pm 6) \text{ MeV}.$$

Tablica I

L. p.	Masa [m_e]	Q MeV
1	2277±40	82±20
2	2228±40	58±20
3	2186±20	37±10
4	2218±10	55±5
5	2228±10	58±5
6	2160±20	24±10
7	2183±20	36±10
8	2181±10	40±5
9	2188±10	38±5
10	2157±30	23±5
11	2169±10	29±5
12	2256±50	72±25

Mniej pewne wyniki otrzymano dla 8 przypadków rozpoznanych jako rozpad cząstki V_2^0 . Powodem tego jest znacznie większa niż w przypadku V^0 energia rozpadu Q_2 i związany z tym większy — trudniejszy do zmierzenia — pęd cząstek wtórnych.

Przyjmując za podstawę obliczeń schemat rozpadu (2 a) otrzymano wyniki zawarte w tabl. II.

T a b l i c a II

L. p.	1	2	3	4	5	6	7	8
Masa m_e	796 ± 130	885 ± 50	872 ± 50	841 ± 60	820 ± 50	700 ± 30	$676 \begin{smallmatrix} +100 \\ -50 \end{smallmatrix}$	785 ± 50
Q MeV	122 ± 65	165 ± 25	160 ± 25	144 ± 30	134 ± 25	74 ± 15	$61 \begin{smallmatrix} +50 \\ -25 \end{smallmatrix}$	116 ± 15

i ich wartości średnie:

$$M_{V_2} = (796 \pm 27) m_e,$$

$$Q_2 = (122 \pm 13) \text{ MeV.}$$

Dla schematu (2 b) wartości średnie różnią się nieco od poprzednich:

$$M_{V_2} = (705 \pm 32) m_e.$$

$$Q_2 = (142 \pm 16) \text{ MeV.}$$

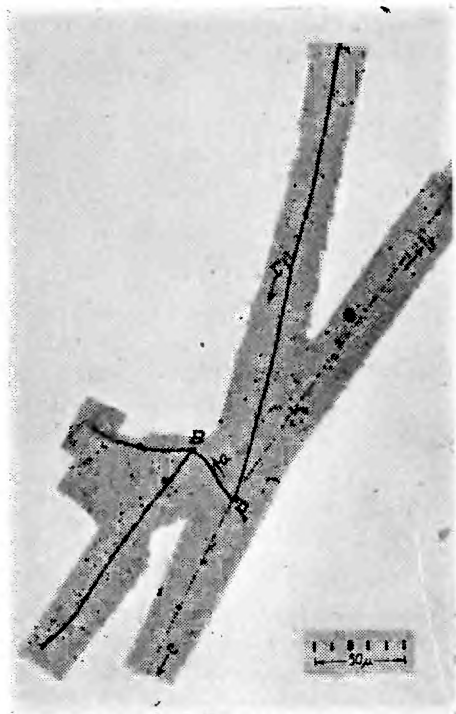
Na zakończenie tego rozdziału należy wspomnieć, że niektórzy badacze (np. *Leighton i in.*) sugerują inne rozwiązanie tajemnicy rozpadu cząstki V^0 . Uważają oni, że należy uznać istnienie jednego tylko typu cząstki V^0 , wtedy rozpadałaby się ona w dwojaki sposób: bądź to na proton, mezon π^- i mezon π^0 , bądź to na neutron, mezon π^- i mezon π^+ . Jednakże, jak już mówiliśmy, nie ma dotychczas żadnych danych świadczących o występowaniu wśród produktów rozpadu cząstek V — neutronów czy mezonów neutralnych. Praca *Armenteros a in.*, zreferowana powyżej, przemawiałaby przeciwko tej hipotezie. Ostateczne jednak rozwiązanie tej zagadki należy do przyszłości.

Mezony τ

Ogłoszone dotychczas materiały doświadczalne dotyczące mezonu τ są, niestety, bardzo ubogie. Sprowadzają się do kilku zaledwie zaobserwowanych przypadków rozpadu tej cząstki w emulsji fotograficznej.

Pierwsza fotografia mezonu τ została ogłoszona w r. 1949 przez panny *Brown* i in. Historyczna ta fotografia, stanowiąca sui generis urzędowy akt narodzin tej nowej cząstki dla fizyki, przedstawiona jest na rys. 5.

Analiza fotografii wykazuje, że przedstawia ona rozpad cząstki oznaczonej literą τ na trzy cząstki: a , b , c . Stosunkowo najłatwiej określić jest charakter cząstki a ; z kształtu toru i gęstości ziaren wynika, że posiada ona niewielką energię; widać też wyraźnie, że wywołuje ona w punkcie B rozpad jakiegoś napotkanego jądra, tworząc charakterystyczną „gwiazdę“. Ponieważ wiadomo z licznych obserwacji, że spośród cząstek o małej energii wyłącznie lub niemal wyłącznie mezony π^- są odpowiedzialne za tworzenie się „gwiazd“, cząstkę a można uznać właśnie za mezon π^- . Z mniejszą pewnością można było wyrokować o dwóch pozostałych produktach rozpadu, tj. o cząstkach b i c .



Rys. 5

Jednakże zostało stwierdzone, że są one bądź to mezonami π , bądź też — co jest mniej prawdopodobne — mezonami μ . Ustalono również, że żadne inne nie dające śladów, a więc neutralne cząstki, oprócz a , b , c , nie są wysyłane w procesie rozpadu; przebiegały on więc wg schematu

$$1) \tau \rightarrow \pi^- + \pi + \pi$$

lub

$$2) \tau \rightarrow \pi^- + \mu + \mu.$$

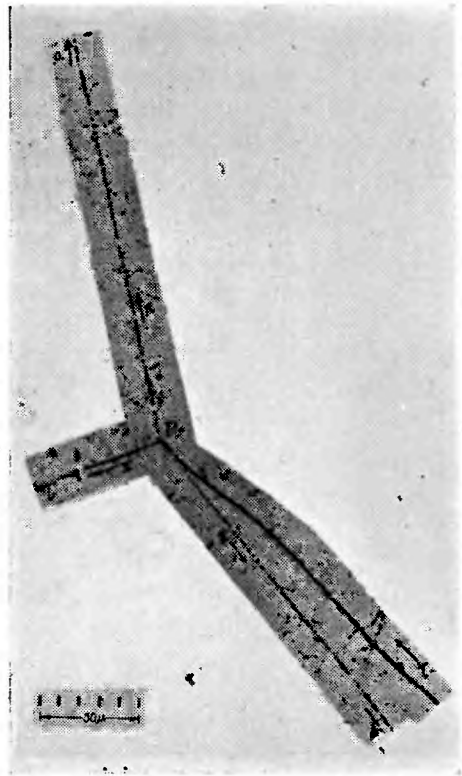
W pierwszym przypadku masa mezonu τ wynosiłaby ok. $985 m_e$, w drugim zaś — ok. $869 m_e$.

Wyniki te nie były więc rozstrzygające. Zarówno masa nowego mezonu, jak i charakter jego rozpadu pozostawały kwestią otwartą. Nie rozwiązała jej definitywnie także i praca *Hardinga*, która pojawiła się w 2 lata później (9). Znaleziony przez *Hardinga* w emulsji fotograficznej nowy przypadek rozpadu mezonu τ potwierdził wyniki panny *Brown* i in. (8). Tu także stwierdzono, że produkty wtórne są mezo-

nami π lub μ , a i masa cząstki τ wypadła — jak poprzednio — rzędu 1000 m_e . Rok ubiegły posunął sprawę mezonu τ naprzód. Grupa fizyków z ośrodka brystolskiego (F o w l e r i in. (10)) ogłosiła analizę nowej fotografii rozpadu mezonu τ . Przedstawia ją rys. 6.

Już na pierwszy rzut oka charakter zjawiska nasuwał przypuszczenie, że ma się tu do czynienia z rozpadem mezonu τ . Istotnie, pomiar średnich kątów rozproszenia wielokrotnego w funkcji zasięgu (art. A d a m c z e w s k i e g o w P. F. t. II, z. 1—3) dając w wyniku masę cząstki, oznaczonej na fotografii literą τ , a mianowicie $m = (1065 \pm 280) m_e$, potwierdził to przypuszczenie.

Analiza produktów rozpadu powoliła wyznaczyć tę masę ze znacznie większą dokładnością. Przede wszystkim należało ustalić, czy cząstki a , b , c są rzeczywiście jedynymi produktami rozpadu, czy też oprócz nich nie zostały wysłane również cząstki niejonizujące, pozbawione ładunku elektrycznego, jak np. neutrino czy kwanty γ . Odpowiedź na to pytanie dał pomiar kątów pomiędzy produktami rozpadu. Ponieważ ustalono, że cząstka τ w chwili rozpadu, tj. w punkcie P , posiadała prędkość równą zero lub bardzo bliską zero, zatem — zgodnie z prawem zachowania pędu — suma geometryczna pędów wszystkich produktów rozpadu równa jest zero. Wynika stąd, że jeśli cząstki a , b , c są istotnie jedynymi „potomkami“ mezonu τ , to powinny one rozlatywać się w kierunkach leżących w jednej płaszczyźnie. Pomiar kątów wykazał koplanarność cząstek a , b , c z dokładnością do $(2 \pm 2)^\circ$, co upoważniało do uznania tych cząstek za jedyne produkty rozpadu.



Rys. 6

Należało teraz zidentyfikować a , b , c . Pomiar gęstości ziaren oraz kątów rozproszenia wielokrotnego pozwolił wyznaczyć z dość dużą dokładnością masę cząstki a , mającej najdłuższy ślad. Okazało się, że masa ta wynosi

$$m_a = (285 \pm 20) m_e,$$

co świadczy o tym, iż cząstka ta jest mezonem π .

Dwie pozostałe cząstki b i c nie dały się wylegitymować w tak prosty sposób: części ich torów mieszczące się w emulsji były zbyt krótkie, by można było zastosować do ich analizy poprzednią metodę. Pomocna okazała się tu zasada zachowania pędu. Wspomnieliśmy już, że suma geometryczna pędów cząstek a , b , c jest równa zeru. Znając więc pęd jednej z nich, tj. cząstki a , oraz kąty między nimi łatwo jest ustalić również pędy cząstek pozostałych, tj. b i c . Ze znajomości pędów oraz z odczytu gęstości ziaren, która — jak wiadomo — jest funkcją prędkości cząstki i nie zależy od jej masy (art. I. A d a m c z e w s k i e g o P. F. t. I, z. 5—6), można było wyliczyć masy m_b i m_c . W wyniku otrzymano

$$m_b = (240 \pm 30) m_e.$$

$$m_c = (280 \pm 15) m_e.$$

Obie te cząstki można więc uznać również za mezony π . Schemat rozpadu cząstki τ jest więc następujący:

$$\tau \rightarrow \pi + \pi + \pi.$$

Teraz już tylko jeden krok prowadzi do wyznaczenia masy mezonu τ . Przyjmując na masę mezonu π wartość znaną z innych pomiarów — $m_\pi = 274 m_e$ — znajdujemy z wielkości pędów cząstek a , b , c ich energie kinetyczne, a stąd i masę cząstki τ :

$$(3) \quad m_\tau = 3 \cdot m_\pi + \frac{1}{\epsilon} (E_a + E_b + E_c),$$

gdzie $\epsilon = 0,51 \frac{\text{MeV}}{m_e}$ jest energią wyrażoną w MeV, odpowiadającą masie elektronu. W omawianym przypadku suma energii kinetycznych $E = E_a + E_b + E_c$ okazała się równa (75 ± 5) MeV, podczas gdy wielkość ta wyliczona na podstawie obserwacji Brown (8) i Hardinga (9), wspomnianych na początku tego rozdziału, wynosiła

$$E = (65 \pm 8) \text{ MeV} \quad (\text{Brown i in.})$$

$$E = (85 \pm 15) \text{ MeV} \quad (\text{Harding}).$$

Jako średni wynik tych trzech przypadków otrzymano

$$E_{sr} = (73,5 \pm 4) \text{ MeV},$$

skąd — na podstawie wzoru (3) —

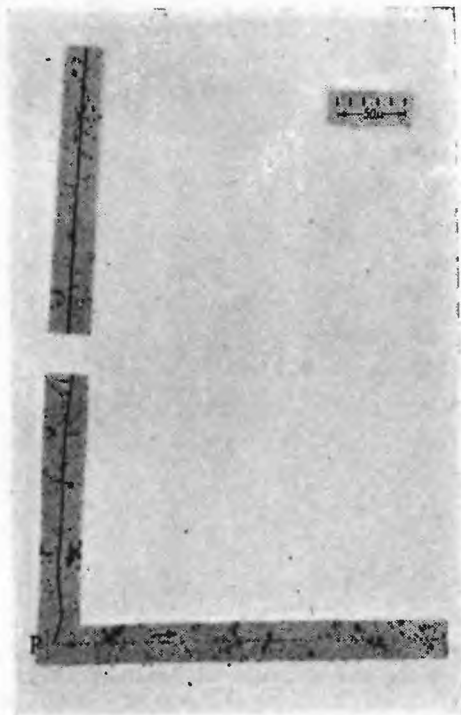
$$m = (966 \pm 8) m_e.$$

Nasuwa się pytanie, jaki jest znak ładunku mezonu τ . Dotychczasowy skromny materiał doświadczalny dotyczący tej cząstki nie pozwala jeszcze na rozstrzygnięcie tego zagadnienia. Także i średni czas życia mezonu τ nie mógł być dokładnie wyznaczony, można jednak przypuszczać, że jest on dłuższy od 10^{-9} sek.

Mezony κ

Na coraz to dłuższą listę mezonów wpisana została przed kilku miesiącami nowa cząstka — mezon κ .

W czerwcu ubiegłego roku na konferencji fizyki kwantowej w Kopenhadze C. O'Ceallaigh doniósł o wykryciu w emulsji kliszy fotograficznej wystawionej na działanie promieni kosmicznych — śladów nowej nietrwałej cząstki o masie równej około $1200 m_e$ (11), nazwanej przez niego cząstką κ . Spośród czterech zaobserwowanych przypadków dwa nadały się do szczegółowej analizy (rys. 7 i 8). Pierwszy z nich pokazany jest na fotografii rys. 7. Pomiary wykazały, że przedstawia on rozpad cząstki naładowanej oznaczonej literą κ_1 o masie $(1320 \pm 170) m_e$, na cząstkę również naładowaną i na jedną lub więcej cząstek neutralnych. Niestety, mas produktów rozpadu nie można było ocenić. Ustalono jedynie na

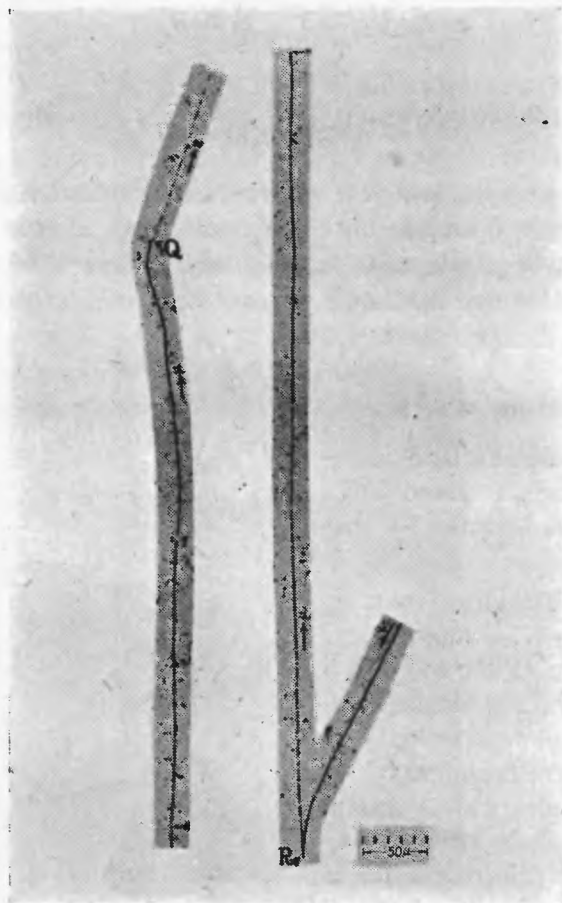


Rys. 7

mas produktów rozpadu nie można było ocenić. Ustalono jedynie na

podstawie gęstości ziaren toru naładowanej cząstki wtórnej oraz pomiaru kątów jej rozproszenia wielokrotnego, że masa jej jest mniejsza od $400 m_e$.

Wymowniejsza okazała się cząstka κ_2 przedstawiona na fotografii rys. 8. Na fotografii tej widoczny jest rozpad cząstki κ_2 zachodzący



Rys. 8

w punkcie *P*. Cząstka wtórna rozpada się z kolei w punkcie *Q*. Dokładna analiza torów wykryła, że cząstka pierwotna κ_2 ma masę

$$m_{\kappa_2} = (1125 \pm 140) m_e,$$

masa zaś cząstki wtórnej zawarta jest w granicach

$$200 m_e < m < 300 m_e.$$

Nasuwa się więc przypuszczenie, że cząstka wtórna jest mezonem μ lub π . Za pierwszą ewentualnością przemawia zachowanie się tej cząstki:

rozpada się ona w punkcie Q dając cząstkę, która — jak można sądzić z charakteru toru — jest elektronem. Ponieważ dotychczas nie obserwowano nigdy bezpośredniego rozpadu β mezonu π i ponieważ stwierdzono, że proces taki — jeśli nawet jest możliwy — jest z pewnością bardzo mało prawdopodobny, z drugiej zaś strony rozpad β mezonu μ jest zjawiskiem zupełnie pospolitym — zatem przyjęcie, że cząstka powstająca z rozpadu mezonu κ_2 jest mezonem μ , wydaje się dość dobrze uzasadnione.

Nasuwa się teraz pytanie, czy obie cząstki zaobserwowane przez O' C e a l l a i g h a, κ_1 i κ_2 , są tego samego typu. Jednoznaczna odpowiedź jest niemożliwa, ze względu na niedokładność pomiaru masy tych cząstek. Jeśli są one istotnie identyczne, co wydaje się dość prawdopodobne, to trzeba by uznać, że cząstka κ rozpada się na mezon μ i przynajmniej 2 cząstki neutralne. Mała dokładność wyznaczenia masy tych nowych mezonów nie pozwala również definitywnie rozstrzygnąć, czy cząstka κ nie jest identyczna z naładowaną cząstką V .

Niestety, z odpowiedzią na to pytanie i na cały szereg innych pytań, związanych z wciąż jeszcze tajemniczą naturą ciężkich mezonów, trzeba poczekać, aż nagromadzone zostaną nowe, obfitsze materiały obserwacyjne. Wielkie nadzieje można łączyć z prowadzoną obecnie budową olbrzymich akceleratorów: synchrotronu mającego dawać protony o energii 6000 MeV budowanego w Uniwersytecie Kalifornijskim, synchrotronu montowanego w Brookhaven National Laboratory, który będzie wytwarzać protony o energii 3000 MeV, oraz akceleratora liniowego w Stanford University, przeznaczonego do przyspieszania elektronów do energii 1000 MeV (12). Podobnie jak obecnie pracujące akceleratory produkują w dużej ilości mezony π , tak w niedalekiej przyszłości nowe urządzenia akceleryjne będą wytwarzać cząstki V , τ i κ , umożliwiając ich dokładne i wszechstronne zbadanie.

Literatura

1. Rochester G. D., Butler C. C., *Nature* **160**, 855 (1947).
2. Leprinde-Ringuet L., L'Heritier M. J., *Phys. Radium* (ser. 8) **7**, 66, 69 (1946).
3. Seriff A. J., Leighton R. B., Hsiao C., Cowen E. W. and Anderson C. D., *Phys. Rev.* **78**, 290 (1950).
4. Hopper V. D. and Biswas S., *Phys. Rev.* **80**, 1099 (1950).
5. Thompson R. W., Cohn H. O. and Flum R. S., *Phys. Rev.* **83**, 175 (1951).
6. Armenteros R., Barker K. H., Butler C. C., Cachon A. and Chapman A. H., *Nature* **167**, 501 (1951).

7. Armenteros R., Barker K. H., Butler C. C., and Cachon A., *Phil. Mag.* **42**, 113 (1951).
8. Brown R. H., Camerini U., Fowler P. H., Muirhead H., Powell C. F. and Ritson D. H., *Nature* **163**, 82 (1949).
9. Harding I. B., *Phil. Mag.* **41**, 405 (1950).
10. Fowler P. H., Menon M. G. K., Powell C. F. and Rochat O., *Phil. Mag.* **42**, 1040 (1951).
11. O'Ceallaigh C., *Phil. Mag.* **42**, 1032 (1951).
12. Maier-Leibnitz H., *Naturwiss.* **38**, 6 (1951).
13. Ц. Ф. Поуэлл, *Успехи физических наук*, т. XLV, 15 (1951).

Ludwik Natanson

Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Karbiony i reakcje karbionowe

Z dwóch partnerów wchodzących do jakiegokolwiek reakcji jądrowej co najmniej jeden musi być jądrem atomowym. Drugi może być również jądrem albo fotonem, elektronem lub mezonem. Najczęściej jeden z produktów reakcji jest jądrem lekkim ($Z \leq 2$). Ponieważ zaś wywołuje reakcję z reguły także jądro lekkie — względnie, jak wyżej wspomniano, cząstka niejądrowa, reakcje jądrowe zwykle klasyfikuje się według przynależności do poszczególnych typów oznaczanych symbolicznie

(n, p) , (n, D) , (n, α) , $(n, 2n)$, (n, γ) ,

(p, n) , (p, D) , (p, α) , (p, γ) ,

(D, n) , (D, p) , itp.,

gdzie pierwsza litera w nawiasie oznacza cząstkę wywołującą reakcję, a druga — lekki produkt reakcji.

p oznacza tu proton, D — deuteron, α — cząstkę alfa, γ — foton.

Od pewnego czasu zainteresowano się możliwością osiągania reakcji jądrowych za pomocą jąder cięższych od cząstek α , a więc niosących nabój elektryczny większy od dwóch jednostek elementarnych. Dla takiego jądra dostęp do jądra atomu w bombardowanej tarczy będzie utrudniony przez zwiększenie siły odpychania elektrostatycznego. Wysokość bariery potencjału, którą trzeba przetrwać, aby znaleźć się w kręgu działania sił jądrowych atomu w tarczy, wzrośnie proporcjonalnie do naboju cząstki nadbiegającej. Należy więc oczekiwać, że wydajność reakcji tego rodzaju będzie niska, co inaczej można wyrazić mówiąc, że przekroje czynne na takie reakcje będą małe, jeżeli cząstkom bombardującym nie zostanie nadana bardzo duża energia.

Spśród różnych znanych typów akceleratorów najlepiej do przyspieszania protonów i naładowanych elektrycznie cząstek cięższych od protonów nadaje się cyklotron.

Jak wiadomo, w cyklotronie cząstki przyspieszane są wielokrotnie przez szybko zmienne pole elektryczne utrzymywane między duantami, tj. elektrodami o szczególnym kształcie półwalców. Oba duanty są tak zestawione, że tworzą walec z niewielką przerwą w płaszczyźnie osiowej. Komora próżniowa zawierająca duanty umieszczona jest między biegunami wielkiego elektromagnesu tak, że kierunek stałego jednorodnego pola magnetycznego jest prostopadły do kierunku szybkozmiennego pola elektrycznego między duantami.

Jony dodatnie są przyspieszane w przerwie między duantami zawsze w stronę duantu w danej chwili ujemnego. Wewnątrz samego duantu, jako w obszarze ekwipotencjalnym, jony nie doznają działania pola elektrycznego i zachowują nabytą prędkość. Wyrażając się ściślej — zachowują bezwzględną wartość wektora prędkości, bo kierunek ich ruchu ulega zmianie pod wpływem stałego pola magnetycznego, które sprawia, że biegną po torach półkolistych prowadzących znowu do przerwy między duantami.

Promień krzywizny toru cząstki naładowanej, poruszającej się w jednorodnym polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny jej ruchu, dany jest z elementarnego równania wyrażającego, że wielkość siły magnetycznej działającej na cząstkę dośrodkowo musi być równa sile dośrodkowej potrzebnej do utrzymania cząstki na jej torze kołowym:

$$H Z e u = \frac{m u^2}{R}. \quad (1)$$

H oznacza tu natężenie pola magnetycznego, Z — nabój cząstki w jednostkach elementarnych, e — nabój elementarny, m — masę cząstki, u — jej prędkość, R — promień krzywizny toru.

Czas obiegu jednego półkola równa się oczywiście

$$t = \frac{\pi R}{u}. \quad (2)$$

Wyznaczając u z (1) dochodzimy do wyrażenia

$$t = \frac{\pi m}{H Z e}, \quad (3)$$

z którego wynika, że czas obiegu nie jest zależny ani od promienia krzywizny ani od prędkości cząstki. Na tym właśnie oparta jest zasada działania cyklotronu. Przez odpowiedni dobór częstości zmian pola elektrycznego między duantami, tak aby pół okresu oscylacji równe było czasowi potrzebnemu na przebycie przez cząstkę jednego półkola wewnątrz duantu:

$$\frac{1}{2} T = t = \frac{\pi m}{H Z e} \quad (4)$$

tj. żeby częstość wynosiła

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{H Z e}{2 \pi m} \quad (5)$$

można osiągnąć warunki rezonansu między obiegiem cząstek a zmiennością pola elektrycznego. Wówczas cząstka przyspieszona przez przejście przerwy między duantami w chwili, kiedy pole elektryczne między nimi ma dany kierunek, po zatoczeniu półkola trafi znowu do przerwy w chwili, kiedy pole elektryczne będzie już miało kierunek zmieniony na odwrotny. Dlatego to cząstka rozpoczynająca swój ruch w pobliżu osi cyklotronu może być wielokrotnie przyspieszana przez przejście różnicy potencjałów między duantami, przy czym, w przypadku rezonansu, przyspieszenie będzie miało za każdym razem kierunek zgodny z kierunkiem prędkości.

Końcowa energia cząstki wyznaczona jest przez promień duantów jako maksymalny promień krzywizny toru cząstki. Energia kinetyczna cząstki będzie

$$W = \frac{1}{2} m u^2 \quad (6)$$

z czego przez podstawienie wartości u z (1) otrzymujemy:

$$W = \frac{1}{2} (H R)^2 \frac{(Z e)^2}{m} \quad (7)$$

Aby otrzymać wynik wyrażony w elektronowoltach, tj. znaleźć różnicę potencjałów V potrzebną do nadania jonowi o naboju Ze energii (7), możemy wykorzystać równość

$$W = Z e V, \quad (8)$$

skąd wynika, że

$$V = \frac{1}{2} (H R)^2 \cdot \frac{Z e}{m} \quad (9)$$

Jeżeli H , R , m i e w (9) są wyrażone w jednostkach układu elektromagnetycznego cgs, V zaś pragniemy uzyskać w woltach, powinniśmy uzupełnić (9) czynnikiem $300/c^2$ (c — prędkość światła)

$$V = \frac{1}{2} (H R)^2 \cdot \frac{Z e}{m} \cdot \frac{300}{c^2} \text{ woltów.} \quad (10)$$

Ostatecznie dochodzimy do następującego wyrażenia na końcową energię cząstki w elektronowoltach:

$$ZV = \frac{1}{2} (HR)^2 \frac{Z^2 e}{m} \cdot \frac{300}{c^2} \text{ elektronowoltów.} \quad (11)$$

W podanym tu uproszczonym zarysie teorii cyklotronu pominięto zupełnie czynniki sprawiające, że ruch jonów w cyklotronie jest w rzeczywistości bardziej skomplikowany. Między innymi w przeprowadzonych elementarnych rachunkach oparliśmy się na założeniu stałości masy cząstki podlegającej przyspieszeniu. To założenie nie jest całkowicie prawdziwe ze względu na relatywistyczny przyrost masy przy wzroście prędkości, jednakże nawet dla protonów, a tym bardziej dla cząstek cięższych, różnica między masą w ruchu a masą spoczynkową wywiera dostrzegalny wpływ na działanie cyklotronu dopiero przy bardzo wysokich wartościach energii. Dlatego największe cyklotrony urządzone są nieco inaczej, tak aby pomimo wzrostu masy możliwe było uzyskanie rezonansu między obiegiem cząstki a zmiennością pola. Takie cyklotrony noszą nazwę synchrocyklotronów.

Ze względu na zagadnienie, które nas tutaj szczególnie interesuje, tj. zagadnienie przyspieszenia jąder cięższych od cząstek α , ważne są wyrażenia (5) i (11). Pierwsze z nich wskazuje, że jeżeli częstość oscylacji pola między duantami oraz natężenie pola magnetycznego są tak dobrane, że istnieje rezonans z obiegiem cząstki danego typu, to również będzie istniał rezonans, jeżeli bez zmiany wartości natężenia pola magnetycznego i częstości oscylacji zastąpimy dane cząstki innymi, mającymi ten sam stosunek $\frac{Ze}{m}$, tj. stosunek naboju do masy. A więc warunki rezonansowe dla deuteronów posiadających nabój 1 i masę 2 będą również warunkami rezonansowymi dla cząstek α o naboju 2 i masie 4, a także dla jąder węgla ^{12}C o naboju 6 i masie 12.

Z wyrażenia (11) wynika, że energia maksymalna cząstek, którą można uzyskać w cyklotronie, zależy od pewnych wielkości charakteryzujących cyklotron, a więc od H i od R oraz od pewnych wielkości związanych z samymi cząstkami podlegającymi przyspieszaniu, tj. od ich Z i m . Dla danego cyklotronu maksymalna energia cząstek będzie proporcjonalna do Z^2/m , będzie więc większa np. przy przyspieszaniu jąder węglowych niż przy przyspieszaniu cząstek α .

Prócz elektromagnesu, duantów i komory próżniowej, w której są zawarte, generatora wysokiej częstotliwości oraz zespołu pomp — istotnymi częściami cyklotronu są deflektor i źródło jonów. Deflektorem jest zwykle mały elektromagnes ustawiony w pobliżu obwodu jednego z duantów, przy czym pole wytwarzane przez niego jest tak dobrane, że lokalnie kompensuje pole głównego elektromagnesu. Częstka, która krążąc w cyklotronie po wielu obiegach dojdzie do tego miejsca przy obwodzie duantu, gdzie znajduje się deflektor, wpadnie w obszar wolny od pola magnetycznego, a zatem biec będzie po torze prostoliniowym. Tor ten zaprowadzi ją do okienka cyklotronu. W ten sposób można wiązkę prędkich cząstek wyprowadzić z cyklotronu na zewnątrz. Tarcze podlegające bombardowaniu umieszcza się przy okienku (metoda tarczy zewnętrznej) lub też na drodze wiązki wewnątrz cyklotronu (metoda tarczy wewnętrznej).

Natężenie uzyskiwanej wiązki zależy w wysokim stopniu od sprawności źródła jonów. Najprostszym sposobem otrzymywania jonów w cyklotronie jest wpuszczanie do komory próżniowej drobnych ilości odpowiedniego gazu — wodoru, deuteru lub helu, w zależności od tego, czy chcemy przyspieszać protony, deuterony czy cząstki α , i jonizowanie atomów tego gazu elektronami wychodzącymi z katody żarzonej umieszczonej w pobliżu środka komory. Anoda mogąca mieć różne formy, utrzymywana na potencjale nieco wyższym od żarzonej katody, nadaje elektronom niewielką prędkość, przez co stają się one zdolne do jonizowania atomów gazu, z którymi się zderzają. Wskutek działania pola magnetycznego elektrony biegną po liniach spiralnych.

Większą wydajność ma tzw. źródło włoskowate (kapilarne), w którym wyładowanie między żarzoną katodą a anodą przebiega wewnątrz cienkiej rurki z materiału niemagnetycznego, np. z miedzi (aby nie wprowadzić zniekształcenia pola). W rurce, zwykle w połowie jej wysokości, znajduje się otworek, przez który gaz wypływać może do komory próżniowej. Jeżeli otworek ten jest dostatecznie mały, można przy prędkim pompowaniu gazu z komory utrzymać w niej ciśnienie gazu na poziomie około 10^{-5} mm słupa Hg, gdy tymczasem w kapilarze panuje ciśnienie 10^{-2} mm Hg. Przy tym ciśnieniu wyładowanie w źródle jonów ma już charakter wyładowania łukowego. Jony wytwarzane w łuku są porywane przez strumień gazu wychodzący otworkiem w kapilarze do właściwej komory i stąd zaczynają swoją wielokrotną drogę okrężną po torach pół-

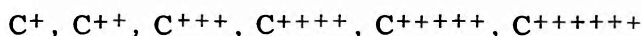
kolistych o coraz większych promieniach krzywizny, i albo przez deflektor dochodzą do okienka cyklotronu, albo trafiają w tarczę wewnętrzną ustawioną przy obwodzie jednego z duantów.

Po powyższym wprowadzeniu zawierającym najbardziej podstawowe wiadomości o działaniu cyklotronu możemy przejść do właściwego tematu mając swobodę operowania już wyjaśnionymi pojęciami.

Otrzymywanie wiązki prędkich jonów C^{+++++}

Najpoważniejszym problemem przy otrzymywaniu w cyklotronie wiązki prędkich cząstek jądrowych, czyli atomów maksymalnie zjonizowanych, jest, jeśli chodzi o jądra o nieco większym naboju elektrycznym, problem samego wytworzenia dostatecznej liczby takich jonów. Kwestia ta w ogóle nie pojawia się dla protonów, bo każdy dodatni jon lekkiego wodoru jest z pewnością protonem. Tak samo każdy dodatni jon deuteru jest deuteronem. Natomiast dla atomu helu istnieją już dwie możliwości: może być hel pojedynczo zjonizowany, tj. układ złożony z jądra, noszącego nazwę cząstki α i z jednego elektronu; może też być hel podwójnie zjonizowany, tzn. poprostu czysta cząstka α . Jon helowy pierwszego wymienionego wyżej typu oznaczamy symbolem He^+ lub He^{1+} , drugiego zaś typu — symbolem He^{++} lub He^{2+} . Podobne oznaczenia stosujemy do innych pierwiastków.

Z atomów węgla, które w stanie niezjonizowanym mają po 6 elektronów, zostaną więc wytworzone w łuku, czy w innym stosownym wyładowaniu, jony w pięciu odmianach, a mianowicie:



Jeżeli ze źródła jonów w cyklotronie wychodzi mieszanina tych rozmaitych jonów, a warunki rezonansowe dobrane są do wartości $Z/m = 1/2$, to skutecznie przyspieszane będą tylko te jony, dla których stosunek ten ma powyższą wartość, tj. jony C^{+++++} czyli czyste jądra węglowe, co właśnie jest celem operacji.

Niemniej w ogólnej mieszaninie jonów o różnych stopniach jonizacji zawartość jonów C^{+++++} czyli czystych jąder, całkowicie uwolnionych od elektronów będzie stosunkowo bardzo niska. Dlatego natężenie wiązki w cyklotronie przy przyspieszaniu jąder cięższych od cząstek α jest tak małe, że do niedawna zadanie, jakie sobie stawiano, ograniczało się do samego tylko otrzymania wiązki dostatecznie silnej, aby możliwe było stwierdzenie jej obecności.

Pierwsze próby przeprowadził Alvarez (1) w r. 1940 przy użyciu 37-calowego cyklotronu. Jony węglowe wprowadzane były do komory cyklotronu przez dopuszczanie do niej metanu (CH_4). Z danych cyklotronu wynikało, że końcowa energia jąder węglowych powinna wynosić 50 MeV. Wytworzona wiązka wprowadzana była do komory jonizacyjnej ze wzmacniaczem proporcjonalnym. Ze względu na zanieczyszczenie komory cyklotronu śladami helu pozostałymi po poprzednio prowadzonych pracach z przyspieszaniem cząstek α , jednocześnie z wiązką jonów $^{12}\text{C}^{6+}$ powstawała wiązka jonów $^4\text{He}^{2+}$, czyli cząstek α . Z naszych poprzednich rozważań wynika, że warunki rezonansowe w cyklotronie wystąpią dla obu tych rodzajów cząstek jednocześnie. W rzeczywistości maksimum rezonansowe dla jąder węglowych nie wypadnie zupełnie dokładnie w tym samym miejscu (tj. dla tych samych wartości v i H), co maksimum rezonansowe dla cząstek α . Wartości stosunku naboju do masy Z/m są bowiem dla obu tych cząstek bardzo bliskie, ale niezupełnie identyczne, wobec różnych wartości względnego odchylenia masy (packing fraction). Nabój elektryczny jądra węglowego jest ściśle 3 razy większy od naboju elektrycznego jądra helowego, natomiast stosunek masy jądra ^{12}C do masy jądra ^4He wynosi 2,998. Jednakże odstęp obu maksimum jest tak mały, że nawet przy nastawieniu cyklotronu na rezonans dla wiązki jąder węglowych wiązka ta jest znacznie słabsza od wiązki cząstek α . Dlatego konieczne okazało się pewne małe odstrojenie cyklotronu od tych warunków, co wprawdzie jeszcze bardziej osłabiło wiązkę jąder węglowych w sensie bezwzględny, ale pozwoliło stwierdzić jej obecność, dzięki stosunkowo większemu osłabieniu wiązki cząstek α .

Uzyskane przez Alvarę (1) natężenie wiązki wynosiło zaledwie około 500 jąder węglowych wchodzących na minutę, do komory jonizacyjnej. Impulsy z komory jonizacyjnej przekazywane przez wzmacniacz proporcjonalny na oscylograf dawały na ekranie oscylografu odchylenia 9 razy wyższe od odchyżeń obserwowanych przy wchodzeniu do tejże komory z tymże wzmacniaczem cząstek α polonu. Biorąc pod uwagę, że energia cząstek α z polonu wynosi około 5,4 MeV, a energia jąder węglowych wynosiła około 50 MeV, podany wyżej stosunek wysokości odchyżeń dobrze zgadza się z tym, czego należało oczekiwać jako efektu wywołanego przez cząstki o naboju równym 6 jednostkom elementarnym. Pomiarzy zasięgu pozwoliły stwierdzić, że zawarty jest on w granicach pomiędzy 6 a 11 cm normalnego powietrza. Według rachunku teoretycznego zasięg winien wynosić 8 cm.

Condit (2) przyspieszał w cyklotronie 60-calowym jądra węgla ^{12}C i jądra tlenu ^{16}O . Jądra węglowe przyspieszane były do energii 85 MeV, tlenowe zaś do energii 113 MeV. Słabe wiązki wypuszczane były przez okienko cyklotronu i wprowadzane do komory Wilsona, gdzie obserwowano ślady ich torów. Właściwym przedmiotem pracy były pomiary zasięgu w zależności od energii cząstek. Zależność zasięgu od energii dla jąder węglowych, znaną poprzednio tylko w zakresie małych zasięgów, tj. do 0,8 cm, Condit zbadał dla większych energii, ustalając trzy nowe punkty doświadczalne na krzywej zależności zasięgu od energii w przedziale 0,8—20 cm. Dla jąder tlenowych, dla których pomiary poprzednie doszły tylko do zasięgu 0,5 cm, Condit przeprowadził pomiary aż do zasięgu 18 cm. Poza tym fotografował ślady torów jąder węglowych i tlenowych przechodzących przez cienkie folie złote i przez warstewki celofanu wprowadzone do komory Wilsona. Na fotografiach tych występuje efekt rozproszenia prędkich cząstek jądrowych na wymienionych warstewkach pochłaniających.

York, Hildebrand, Putnam i Hamilton (3) zajęli się szczególnie zagadnieniem źródła jonów. Za pomocą tego samego cyklotronu 60-calowego otrzymywali jądra ^{12}C o energii 135 MeV i jądra cięższego izotopu węgla ^{13}C o energii 146 MeV. Najlepsze wyniki osiągnęli stosując łukowe źródło jonów, normalnie używane w cyklotronie, lub też źródło iskrowe typu, jakim posługują się spektrografiści przy badaniu widm atomów wielokrotnie zjonizowanych. Uzyskane wydajności wynosiły około 10^5 cząstek $^{12}\text{C}^{+++++}$ lub około 10^3 cząstek $^{13}\text{C}^{+++++}$ (z materiału wzbogaconego w ten izotop) na sekundę.

Tobias i Segrè (4) otrzymali ślady torów jąder węglowych w emulsji fotograficznej przy energii 96 MeV i przeprowadzili pomiary długości torów oraz zagęszczenia zaczernionych ziaren emulsji.

Dopiero jednak w r. 1950 w wyniku prac trwających przez cztery lata osiągnęli Miller, Purnam, Haymond i Rossi (5) wiązkę jąder węglowych (dla których ostatnio wchodzi w użycie nazwa „karbionów“) o natężeniu wystarczającym do wywołania dającej się stwierdzić reakcji jądrowej. Próby prowadzone z cyklotronem 60-calowym objęły przyspieszanie jąder ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O i ^{19}F . Wykrywalne natężenia udało się uzyskać dla karbionów ^{12}C i ^{13}C . Najlepsze wyniki dawało źródło jonów typu kapilarnego. Atomy węgla wprowadzane były do źródła jonów przez dopuszczanie do niego dwutlenku węgla. Przy pracy z karbionami ^{13}C zawartość izotopu ^{13}C wynosiła 50% całej ilości węgla.

Pomiary zasięgów w zależności od energii dokonane przez tych badaczy dały wyniki podane w poniższej tabelicy zawierającej również wartości przewidywane teoretycznie. Jak widać, zgodność między teorią a wynikami doświadczenia jest bardzo dobra.

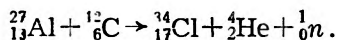
T a b l i c a

Cząstka	Energia		Zasięg	
	wartość zmierzona	wartość oczekiwana	wartość zmierzona	wartość oczekiwana
	MeV		mg/cm ² Al	
${}^4_2\text{He}$	$38,6 \pm 0,4$	38,6	158 ± 2	158
${}^{12}_6\text{C}$	$115 \pm 2,4$	116	$53,5 \pm 2$	54
${}^{13}_6\text{C}$	$122 \pm 2,5$	125	$55,5 \pm 2$	58

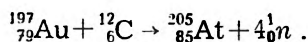
Natężenie wiązki wychodzącej przez okienko cyklotronu dochodziło do około 10^5 jąder ${}^{12}\text{C}$ lub 10^3 jąder ${}^{13}\text{C}$ na sekundę.

Jako tarcze do próbnych reakcji wybrano Al i Au, które w stanie naturalnym zawierają po jednym tylko izotopie (co ułatwia interpretację doświadczeń) i które można łatwo otrzymać w stanie bardzo czystym chemicznie. Reakcja $\text{Al} + \text{C}$ prowadzi do wytworzenia ${}^{34}\text{Cl}$, podlegającego przemianie β^+ i stosunkowo łatwego do wyodrębnienia w drodze chemicznej. Reakcja $\text{Au} + \text{C}$ daje w wyniku astat, pierwiastek naturalnie promieniotwórczy, wysyłający cząstki α .

Istotnie, po bombardowaniu tarczy Al karbionami ukazała się w niej aktywność β^+ , zanikająca z okresem 33 minut charakterystycznym dla ${}^{34}\text{Cl}$. Aktywność ta towarzyszyła chlorowi przy chemicznym wydzieleniu go z tarczy. Autorowie przypuszczają, że zachodzi tu reakcja:



Tarcza Au wykazywała po bombardowaniu aktywność α z okresem 24 minuty, co wskazuje na tworzenie się lekkiego izotopu astatu ${}^{205}\text{At}$, któremu ten okres jest właściwy. Reakcja przebiegała zapewne jak następuje:



Na podstawie uzyskanych aktywności można było, przy założeniu pewnych wartości przekrojów czynnych jąder Al i Au dla karbionów

danej energii, ocenić natężenie otrzymanej wiązki. Orientacyjny rachunek prowadzi do wniosku, że wiązka wewnątrz cyklotronu, którą można skierować na tarczę wewnętrzną, ma natężenie rzędu 10^8 karbionów/sec.

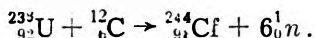
Próby z karbionami ^{13}C i z tarczą Al nie dały wyraźnych wyników. Tarcza Au po bombardowaniu karbionami ^{13}C wykazywała słabą aktywność. Pomiary czasu życia dały wyniki wskazujące na występowanie dwóch okresów półtrwania: 7 minut i 25 minut. Być może, że w reakcji $\text{Au} + ^{13}\text{C}$ tworzą się dwa izotopy astatu: ^{205}At (okres 24 minuty) i ^{203}At (okres 11 minut).

Doświadczenia kontrolne z takimi samymi tarczami, ale z cząstkami α zamiast karbionów dały wynik negatywny.

Sukces, jakim było stwierdzenie reakcji jądrowych wywołanych przez karbiony, zachęcił Seaborga i jego współpracowników Ghiorso, Thompsona i Streeta (6) do pracy nad zastosowaniem karbionów w dziedzinie, gdzie, jak się zdaje, mogą odegrać największą rolę, tj. w dziedzinie transuranów.

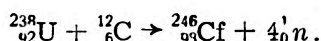
Płytki uranowe wymiaru 6×25 mm, grubości około 0,05 mm były bombardowane karbionami jako tarcze wewnętrzne. Po bombardowaniu uran był rozpuszczany w rozcieńczonym kwasie solnym zawierającym wodę utlenioną, po czym przeprowadzono wyodrębnienie frakcji transplutonowej za pomocą fluorku lantanu i wodorotlenku lantanu przez dwukrotne strącenie, a następnie przez zastosowanie metody wymiany jonowej w kolumnie adsorpcyjnej, w której stężony kwas solny użyty był do oddzielenia trójdatnych pierwiastków grupy aktywnoców od pierwiastków grupy ziem rzadkich.

Pierwiastki transplutonowe były przez odparowanie osadzane z roztworu w kwasie solnym w postaci nieważalnych warstewek na płytkach platynowych i wprowadzane do komory jonizacyjnej z 48-kanałowym analizatorem impulsów. W najbardziej udanym doświadczeniu w godzinę po zakończeniu 90-minutowego bombardowania rejestrowano około 50 cząstek α na minutę o energii $7,15 \pm 0,05$ MeV. Aktywność ta zanikała z okresem półtrwania 45 minut. Zarówno energia cząstek α , jak i czas życia emitującego je pierwiastka wyraźnie świadczą, że jest to kaliforn (^{248}Cf) wytworzony prawdopodobnie w reakcji



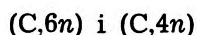
Kiedy wyżej wspomniana aktywność dostatecznie osłabła, można było obserwować cząstki emitowane z energią $6,75 \pm 0,05$ MeV, przy

czym odpowiadający tej emisji okres połowicznego zaniku wynosił około 35 godzin. W dalszych doświadczeniach prowadzonych metodą wymiany jonowej w celu oddzielenia poszczególnych aktynowców od siebie, obie aktywności, tj. zanikająca z okresem 45 minut i zanikająca z okresem 35 godzin, stwierdzane były w tej samej frakcji mającej zawierać kaliforn. Rozważania oparte na systematyce pierwiastków wysyłających cząstki α pozwalają autorom wnioskować, że źródłem cząstek α o energii 6,75 MeV i z czasem połowicznego zaniku 35 godzin jest izotop kalifornu ^{246}Cf powstający zapewne w reakcji



Zmierzony czas życia zgadza się z tym, czego należało oczekiwać dla izotopu parzysto-parzystego pierwiastka o liczbie atomowej 98, wysyłającego cząstki α o energii 6,75 MeV.

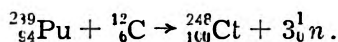
Wobec niepewności co do natężenia wiązki autorowie rezygnują z oceny przekrojów czynnych jąder uranowych w wyżej podanych reakcjach, zwracając jedynie uwagę, że wydajności obu reakcji, tj.



są tego samego rzędu.

Dalsze próby podjęte przez grupę pracowników kierowanych przez Seaborga miały na celu wytworzenie dwóch następnych pierwiastków transuranowych, które otrzymały już nazwy „aten“ ($Z = 99$) i „centur“ ($Z = 100$).

Centur powinien według przewidywań powstawać z reakcji zachodzącej w tarczy plutonowej bombardowanej karbionami ^{12}C :



Podobna reakcja, ale zachodząca w tarczy neptunowej, prowadziłyby do tworzenia się atenu.

Przeprowadzone próby wykazały, że wydajności wyżej podanych reakcji są, w każdym razie, bardzo małe. Prócz tego, z ekstrapolacji ogólnych reguł systematyki jąder promieniotwórczych α wynika, że należy oczekiwać u centuru czasu połowicznego zaniku poniżej 1 minuty, co uniemożliwia poddanie tarczy po bombardowaniu skomplikowanym operacjom chemicznym, przez które można by wyodrębnić centur.

Dlatego nie udało się dotychczas, jak to ostrożnie zaznacza Seaborg, stwierdzić z całą pewnością, że aten i centur rzeczywiście pow-

stają przy bombardowaniu tarczy neptunowej lub plutonowej karbionami.

Niemniej nie ulega wątpliwości, że karbiony, a zapewne również inne jądra o zbliżonych liczbach atomowych, przyspieszane w akceleratorach do wielkich energii, będą odgrywać coraz większą rolę w badaniach reakcji jądrowych i w ogóle w fizyce jądra atomowego.

Literatura

1. Alvarez, *Phys. Rev.* **58**, 192. (1940)
2. Condit, *Phys. Rev.* **62**, 301, (1942)
3. York, Hildebrand, Putnam, Hamilton, *Phys. Rev.* **70**, 446, (1946)
4. Tobias, Ph. D. Thesis, *University of California* (1941)
5. Miller, Purnam, Haymond, Rossi, *Phys. Rev.* **80**, 486, (1950)
6. Ghiorso, Thompson, Street, Seaborg, *Phys. Rev.* **81**, 154, (1951).

Kazimierz Rosiński

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Ugięcie elektronów biegnących pojedynczo

W historii badań nad właściwościami materii zaznaczył się w sposób szczególny rok 1924, kiedy to Louis de Broglie pozostając pod wpływem poglądów panujących wówczas w dziedzinie nauki o świetle¹⁾ wyraża takie oto wątpliwości: „W optyce w przeciągu stulecia odrzucaliśmy pogląd korpuskularny na korzyść falowego. Czy w teorii materii nie popełnia się przeciwnego błędu posługując się wyłącznie obrazem „cząstek“ a odrzucając obraz fal?”

W ten oto sposób poczęła się owa wielka koncepcja, w myśl której cząstki materialne obdarzone są właściwościami korpuskularnymi na równi z właściwościami falowymi. Właściwości korpuskularne cząstek charakteryzuje ich energia E oraz pęd p , a właściwości falowe — częstość drgań ν i tzw. długość fali materii λ . Przy tym:

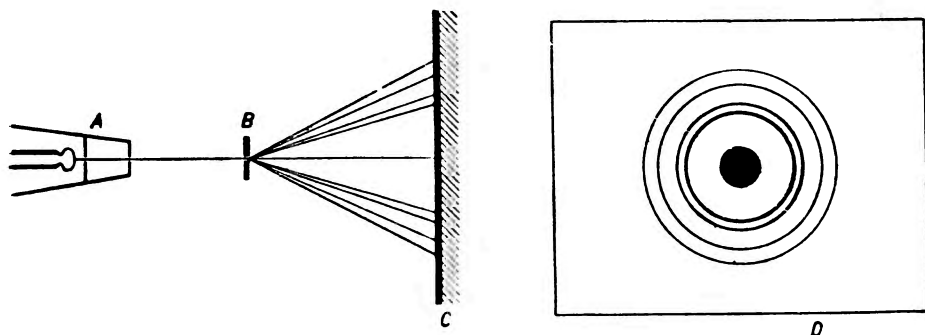
$$E = h\nu,$$

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad mv = p.$$

Naszkicowana wyżej de Broglie'owska hipoteza fal materii zyskała wspaniałe potwierdzenie doświadczalne najpierw w odniesieniu do strumieni cząstek niosących na raz wielką ich liczbę, a dopiero w ostatnich latach w odniesieniu do cząstek pojedynczych (elektrony). Wykazano mianowicie wówczas (Davisson i Germer w r. 1927 i inni), że wiązki elektronów, protonów a nawet całych atomów (obecnie także neutronów) wykazują zjawiska ugięcia na sieciach krystalicznych i interferencji zupełnie tak samo jak światło lub promienie X (rentgenowskie). Należy podkreślić, że już Davisson i Kunsman w latach 1921—1923 odkryli zjawisko ugięcia elektronów, ale nie umieli wtedy podać właściwej jego interpretacji. Dobrze znane są dzisiaj obrazy interferen-

¹⁾ Mowa tutaj o dualizmie korpuskularno-falowym; zjawiska optyczne (przynajmniej niektóre) można rozpatrywać z dwu stanowisk: korpuskularnego lub falowego dochodząc w wyniku do jednakowych wniosków.

cyjne dawane przez wiązkę elektronów ugiętą na kryształach, a otrzymywane metodą czy to Bragga, czy Lauego, czy wreszcie Debye'a-Scherrera (rys. 1), nie różniące się zupełnie od tych, które otrzymujemy tymi samymi metodami dla promieni X. Wspomniane wyżej doświadczenia miały niewątpliwie zasadnicze znaczenie dla ugruntowania i rozwoju panujących obecnie metod mechaniki kwantowej, nie stanowiły



Rys. 1

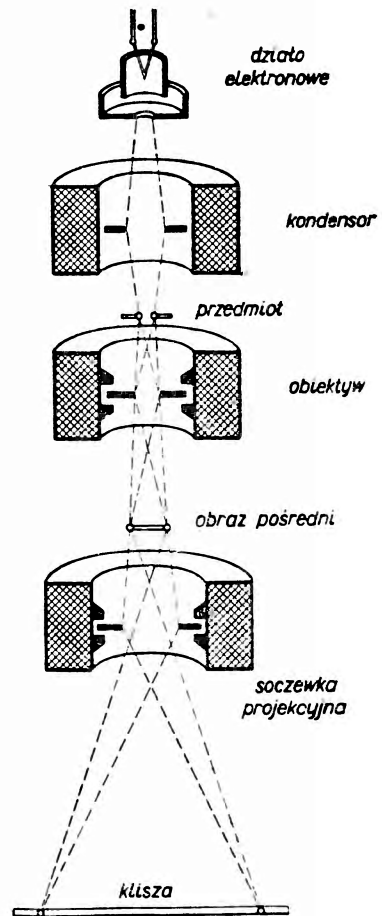
Ugięcie wiązki elektronów na kryształach: A — źródło wiązek elektronów; B — warstwa krystaliczna uginająca wiązkę; C — klisza fotograficzna; D — obraz na kliszy

jednak jeszcze dostatecznie przekonywającego dowodu na to, że to właśnie indywidualnemu elektronowi należy przypisać właściwości falowe. W opisanych doświadczeniach nie występują przecież elektrony pojedyncze, izolowane od otaczających je innych elektronów, ale całe ich zbiorowiska. Przeto obserwowane pierścienie dyfrakcyjne należy, być może, rozpatrywać jako wynik działań tłumnych wielkiej liczby elektronów. Wprawdzie obraz dyfrakcyjny nie zależy od natężenia padającej wiązki, nie usprawiedliwia to jednak ekstrapolacji, jaką się czyni wnioskując stąd, że i pojedynczo biegnące elektrony ulegałyby ugięciu dając owe tak charakterystyczne obrazy (rys. 1). Do niedawna nie znano doświadczenia, w którym obserwowano by obraz dyfrakcyjny pochodzący od indywidualnych elektronów. Dopiero w r. 1949 uczeni radzieccy L. B i b e r m a n n, N. S u s z k i n i W. F a b r i k a n t przeprowadzili tego rodzaju badania.

W tym celu posłużyli się oni magnetycznym mikroskopem elektronowym (rys. 2) typu EM100, w którym przeprowadzili szereg zmian, aby przystosować go do doświadczenia. Najtrudniejszym zagadnieniem eksperymentalnym był pomiar natężenia niezmiernie słabej wiązki elektronowej ulegającej ugięciu. Pomiar ten przeprowadzono stosując następującą metodę: najpierw wytwarzano wiązkę elektronów o natężeniu,

które można było zmierzyć za pomocą dostatecznie czułego galwanometru ($2,7 \times 10^{-11}$ A na działkę); mianowicie wprowadzono w bieg wiązki puszkę Faradaya połączoną z galwanometrem, który w ten sposób mierzył bezpośrednio natężenie wiązki elektronowej. Ta sama wiązka dawała następnie na kliszy wprowadzonej w jej bieg, po usunięciu puszkki Faradaya, obraz, którego wymiary można było powiększać (do 10 cm) przez odpowiednią regulację magnetycznej soczewki projekcyjnej mikroskopu. W ten sposób na jednej kliszy otrzymywano kilka obrazów o rosnącej stopniowo średnicy, przy czym, jak wykazało fotometryrowanie tych obrazów, zaczerńnienie w obrębie każdego z nich było równomierne. Dzieląc więc znane natężenie wiązki przez powierzchnię poszczególnych obrazów można było znaleźć odpowiadającą im gęstość elektronów w wiązce padającej. Na podstawie tych pomiarów wykreślano następnie dla danej kliszy krzywą zaczerńnienia wyrażającą zależność zaczerńnienia kliszy od gęstości padającego na nią strumienia elektronów, co pozwoliło objąć pomiarami wiązki elektronowe o natężeniu o pięć rzędów wielkości mniejszym od natężeń dających się zmierzyć za pomocą galwanometru.

Po tych pomiarach wstępnych zmniejszono znacznie natężenie wiązki i przy wyłączonych soczewkach otrzymywano na kliszy ślad wiązki, którego późniejsze badanie pozwalało znaleźć natężenie wiązki na podstawie uprzednio przygotowanej krzywej zaczerńnień. Następnie wprowadzano w bieg wiązki kryształki tlenku magnezu naniesione na błonkę kolodionową otrzymując na kliszy badany obraz dyfrakcyjny. Oczywiście wobec tego, że natężenie wiązki było bardzo małe, musiano stosować odpowiednio długie czasy ekspozycji oraz kontrolować stałość natężenia wiązki fotografując jej ślad powtórnie po zakończeniu doświadczenia.



Rys. 2

Schemat mikroskopu elektronowego magnetycznego. Linie przerywane oznaczają bieg elektronów przy włączonych soczewkach

Obrazy dyfrakcyjne w silnych wiązках otrzymywano zwykłym sposobem na kliszach o znacznie mniejszej czułości.

W sposób wyżej opisany uzyskano obrazy dyfrakcyjne wiązek, których natężenia różniły się prawie o osiem rzędów wielkości. Obrazy te były zasadniczo jednakowe. Pomiar natężenia najsłabszej z wiązek dał wartość $4,2 \cdot 10^3$ elektronów na sekundę. A więc elektrony przechodziły przez przyrząd w odstępach czasu wynoszących średnio $2,4 \cdot 10^{-4}$ sec, gdy tymczasem każdy z nich przebywał całą drogę w mikroskopie w czasie równym $8,5 \cdot 10^{-9}$ sec (pole przyspieszające = 72 kV).

Mamy przeto następujący obraz zjawiska: w pewnej chwili zjawia się w przyrządzie elektron, który w przeciągu $8,5 \cdot 10^{-9}$ sec przebiega całą drogę dając obraz dyfrakcyjny; następuje teraz przerwa trwająca średnio $2,4 \cdot 10^{-4}$ sec, a zatem 30 000 razy dłużej, aniżeli czas przelotu elektronu, po czym zjawia się następny elektron itd. Oczywiście w tych warunkach prawdopodobieństwo fluktuacji, w wyniku której przez przyrząd przebiegałyby równocześnie 2 elektrony jest, praktycznie biorąc, zerem.

Literatura

Л. Биберман, Н. Сушкин и В. Фабрикант, ДАН СССР, LXVI, 185 (1949).
Wiadomości ogólne: Э. В. Шпольский, Атомная Физика, Т. I.

Bronisław Buras

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Wytyczne I Kongresu Nauki Polskiej w dziedzinie fizyki

Prawie rok temu w dniach od 29 czerwca do 2 lipca obradował w Warszawie I Kongres Nauki Polskiej. Kongres podsumował z górną półtoraroczną pracę przygotowawczą w sekcjach i podsekcjach, uchwalił wytyczne dla rozwoju nauki polskiej i wysunął konieczność powołania Polskiej Akademii Nauk. Dziś, w związku z rozpoczęciem działalności Polskiej Akademii Nauk, warto przypomnieć prace Podsekcji Fizyki i wytyczne I Kongresu Nauki Polskiej w dziedzinie fizyki.

Podsekcja Fizyki tworzyła razem z Podsekcją Matematyki i Podsekcją Astronomii Sekcję Matematyki, Fizyki i Astronomii, której przewodniczącym był prof. S. Pieńkowski. W czasie swojej pracy Podsekcja pod przewodnictwem prof. S. Szczęniowskiego przedyskutowała podstawowe zagadnienia fizyki polskiej. Zanalizowała więc jej przeszłość i teraźniejszość, oceniła krytycznie dorobek naukowy, ujawniła wiele cennych pozycji stanowiących trwałą wkład fizyki polskiej w naukę światową, nakreśliła perspektywy rozwoju fizyki polskiej i starannie przedyskutowała zagadnienie planowania badań fizycznych w Polsce i zagadnienie kadr.

Najistotniejsze elementy tej pracy Podsekcji znalazły swoje odzwierciedlenie w referacie podsekcyjnym, a następnie sekcyjnym. Ten ostatni stanowił punkt wyjścia dyskusji podczas obrad Sekcji Matematyki, Fizyki i Astronomii w drugim i trzecim dniu Kongresu. Oto, co m. in. mówił o tej dyskusji Przewodniczący Sekcji, prof. S. Pieńkowski, podczas swego sprawozdania na trzecim plenarnym posiedzeniu Kongresu:

„Dyskusja w Sekcji była bardzo ożywiona. Referent sekcyjny (prof. S. Mazur — *przyp. B. B.*) zwrócił uwagę na konieczność skoncentrowania dyskusji na zagadnieniach planu badań naukowych i planu kształcenia kadr naukowych, spraw organizacyjnych związanych z poprzednio wymienionymi planami oraz planu wydawnictw naukowych. Szczególne znaczenie tych zagadnień wynika z faktu, że w okresie międzywojennym na skutek różnych przyczyn, a w szczególności wskutek ulegania wpływom idealistycznych koncepcji, wewnętrzna równowaga nauk matema-

tyczno-fizycznych została zachwiana. Przejawiło się to w matematyce w wyborze prawie wyłącznie abstrakcyjnych kierunków badań, w zupełnym zaniedbaniu kierunków mających zasadnicze znaczenie dla nauk przyrodniczych i techniki; w fizyce w rozdzieleniu badań teoretycznych od doświadczalnych i w oderwaniu fizyki od techniki. Plan rozwoju nauk matematyczno-fizycznych powinien zmierzać do przywrócenia równowagi tych nauk, do przyspieszenia ich rozwoju oraz do przystosowania nauk matematyczno-fizycznych do wypełnienia zadań, które postawił przed nimi plan 6-letni. Plan badań powinien uwzględnić konkretne środki, których zastosowanie umożliwi realizację wymienionych celów“.

A nieco dalej: „Dyskusja wykazała, że znaczna większość obecnych pragnie realizować zadania, które stanęły przed naukami matematyczno-fizycznymi na obecnym etapie historycznym. Większość przemówień świadczyła o tym, że zasada zespołowości i planowości badań oraz planowania i kształcenia nowych kadr naukowych została przyjęta przez przeważającą część pracowników naukowych. Niektóre głosy w dyskusji świadczą, że idealistyczne pojmowanie fizyki i matematyki dotąd może jeszcze nie wygasło. Przemówienia te spotkały się z należytą krytyką, która została ogólnie przyjęta“.

Prace Podsekcji Fizyki oraz dyskusja na Kongresie doprowadziły do sformułowania wniosków dotyczących najbardziej istotnych zagadnień organizacyjnych fizyki polskiej. Przyjrzyjmy się tym wnioskom nieco bliżej.

Pierwszy z nich dotyczy zagadnienia koncentracji wysiłku. Oto jego dosłowne brzmienie:

Pragnąc przyspieszyć rozwój fizyki w powiązaniu z potrzebami planu 6-letniego fizycy polscy uważają za konieczne skoncentrowanie wysiłku naukowo-badawczego w ciągu najbliższych lat w następujących trzech działach mających wielkie znaczenie gospodarcze, a które podają w charakterze wytycznych:

I. Fizyka ciała stałego (zwłaszcza w kierunku badań strukturalnych elektronowych i rentgenowskich, fizyki półprzewodników, piezoelektryków i dielektryków oraz materiałów magnetycznych).

II. Fizyka jądra atomowego (zwłaszcza w kierunku stworzenia podstaw do produkcji w skali laboratoryjnej izotopów promieniotwórczych, spektroskopii mas, rozdzielania izotopów trwałych i fizyki radioizotopów).

III. Fizyka atomowo-molekularna (zwłaszcza w kierunkach: spektroskopii technicznej, spektroskopii podczerwieni, fotoluminescencji i badania wyładowań w gazach).

Prace naukowo-badawcze w wymienionych dziedzinach powinny łączyć w sobie elementy teoretyczne, doświadczalne i zastosowań praktycznych (zwłaszcza technicznych); w realizacji ich powinni brać udział zarówno fizycy doświadczalnicy, jak i teoretycy.

Uprawiane obecnie w Polsce inne kierunki badań i badania specjalne, mające aktualne i istotne znaczenie (dotyczące np. akustyki, ultraakustyki, mikrofal i fotometrii) należy nadal rozwijać.

Treść tego wniosku jest bardzo bogata. Zwróćmy uwagę tylko na najistotniejsze elementy. Stawiając wyraźnie sprawę kontynuowania, rozwijania i wzmacniania obecnie uprawianych w Polsce kierunków wniosków wysuwa na plan pierwszy trzy główne kierunki badań, które muszą ulec wielokrotnej intensyfikacji.

Pierwszy z tych kierunków to fizyka ciała stałego. Znaczenie badań w tej dziedzinie dla techniki, dla naszego przemysłu nie wymaga uzasadnienia. Jednocześnie jednak musimy stwierdzić, że — praktycznie rzecz biorąc — fizyka ciała stałego (poza bardzo nielicznymi wyjątkami) nie jest w Polsce uprawiana. To niewątpliwe zaniedbanie ze względu na dobro zarówno samej fizyki, jak i jej ścisłego powiązania z techniką, musi być zlikwidowane przede wszystkim. Poważny wysiłek w tym kierunku powinni podjąć zarówno doświadczalnicy, jak i teoretycy. Jeśli tu i ówdzie spotykamy jeszcze prace doświadczalne z zakresu fizyki ciała stałego, to prawie zupełnie nie spotykamy prac teoretycznych z tej dziedziny. Fizyka ciała stałego jest zaś dziedziną, w której w większym stopniu niż w innych trudniej jest pracować doświadczalnie bez pomocy kierującej teorii, bez współpracy teoretyków. Toteż realizując uchwały I Kongresu Nauki Polskiej należy zwrócić baczną uwagę na kształcenie fizyków teoretyków w dziedzinie fizyki ciała stałego i w ściśle z nią związanej fizyce statystycznej.

Drugi z wymienionych we wniosku głównych kierunków to fizyka jądra atomowego. Przed tym kierunkiem badań otwarte są, jak wiemy, olbrzymie perspektywy zarówno w dziedzinie badania zjawisk elementarnych, jak i praktycznych zastosowań. Zdajemy sobie jednak jednocześnie sprawę, że dziedzina ta wymaga większych inwestycji niż inne, wymaga licznych kadr pracowników naukowych. Toteż we wniosku zwrócono uwagę głównie na te możliwości rozwoju, które są w naszych warunkach realne. Na plan pierwszy wysunięto stworzenie podstaw do produkcji izotopów promieniotwórczych w skali laboratoryjnej. Pozwoli to na kształcenie kadr w dziedzinie fizyki jądra atomowego w ogóle, a fizyki radioizotopów w szczególności, ponadto zaś stworzy możliwości bezpośredniego zapoznania się z metodyką badań za pomocą promieniotwórczych izotopów znaczonych, badań mających coraz to większe i rozleglejsze zastosowanie w technice i naukach przyrodniczych, a u nas zupełnie nie wykorzystywanych. Wobec tego, że również istotna jest metodyka badań za pomocą niepromieniotwórczych izotopów

znaczonych, we wniosku widnieje *explicite* spektroskopia mas i rozdzielanie izotopów trwałych. Aspekty zastosowań praktycznych fizyki jądra atomowego mogłyby jednak doprowadzić do wąskiego praktycyzmu, gdyby jednocześnie nie prowadzono badań nad zjawiskami elementarnymi w tej dziedzinie, gdyby nie prowadzono prac teoretycznych jądrowych. Niestety, podobnie jak w fizyce ciała stałego, tak i tu nie ma w zasadzie prac teoretycznych z zakresu fizyki jądrowej. Zagadnieniem wielkiej wagi jest więc nie tylko budowa aparatury do badań jądrowych, nie tylko kształcenie kadr fizyków-doświadczalników specjalizujących się w fizyce jądrowej oraz prowadzenie badań doświadczalnych w tej dziedzinie, ale również powiązanie teorii z doświadczeniem przez kształcenie kadr teoretyków-jądrowców i prowadzenie prac teoretycznych z zakresu fizyki jądra atomowego.

Trzeci z głównych kierunków wymienionych we wniosku to fizyka atomowo-molekularna. W tej dziedzinie nasz dorobek jest dość znaczny. W danym etapie chodziłoby głównie z jednej strony o ściślejsze powiązanie z techniką, z zastosowaniami, z drugiej zaś strony o powiązanie prac doświadczalnych z teoretycznymi. Ponadto istotną byłaby intensyfikacja lub rozpoczęcie prac w niektórych specjalnie obecnie ważnych dziedzinach, jak np. w zakresie spektroskopii podczerwieni lub badania wyładowań w gazach.

Zagadnienie koncentracji wysiłku w wymienionych trzech kierunkach badań i wzmocnienia badań w innych kierunkach wiąże się ściśle z zagadnieniem specjalizacji istniejących ośrodków fizyki. Dyskusje w Podsekcji i na Kongresie wykazały w sposób przekonywający, że w celu usprawnienia rozwoju prac badawczych konieczna jest silna polaryzacja zainteresowań poszczególnych ośrodków, konieczne jest skupienie wysiłku danego ośrodka na jednym, dwóch wybranych kierunkach badawczych. Rozpraszenie sił w różnych kierunkach prowadzi do spłyceńcia badań, przyczynkarstwa, utrudnia pracę zespołową, nie pozwala na pełne wykorzystanie sprzętu, o który u nas tak trudno. Toteż w trzecim wniosku czytamy m. in.:

Komitet Fizyczny (P. A. N. — *przyj.* B. B.) powinien przede wszystkim opracować plan badań fizycznych w myśl wytycznych zawartych we wniosku I i ustalić dla istniejących ośrodków fizyki kierunek specjalizacji.

Jak widać, zagadnienie kierunków badań i specjalizacji wiąże się ściśle z planowaniem badań. Rolę planującą badania spełniać ma Polska Akademia Nauk, jak o tym mówi wniosek drugi:

Celem planowego zrealizowania postawionego wniosku (pierwszego — *przyp. B. B.*) konieczne jest:

- a) szybkie powołanie komitetu fizycznego przy Polskiej Akademii Nauk, który by pełnił rolę planującą i koordynującą badania naukowe oraz dbał o właściwe wykorzystanie kadr naukowych;
- b) wielokrotne zwiększenie kadr naukowych;
- c) poważne zwiększenie bazy materialnej placówek naukowo-badawczych fizyki;
- d) faktyczne uruchomienie instytutów uczelnianych.

Oczywiście obok instytutów uczelnianych możliwie szybko powinien (jak o tym mówi m. in. wniosek 3) być utworzony instytut fizyki Polskiej Akademii Nauk. Ponadto potrzebny jest również instytut fizyki technicznej.

Zagadnienie kadr, o którym poprzednio wspomniano, stanowiące olbrzymią troskę wszystkich fizyków, szeroko dyskutowane na zebraniach Podsekcji i Kongresie, zostało uznane za jedno z dominujących; poświęcono mu specjalny punkt, który głosi:

W zakresie kształcenia i doskonalenia kadr naukowych fizycy uważają za słuszne ogólne wytyczne zawarte w referacie Podsekcji Kształcenia i Doskonalenia Kadr Naukowych i wysuwają następujące wnioski:

a) tematyka prac magisterskich i aspiranckich oraz stypendia naukowe powinny być instrumentem kierowania kadr naukowych na drogę specjalizacji w wymienionych poprzednio kierunkach badań;

b) aspirantura w Związku Radzieckim oraz wymiana naukowców w kraju i za granicą powinna być w sposób planowy wyzyskana przede wszystkim do kształcenia i doskonalenia kadr naukowych w specjalnościach deficytowych i wchodzących w skład wymienionych poprzednio kierunków;

c) celem powiązania fizyki z innymi naukami i techniką powinna być w szerokim zakresie wyzyskana tzw. aspirantura łączona;

d) celem powiązania pracy naukowo-badawczej w dziedzinie fizyki z potrzebami gospodarki narodowej konieczne jest utrzymywanie stałego i ścisłego kontaktu między ośrodkami fizycznymi a instytutami naukowo-badawczymi oraz laboratoriami większych zakładów przemysłowych;

e) kształcenie i doskonalenie kadr naukowych powinno obejmować również fizyków zatrudnionych bezpośrednio w gospodarce narodowej. Komitet fizyczny powinien rozważyć możliwość kształcenia zaocznego, zwłaszcza absolwentów studium trzyletniego;

f) konieczne jest planowe szkolenie pracowników naukowo-technicznych; praca tych pracowników w instytutach naukowych powinna być dla nich drogą do awansu społecznego, a oni sami powinni być objęci akcją ruchu racjonalizatorskiego.

Ostatni wniosek dotyczy uaktywnienia czasopism *Acta Physica Polonica* i *Postępy Fizyki* oraz opracowania i wydania podstawowych podręczników fizyki dla różnych specjalności.

Jak widać z tego pobieżnego przedstawienia, I Kongres Nauki Polskiej ustalił konkretne wytyczne dla rozwoju fizyki w Polsce. Przed Polską Akademią Nauk stoi zadanie dalszej konkretyzacji tych wytycznych, przekształcenia ich w plan badań fizycznych. W tej pracy musimy Akademii pomóc, wziąć udział w pracach nad planem i realizować już obecnie wytyczne Kongresu.

Trzecie Wszechzwiązkowe Obrady Luminescencyjne w Moskwie

W dniach od 15 do 20 czerwca 1951 r. odbyły się w Moskwie Trzecie Wszechzwiązkowe Obrady poświęcone teorii i zastosowaniom zjawisk luminescencyjnych. Konferencja ta została zwołana zgodnie z planem zmarłego w styczniu 1951 r. S. W a w i ł o w a, założyciela i kierownika radzieckiej szkoły luminescencyjnej. Celem konferencji było podsumowanie prac krajowych i omówienie ważniejszych osiągnięć zagranicznych z okresu ostatnich trzech lat dzielących obecną konferencję od poprzedniej (maj 1948).

Zjawiskiem charakterystycznym dla problemów luminescencyjnych jest wielkie, wzrastające z każdym rokiem zainteresowanie tymi obradami wśród specjalistów różnych gałęzi wiedzy, łączące szerokie kręgi fizyków, chemików, inżynierów zajmujących się problemami oświetlenia, medyków, biologów i geologów. Ożywione dyskusje świadczyły o tym, że rosnące i krzepnące kadry specjalistów z dziedziny luminescencji nawiązały głęboki kontakt z życiem naukowym w zakresie innych specjalności, z życiem gospodarczym i kulturalnym społeczeństwa, co gwarantuje im dalszy bogaty rozwój, wzrost zrozumienia przez społeczeństwo ważności ich prac i dopływ nowych sił twórczych.

Postać S. W a w i ł o w a, jego osiągnięcia naukowe i organizacyjne, zaznaczyły się dominująco w przebiegu i treści zebrań konferencji. Referat wstępny W. L e w s z y n a pt. „Siergiej Iwanowicz W a w i ł o w — założyciel i kierownik radzieckiej szkoły luminescencyjnej“ zawierał przegląd osiągnięć naukowych W a w i ł o w a w zakresie rozwoju wiedzy o luminescencji. Przede wszystkim omówione zostały jego prace nad poznaniem energetyki tych zjawisk. Badania wydajności kwantowej stwierdzające jej znaczne niekiedy wartości — stałość w szerokim przedziale widmowym i szybki spadek począwszy od wyraźnie zdefiniowanej granicy długofalowej, prześledzenie zależności wydajności od wpływu różnych czynników zewnętrznych — doprowadziły do nowego, pogłębionego sformułowania podstawowego w tej dziedzinie prawa S t o k e s a.

Wyczerpujące studia nad zjawiskami występującymi przy wzroście stężenia substancji fluoryzującej w roztworach wskazały na istnienie indukcyjnego sprzężenia rezonansowego pomiędzy cząsteczkami znajdującymi się w roztworach. Dzięki tym badaniom W a w i ł o w ujął zjawiska stężeniowe w teorię dającą jednolity pogląd na całość, przypisując środowisku istotną rolę w mechanizmie przemian energetycznych.

Badania polaryzacji luminescencji stanowiły drugi dział badań W a w i ł o w a. Już w pierwszych swych pracach dał on główne zarysy teorii polaryzacji luminescencji oraz wskazał praktyczne metody badań stanu ciekłego materii przez obserwację zmian stopnia polaryzacji fluorescencji cząsteczek znajdujących się w roztworach. Multipolowość elementarnych oscylatorów i ich rozmieszczenie przestrzenne stały się dostępne badaniu dzięki metodom opracowanym przez W a w i ł o w a.

Trzeci dział pracy dotyczył czasowego przebiegu procesów emisji, badanego na przykładach substancji organicznych, soli uranylowych ziem rzadkich i in., oraz związku pomiędzy procesami krótkotrwałymi i długotrwałymi.

Poza pracami własnymi W a w i ł o w był inspiratorem i kierownikiem radzieckiej szkoły luminescencyjnej, zajmującej przodujące miejsce w nauce światowej. Inicjatywa W a w i ł o w a nie ograniczała się do badań teoretycznych. Był on zawsze rzecznikiem ścisłego zespolenia nauki z życiem gospodarczym. Organizując i inspirując badania luminescencyjne w ZSRR zawsze kładł on wielki nacisk na zastosowania praktyczne. Dzięki niemu zajęto się wcześniej produkcją lamp luminescencyjnych, rozwinęła się analiza luminescencyjna, opracowano zastosowania zespołów świecących.

Śmierć W a w i ł o w a była bolesnym ciosem dla wszystkich pracujących w dziedzinie luminescencji.

Członek korespondent Akademii Nauk ZSRR T. K r a w i e c przedstawił w swoim referacie o życiu i działalności S. W a w i ł o w a historię rozwoju jego zainteresowań naukowych, w której dużą rolę odegrał nauczyciel W a w i ł o w a, znany fizyk rosyjski, P. L e b i e d i e w. Analizując pierwsze prace W a w i ł o w a referent uwidoczniał wpływ warunków, w których kształtował się uczony, i jego pierwszych przeżyć naukowych na dalszą jego działalność twórczą. W a w i ł o w łączył w sobie wielostronny talent pedagogiczny, popularyzatorski, historyczny, filozoficzny oraz organizatorski. Był on naukowym kierownikiem wielu instytucji, wreszcie — prezydentem Akademii Nauk ZSRR.

W części poświęconej właściwym obradom wygłoszono na 11 posiedzeniach około 50 referatów dotyczących następujących głównych działów:

- a) świecenia molekularnego ciał w fazie gazowej, ciekłej i stałej (13 referatów),
- b) świecenia fosforów krystalicznych (16 referatów),
- c) analizy luminescencyjnej i innych zastosowań luminescencji (10 referatów),
- d) luminescencyjnych źródeł światła i ich zastosowań (9 referatów).

a) Luminescencją par złożonych cząsteczek organicznych zajmował się B. Nieporent. Badanie świecenia par jest szczególnie ważne dla zrozumienia przemian energii pobudzenia zachodzących wewnątrz cząsteczki, gdyż wpływ otoczenia w tych warunkach może być dowolnie zmniejszony lub zmieniony. Na podstawie analizy danych doświadczalnych referent stwierdził, że rozmyty charakter widm luminescencji i absorpcji jest wywołany głównie przez oddziaływania wewnątrz cząsteczki a nie przez wpływ ośrodka, jak można by przypuszczać na podstawie badania widm roztworów. W zależności od szybkości rozdziału energii wzbudzenia pomiędzy stopnie swobody cząsteczki, która to szybkość wpływa w sposób zasadniczy na charakter widm, można dokonać klasyfikacji obserwowanych cząsteczek.

Przy stosunkowo małych prawdopodobieństwach wewnątrz molekularnego rozdziału energii, wynikających ze słabego sprzężenia stanów oscylacyjnych i elektronowych cząsteczki, obserwuje się symetrię zwierciadlaną pomiędzy widmami absorpcji i emisji wyrażonymi w skali częstości, świadcząca o niezależności szerokości pasm od częstości przejścia elektronowego.

Jeśli sprzężenie jest silne i wobec tego prawdopodobieństwo rozdziału energii duże, wówczas szerokość pasm jest proporcjonalna do kwadratu częstości przejścia elektronowo-oscyłacyjnego, co wyraża się w symetrii zwierciadlanej widm absorpcji i emisji w skali długości fali. Złożone cząsteczki organiczne należy według referenta rozpatrywać jako układy statystyczne o wielkiej liczbie stopni swobody.

A. Terenin i A. Kariakin badali uczuloną fluorescencję w parach akrydyny i naftalenu stwierdzając, że wzrost wydajności świecenia akrydyny nie jest związany ze stwierdzonym przez Nieporenta odbieraniem nadmiaru energii oscylacyjnej od cząsteczki pobudzonej (przez dodanie obcych par), a polega na przekazywaniu energii z cząsteczek naftalenu na cząsteczki akrydyny, dosyć słabo pochłaniającej bezpośrednio światło pobudzające.

M. Gałanin w pracy swojej na temat gaszenia i uczulania fluorescencji roztworów przez substancje pochłaniające rozwinął myśl Wawiłowa o migracji energii od cząsteczek pobudzonych do niepobudzonych, wynikającej z indukcyjnego sprzężenia rezonansowego, istniejącego pomiędzy nimi przy odpowiednio

małych odległościach wzajemnych. Według autora migracja energii zachodzi nie tylko pomiędzy cząsteczkami identycznymi, lecz również w przypadku znacznych różnic budowy chemicznej partnerów, jeżeli tylko ich widma absorpcji i emisji odpowiednio na siebie zachodzą. Jeśli do roztworu fluoryzującego dodać substancję nie fluoryzującą, lecz silnie pochłaniającą światło, wówczas oprócz zwykłej reabsorpcji, dającej się z góry przewidzieć, obserwuje się dodatkowe osłabienie fluorescencji. Powodem tego dodatkowego spadku wydajności, któremu towarzyszy skrócenie czasu trwania stanu wzbudzonego (mierzone za pomocą fluorymetru) jest właśnie migracja energii. Gdy dodana substancja zdolna jest do fluorescencji, sprzężenie rezonansowe powinno prowadzić do fluorescencji uczulonej o większej wydajności. Staranna analiza materiału doświadczalnego pozwoliła autorowi na stwierdzenie w badanym przypadku istnienia fluorescencji uczulonej.

Zagadnieniem wygaszania tlenowego fluorescencji cząsteczek zaadsorbowanych zajmował się A. Kariakin. Badając pochodne akrydyny stwierdził on, że możliwość wygaszania fluorescencji jest w tym przypadku ściśle związana ze zdolnością fosforyzowania, świadcząca o istnieniu stanu metatrwałego cząsteczki. Autor uzyskał zgodność pomiędzy teoretycznym obliczeniem czasu trwania stanu wzbudzonego na podstawie gaszenia a fluorymetrycznymi pomiarami tego czasu.

Następna grupa referatów dotyczyła jednego z głównych problemów luminescencji: powiązania budowy chemicznej cząsteczek organicznych z ich zdolnością do luminescencji i charakterem widma.

W. Lewszyn przedstawił pracę wykonaną wspólnie z T. Tarasową o wpływie temperatury na absorpcję i emisję złożonych cząsteczek organicznych (pochodnych akrydyny). Stwierdzono zależność ogólnej budowy widma od symetrii cząsteczek. Dla cząsteczek symetrycznych obserwowano w niskich temperaturach dwa maksima absorpcji (w widzialnej części widma i w dalekim nadfiolecie). W przypadku cząsteczek niesymetrycznych występowało trzecie pasmo absorpcji położone pośrednio i zanikające szybko przy podwyższaniu temperatury. Analizując widma związków posiadających podwójne jądra akrydynowe stwierdzono addytywność oddziaływania ich w przypadku absorpcji. Lepkość roztworu jest według autora głównym czynnikiem powodującym zmiany temperaturowe wydajności świecenia.

Roztwory stałe wielopierścieniowych związków aromatycznych szeregu pyrenu w temperaturze ciekłego powietrza lub azotu badali E. Szpolski i A. Ilina porównując je pod względem optycznych właściwości z roztworami związków o tej samej liczbie pierścieni w innych układach strukturalnych. W jednym z badanych roztworów stwier-

dzono rozszerzenie się pasma widma przy przejściu do pobudzenia falami krótszymi, analogiczne do zaobserwowanego przez Terenina, Wartaniana i Nieporenta w przypadku par aniliny.

Ustalenie zależności pomiędzy charakterem właściwości optycznych a strukturą chemiczną cząsteczek organicznych jest wciąż jeszcze problemem otwartym, wymagającym zebrania większego materiału eksperymentalnego.

N. Izmailowa i W. Kremer zajęli się wpływem rozpuszczalnika na widma i wydajność luminescencji kwasu salicylowego i rodaminy B. Autorzy stwierdzili, że w roztworze istnieje charakterystyczna dla każdego rozpuszczalnika równowaga pomiędzy cząsteczkami niezdysojowanymi i zdysojowanymi. Widma i wydajność świecenia roztworów są wynikiem nakładania się właściwości obu form. Przy tym rozpuszczalnik w rozmaity sposób oddziałuje na obojętną i zjonizowaną cząsteczkę. Widma w rozpuszczalnikach niepolarnych zasadniczo różnią się od widm w roztworach polarnych. Niewielki dodatek rozpuszczalnika polarnego do rozpuszczalnika obojętnego powoduje zasadniczą zmianę charakteru widma.

B. Piatnicki badał wpływ niskich temperatur na fosforescencję benzenu i jego prostych pochodnych. Zaobserwowane fakty ujęte zostały w stosunkowo proste wyrażenia analityczne.

Założenie oddziaływań rezonansowych pomiędzy cząsteczkami tworzącymi kryształ posłużyło A. Dawydowowi do rozwinięcia teorii luminescencji kryształów molekularnych. Na podstawie tego założenia autor wyjaśnia zmianę widma absorpcji i luminescencji w przejściu od cząsteczek izolowanych w stanie gazowym do kryształu. Przyjęcie sprzężenia rezonansowego pozwala również wyjaśnić migrację energii wzbudzenia wewnątrz siatki krystalicznej i powstawanie specjalnych „krystalicznych” stanów wzbudzonych, jak również brak wygaszania stężeniowego i szereg innych własności luminescencji kryształów.

Eksperymentalnym badaniem tych właściwych kryształow i poziomów energetycznych zajmował się A. Pritchotko. Zestawiając widma absorpcji kryształów, roztworów stałych i par dla szeregu związków organicznych (benzen, antracen, fenantren, naftalen) stwierdził on, że w przypadku widm kryształów występują silnie spolaryzowane pasma i linie nie mające swych odpowiedników w widmach roztworów i par. We fluorescencji kryształów bardziej prawdopodobne są przejścia z poziomów „krystalicznych”. Dzięki tej obserwacji można rozróżniać fluorescencję czystych kryształów i świecenie zawartych w nich domieszek.

A. Sewczenko badał widma i proces wyświecania luminescencji związków uranylowych. Korzystając z widm absorpcji w podczerwieni autor stwierdził zmienność kształtu jonu uranylowego w różnych zespołach chemicznych. Szczególną uwagę zwrócił on na zależność widm luminescencji od ilości wody krystalizacyjnej w kryształach. Wymiana zwykłej wody krystalizacyjnej na wodę ciężką spowodowała silne zmiany struktury widm. Na tej podstawie wprowadzony został wniosek o podstawowej roli siatki krystalicznej w tworzeniu struktury widma. Jedynie nieznaczna część linii jest według autora związana z przejściami pomiędzy elektronowo-oscylacyjnymi poziomami energetycznymi jonu uranylowego, co sprzeciwia się dotychczas przyjętym schematom. Dla większości badanych związków uranylowych stwierdzona została poza tym równoległość pomiędzy spadkiem wydajności świecenia i skróceniem czasu trwania stanu wzbudzonego. Fakt ten świadczy o wygaszaniu cząsteczek wzbudzonych.

B. Gordon referował swoje badania nad wpływem hydrolizy na widma luminescencyjne soli uranylowych stwierdzając, że widmo zamrożonych roztworów soli uranylowych o anionach nie tworzących kompleksów pochodzi od dwóch kationów $UO_2 OH^+$ i UO_2^{++} . W przypadku siarczanu wskutek daleko posuniętej hydrolizy fluoryzuje tylko $UO_2 OH^+$; to samo zachodzi i dla innych soli w temperaturze pokojowej.

A. Sewczenko i A. Moraczewski dokonali syntezy szeregu związków organicznych zawierających atomy ziem rzadkich (europ i samar) i badali ich charakterystyki optyczne. Liniowe widmo emisji świadczy o tym, że wypromieniowanie energii zachodzi w tym przypadku za pośrednictwem atomów ziem rzadkich, absorbuje zaś przeważnie organiczna część kompleksu. Przekazywanie energii nie zależy od długości fali światła pobudzającego.

b) Drugim obszernym tematem obrad były zagadnienia świecenia fosforów krystalicznych.

W. Antonow-Romanowski na podstawie interpretacji uzyskanego materiału doświadczalnego doszedł do wniosku, że światło może oddziaływać na fosfor w sposób trojaki: magazynując w nim energię w postaci sum świetlnych, wygaszając fosforescencję lub wzmacniając jej chwilowe natężenie. Oddziaływania te mogą być nawet równoczesne, a ich stosunek wzajemny zależy od długości fali światła padającego na fosfor. Nagromadzona w fosforze suma świetlna jest w pewnym stopniu wyrazem równowagi pomiędzy działaniem pobudzającym i wyświecającym promieniowania pierwotnego. Założenie wyświecającego oddziaływania promieniowania pobudzającego umo-

żliwiło autorowi wyjaśnienie początkowych maksimów na krzywych czasowych zaniku fosforescencji niektórych substancji. Oddziaływanie to również wyjaśnia anomalne zapełnienia pułapek różnych głębokości w zależności od temperatury.

F. Wergunas badała gaszenie termiczne i fotoprzewodnictwo aktywowanego siarczku cynku. Aktywatorami były: cynk, miedź i mangan. Stwierdzone zostało, że w przypadku $ZnS \cdot Cu$ i $ZnS \cdot Mn$ istnieją dwie wartości energii aktywacji, związane z dwoma sposobami zamiany energii pobudzenia w ciepło. Energia aktywacji wyznacza temperaturę początkową, od której rozpoczyna się gaszenie termiczne.

Referat F. Klementa był poświęcony powiązaniu charakterystyk widmowych i zjawiska gaszenia w fosforach krystalicznych. Na podstawie swojej pracy autor wykazał, że oddziaływanie głównych czynników gaszących (wzrost temperatury i stężenia aktywatora) ma jednakowy wpływ na charakterystyki optyczne fosforów krystalicznych. W ten sposób różne rodzaje gaszenia referent sprowadza do gaszenia termicznego. W szczególności gaszenie stężeniowe wiąże się z obniżeniem energii aktywacji przejścia bezemisyjnego. Jest to zgodne z obserwowanym zjawiskiem zmniejszania się optymalnych koncentracji aktywatora ze wzrostem temperatury fosforu. Natomiast w miarę spadku ilości defektów siatki krystalicznej wartość optymalnej koncentracji rośnie.

N. Tołstoj w pracy wykonanej łącznie z W. Archangielską i A. Boncz-Brujewiczem zajmował się badaniem pierwszych stadiów relaksacji stanów wzbudzonych fosforów krystalicznych i półprzewodników stosując pobudzenie świetlne i elektro-nowe. W przypadku siarczku cynku aktywowanego w różnym stopniu miedzią autorzy doszli do przekonania, że prosty bimolekularny schemat nie wystarcza do przedstawienia obserwowanych zjawisk. Stwierdzili oni przy tym, że rozmaitość przebiegu procesów relaksacyjnych może być sprowadzona do różnic w gęstościach przestrzennych pobudzenia. Przy wzroście temperatury natomiast zmiana w natężeniu światła pobudzającego prawie nie odbija się na przebiegu czasowym relaksacji, a zależność opisująca ten przebieg przechodzi z hyperbolicznej w zbliżoną do wykładniczej. Przebieg czasowy fotoprzewodnictwa obserwowany dla kryształów siarczku kadmu dał się w prostszych przypadkach wyrazić jako pochodna czasowa funkcji natężenia luminescencji.

A. Rusanowa na podstawie badań rentgenoluminescencji i aktywowanego siarczku cynku zauważyła, że promienie Roentgena wzbudzają przeważnie poziomy energetyczne odpowiadające samoaktywacji cynkiem, a ultrafiolet silniej wzbudza poziomy związane

z obecnością właściwego aktywatora. Wydajność luminescencji była bliska 25%. Autorka wskazała nową klasę luminoforów — tlenosiarczki cynku.

E. Pucejko badała kryształy siarczku kadmu pod względem absorpcji światła i czułości fotoelektrycznej. W pracy swojej główną uwagę zwróciła autorka na selektywne maksimum czułości fotoelektrycznej w okolicy 520 m μ , gdzie absorpcja siatki krystalicznej jest niewielka. Maksimum to jest według autorki spowodowane obecnością elektronów na lokalnych poziomach zanieczyszczeń, dających się wykryć metodą kondensatora przy dodatkowym oświetlaniu kryształu. Odpowiednie pasma zostały również stwierdzone w widmie absorpcji.

Haloidki ziem alkalicznych omówione zostały w referacie M. Kaca o mechanizmie luminescencji nadfioletowej kryształów naświetlanych promieniami Roentgena oraz w referacie I. Parfianowicza o mechanizmie rozbłysków i naturze poziomów „błyskowych“ w fosforach tego typu pobudzanych promieniami Roentgena. Zależnie od głębokości poziomów lokalnych w stosunku do pasma przewodnictwa jedne z nich (płytsze) warunkują fosforescencję, a pozostałe — błyski wyzwalane termicznie lub optycznie. Obecność elektronów na poziomach „błyskowych“ powoduje zabarwienie fosforów, zanikające wraz z wyświecaniem „błyskowym“. Autor polemizuje z Randallem i Wilkinsem na temat interpretacji natury świecenia fosforów ziem alkalicznych reprezentując pogląd o rekombinacyjnym charakterze zjawiska.

Metodami badań świecenia fosforów krystalicznych zajmowali się M. Alenczew i N. Tołstoj. Alenczew omówił opracowaną wspólnie z L. Binokurowym pomysłową i prostą metodę pomiarów bezwzględnej wydajności luminescencji nadfioletowej, opartą na niezależności wydajności kwantowej od długości fali światła pobudzającego. N. Tołstoj przedstawił metodę elektrycznego różniczkowania krzywej relaksacji procesów luminescencyjnych. W związku z tym podano wiadomość o rozszerzeniu przez S. Rybkina metody N. Tołstoja i P. Feofilowa (funkcjonalna podstawa czasu, tzw. taumetr, obejmujący zakres od 10^{-5} sec. do 10^{-1} sec.) aż do pomiarów czasów relaksacji procesów wykładniczych rzędu $3 \cdot 10^{-7}$ sec.

Zagadnienie natury centrów świecenia fosforów krystalicznych wzbudziło ożywioną dyskusję, w której zaznaczyły się dwa różne punkty widzenia.

M. Konstantinowa - Szlezinger reprezentowała pogląd, że świecenie fosforów krystalicznych uwarunkowane jest obecnością

złożonych quasi-cząsteczek, tworzących się wokół aktywatora z otaczających go anionów. Stanowisko to wyjaśnia wpływ topików i zmiany kryształu macierzystego na widma fosforów o identycznym aktywatorze. Autorka podkreśliła ściśle zależność pomiędzy właściwościami luminescencyjnymi a sztywnością siatki krystalicznej.

Oponentem był A. B u n d e l, który przytaczając fakty sprzeczne z poprzednim stanowiskiem uzasadniał pogląd, że centrami świecenia są atomy lub jony metalu aktywującego.

Na stan rozdrobnienia aktywatora zwrócił uwagę A. C z e r e p n i e w podkreślając ważną rolę, jaką przy produkcji lumino-foru odgrywa topik. Gdy miedź w siarczku cynku znajduje się w postaci większych nieluminezujących skupień, powstaje możliwość pojawienia się żółtego świecenia cynku.

Rozpatrując tworzenie się fosforów jako proces dyfuzji aktywatora w siatkę kryształu podstawowego, H. I w a n o w a stwierdziła, że dyfuzja ta zachodzi w temperaturach bliskich temperaturze rozluźnienia siatki podstawowej, przy czym temperatura aktywacji fosforu w małym stopniu zależy od natury aktywatora.

K. S z a l i m o w a badała krótkotrwałe świecenia fosforów ziem alkalicznych aktywowanych talem oraz tlenku cynku i siarczku cynku. Na podstawie widm absorpcji i emisji oraz pomiarów czasu trwania stanów wzbudzonych autorka doszła do wniosku, że wiele własności tych fosforów można wyjaśnić z punktu widzenia przeskoków pomiędzy poziomami energetycznymi atomów lub jonów aktywatora. Złożoność widm rosnącą wraz z koncentracją aktywatora objaśnia autorka przez rozszczepienie poziomów i zdjęcie zakazów przejść, spowodowane przez rosnącą wskutek zakłóceń asymetrię elektrycznego pola siatki krystalicznej.

Pasmami absorpcji ponadstechiometrycznych atomów metalu w sublimowanych warstewkach zajmował się P. K o c h a n e n k o. Atomy te, jak wiadomo, warunkują własności luminescencyjne kryształów, prawdopodobnie jednak nie wszystkie tworzą centra luminescencji.

c) Zastosowaniom luminescencji poświęcone były dwa posiedzenia obrad.

Rozwój analizy luminescencyjnej w ZSRR i za granicą przedstawiła A. K o n s t a n t i n o w a - S z l e z i n g e r. Prosta metoda defektoskopii szczegółów maszyn, pozwalającą na ocenę głębokości szczelin na powierzchniach, przedstawił A. K a r i a k i n. Spektralno-luminescencyjną metodę ilościowego określania obecności jednej z głównych substancji rakotwórczych w smołach (do stężeń rzędu 0,001%) omówiła A. I l i n a.

Luminescencyjne metody badania nafty i jej frakcji przedstawił w swoim referacie F. E f e n d i e w. Jest to jedno z najlepiej opra-

cowanych zastosowań analizy luminescencyjnej. Autor wskazał na celowość powiązania badań luminescencyjnych z chromatograficznymi metodami rozdziału mieszanin.

M. Mejsel referował zastosowanie metod analizy luminescencyjnej w biologii, pozwalające na obserwacje ważnych substancji organicznych w żywych komórkach i tkankach.

Zagadnieniom metodycznym zastosowania badań luminescencyjnych w medycynie i biologii poświęcony był referat S. Rosentala i E. Rabkina.

Zastosowania substancji świecących w przemyśle lekkim omówił i zilustrował efektownymi demonstracjami P. Woroncow.

E. Mandelberg przedstawił zastosowania luminescencji w malarstwie, a W. Weinberg — w technice wykonywania filmów.

d) Luminescencyjne źródła światła i ich zastosowania.

Prace nad lampami luminescencyjnymi różnych typów wykonywanymi obecnie masowo w ZSRR omówił R. Niellender, a R. Smirnowa i F. Pekermań przedstawiły prace nad zastąpieniem dwuskładnikowych mieszanin świecących w lampach luminescencyjnych jedną substancją. Ubocznym wynikiem tych prac była synteza nowego luminoforu na podstawie pięciotlenku antymonu.

I. Kaliczenko i D. Łazarew w referatach swoich przedstawili nowy typ lampy emitującej nadfiolet i jej zastosowania w biologii.

Referat D. Szkłowera poświęcony był metodom pomiaru charakterystyk optycznych luminoforów lamp luminescencyjnych i ekranów oscylograficznych lub telewizyjnych.

Rolę oświetlenia luminescencyjnego ze względu na higienę wzroku i wydajność pracy omówił A. Szajkiewicz.

Możliwości oświetlenia miast z punktu widzenia wpływu temperatury na charakterystyki lamp luminescencyjnych rozpatrzył J. Eiberblat.

N. Gorbaczew zreferował zastosowania lamp i materiałów luminescencyjnych w pracach architektonicznych.

Reasumując wyniki obrad W. Lewszyn podkreślił postępy dokonane w ciągu trzech lat zarówno w zakresie rozbudowy teorii zjawisk luminescencyjnych, jak i w zakresie praktycznego ich zastosowania. Szkoła luminescencyjna stworzona przez Wawilowa pracuje intensywnie i twórczo wypełniając zadanie postawione przez J. Stalina przed całą nauką radziecką: dopędzić i przewyższyć osiągnięcia nauki zagranicznej.

Na podstawie artykułu P. Feofilowa, Успехи физических наук, XLV, 445 (1951).

Streścił Z. Małkowski

W. L. Lewszin: Fotoluminiscencija židkich i twiordych wieszczstw. Moskwa-Leningrad 1951. Gosudarstwiennoje Izdatielstwo Tiechničeskoj Litieratury. Stron 456

Rzeczą dobrze znaną jest wielkie znaczenie zjawisk luminescencji, a szczególnie fotoluminescencji, dla badania procesów elementarnych absorpcji i emisji promieniowania przez atomy, cząsteczki czy ich zespoły. Ten dział fizyki, który jeszcze przed kilkudziesięciu laty stanowił zbiór nielicznych, prawie nie powiązanych ze sobą faktów, leżących niejako na marginesie ówczesnej optyki, mógł rozwinąć się wszcz i w głąb dopiero po powstaniu współczesnej teorii budowy atomu, cząsteczki, ciała stałego. Początkowo mogło jednak wydawać się, że istotne znaczenie zjawisk luminescencji ogranicza się właśnie do zagadnień czysto „teoretycznych“, że nieliczne i niezbyt ważne zastosowania praktyczne mogą być z powodzeniem pozostawione metodom „recepty“ i rutyny. Położenie zmieniło się zupełnie w ostatnich dwóch dziesięcioleciach. Szybko rozszerzające się albo wręcz nowopowstałe dziedziny zastosowań, że przytoczymy tylko: lampy luminescencyjne, ekrany do oscyloskopii i mikroskopii elektronowej, do telewizji i rentgenoskopii, luminofory do oświetlenia zastępczego, fluorescencyjna mikroskopia, defektoskopia i analiza materiałów, wreszcie wykorzystanie fotoluminescencji w sztuce dekoracyjnej i malarskiej — wszystkie te zastosowania jasno uwydatniły wielkie znaczenie praktyczne omawianej dziedziny zjawisk.

Postawiły one przed praktykami i technikami liczne nowe i skomplikowane zagadnienia i wymagania, dla których rozwiązania i zaspokojenia dawne wiadomości i rutyniczne metody były całkowicie niewystarczające. Z jednej strony niezbędne okazały się szeroko zakreślone, wielostronne, systematyczne badania doświadczalne, z drugiej zaś — pogłębienie istniejącej lub stworzenie nowej interpretacji teoretycznej zjawisk luminescencji. W związku z tym od lat kilkunastu zaznacza się wyraźnie „renesans“ badań nad luminescencją, który przejawia się zarówno w organizowaniu specjalnych zjazdów i konferencji poświęconych temu przedmiotowi¹⁾, jak i przede wszystkim w bardzo poważnym wzroście liczby publikacji, bądź to dotyczących zagadnień specjalnych i ogłaszanych w czasopismach, bądź też monografii książkowych. Jako przykład można tu wymienić książki Riehla, Krögera, Leverenza, Pringsheima, Adirowicza, Moskwinna, Konstantinowej i in. Część spośród nich traktuje o luminescencji raczej z punktu widzenia jej zastosowań, technologii luminoforów itd., pozostałe

¹⁾ Warto tu zaznaczyć, że pierwszy tego rodzaju zjazd o charakterze międzynarodowym, zorganizowany przez Polskie Towarzystwo Fizyczne, odbył się w Warszawie w r. 1936. Referaty zjazdowe wypełniły cały V tom „Acta Physica Polonica“ z tegoż roku.

zaś opracowują stronę fizyczną zjawisk wraz z ich interpretacją teoretyczną.

Obszerna, bo licząca przeszło 450 stron dużego formatu, monografia Lewszina, która ukazała się w końcu ubiegłego roku, należy do wspomnianej wyżej drugiej kategorii opracowań fotoluminescencji. Krótkiemu przeglądowi zastosowań poświęca autor jedynie kilkanaście stron na końcu książki, poza drobnymi wzmiankami w tekście. W całości pracy zaś omawia w sposób szczegółowy i wyczerpujący zjawiska, ich prawa i fizyczną interpretację, z pominięciem wszakże luminescencji par i gazów. Opis stosowanej w tych badaniach aparatury i metodyki doświadczalnej znalazł tu również należne mu miejsce. Autor opiera się przede wszystkim na bardzo bogatym dorobku badaczy radzieckich ze „szkoły fotoluminescencyjnej” stworzonej w swoim czasie dzięki pracy i wpływowi niedawno zmarłego prezesa Akademii Nauk ZSRR S. I. Wawiłowa; autor sam należy, obok Wawiłowa i Terenina, do najwybitniejszych specjalistów w tej dziedzinie badań. Dlatego też jest rzeczą łatwo zrozumiałą, że całą jego książkę przenika głęboko osobisty stosunek do bliskiego mu przedmiotu, że wyraźnie odczuwamy, jak dalece autor zżył się z nim w ciągu całej — trzydziestoletniej — swej działalności naukowej i jak całkowicie nad nim panuje. Wykład jest zawsze jasny i przystępny, nawet dla niespecjalistów. Autor nie unika czasami objaśniania nawet rzeczy dość elementarnych, jeśli mają one posłużyć jako dobre wprowadzenie do problemu. Z natury rzeczy, a także w związku z charakterystycznym układem książki, spotykamy nieraz pewne powtórzenia rzeczy już omawianych. Nie nużą one jednak, zjawiają się bowiem w nowym kontekście, uwydatniają nowe strony agadnienia, nowe powiązania, czy też dają nowe oświetlenie przyczyniając się w ten sposób do utrwalenia całokształtu sprawy w umyśle czytelnika. Nieraz są

to bardzo użyteczne zwięzłe streszczenia poprzednich wywodów. Specjalista potrafi ocenić trafność, ścisłość i ostrość wielu sformułowań, liczne uwagi wyjaśniające czy to przebieg zjawisk, czy granice stosowalności omawianych prawidliwości, czy wreszcie oświetlające zjawiska z różnych punktów widzenia. Mamy tu poza tym zebrany ogromny materiał faktyczny, zilustrowany blisko trzystu wykresami i rysunkami oraz fotografiami na oddzielnych tablicach.

Poniżej postaramy się przedstawić przynajmniej w najkrótszym zarysie treść monografii Lewszina.

Dzieli się ona na trzy części. Pierwsza, licząca około 80 stron, jest poświęcona przeglądowi ogólnych cech luminescencji, optycznych właściwości luminoforów oraz najważniejszych przyrządów i metod badania. Na wstępie autor podaje określenie luminescencji i jej cechy charakterystyczne, odróżniające to zjawisko od innych rodzajów emisji przemieniania oraz klasyfikację różnych postaci luminescencji. Przytoczymy tu ową definicję: „Luminescencja jest to własne, niezrównoważone promieniowanie wzbudzonych cząstek złożonych lub utworzonych z nich substancji”.

Autor dzieli zjawiska luminescencji na dwie główne kategorie: 1. „*świecenie oddzielnych centrów*” — gdy cały proces absorpcji i emisji przebiega w granicach jednej cząstki (atomu, cząsteczki czy określonego ich zespołu) oraz 2. „*świecenie rekombinacyjne*”, gdy miejsce wzbudzenia nie jest identyczne z miejscem emisji, gdy więc, w zasadzie przynajmniej, w zjawisku bierze udział cały luminofor. Typowy przykład procesu 1. stanowi fluorescencja cieczy lub „fosforescencja” barwników adsorbowanych, przykład procesu 2. — świecenie fosforów krystalicznych (Lennarda). Już tutaj autor podaje zarys interpretacji teoretycznej owych zjawisk, przy czym powołuje się na poglądy Jabłońskiego dotyczące powstawania świeceń krótkotrwałych i długotrwałych w

ośrodkach stałych. W dalszym ciągu znajdujemy przegląd ogólnych cech widm pochłaniania i emisji fotoluminescencji, metod badania jej polaryzacji, wydajności oraz dość obszerną dyskusję nad metodami pomiaru czasów świecenia z odsyłaczami m. in. do prac Szymańskiego.

Obszerna część druga książki (190 stron) jest poświęcona „świeceniu oddzielnych centrów“. Autor omawia przede wszystkim prawidłowości stwierdzane w widmach: niezależność rozkładu natężeń w widmie emisji od długości fali promieniowania wzbudzającego, prawo Stokesa - Lom m e l a oraz wykryte przez siebie prawo symetrii zwierciadlanej w widmach absorpcji i emisji wielu substancji organicznych, przy czym rozpatruje szczegółowo wyjaśnienie teoretyczne tych prawidłowości i warunki ich występowania. W rozdziale o świeceniach długożyciowych omawia jako możliwą przyczynę powstawania stanów metatrwałych wysuniętą przez Terenina hipotezę o „dwurodnikowych“ stanach cząsteczki fluoryzującej, kiedy to jedna z więzi elektronowych w cząsteczce ulegać ma zerwaniu, dzięki czemu zjawiają się dwie swobodne wartościowości nienasycone.

Dalsze rozdziały przynoszą dokładną dyskusję nad zjawiskami polaryzacji w „świeceniu centrów“, prawami wzrostu i gaśnięcia świecenia z czasem oraz wydajności luminescencji. Znajdujemy tu szczegółowe rozważania nad prawem W a w i ł o w a o zależności wydajności energetycznej od długości fali światła wzbudzającego wraz z ciekawym oświetleniem zagadnienia emisji antistokesowskiej z punktu widzenia II zasady termodynamiki. Z kolei przeszło 30 stronic zajmuje bardzo szczegółowo rozpatrzone zagadnienie gaszenia fotoluminescencji: gaszenie temperaturowe, przez domieszki oraz stężeniowe, przy czym sporo uwagi poświęca autor teoretycznej interpretacji tych zjawisk (m. in. teorii gaszenia stężeniowego podanej przez W a

w i ł o w a). Autor dzieli zjawiska gaszenia luminescencji na dwa główne typy: gaszenie zewnętrzne i wewnętrzne. Warto podać ich określenia. Wygaszanie zewnętrzne jest to oddawanie energii przez cząsteczki wzbudzone otaczającym niewzbudzonym na skutek wzajemnego oddziaływania, bez przedniej zamiany energii elektronowej wzbudzenia na kwanty oscylacyjne. Należą tu np. gaszenie przez domieszki obce oraz gaszenie stężeniowe w teorii migracji energii (tj. przekazywania energii wzbudzenia sąsiednim cząsteczkom luminoforu). Wygaszanie wewnętrzne jest wywoływane przez procesy zachodzące wewnątrz danej cząsteczki wskutek wzajemnego oddziaływania jej części (dysocjacja, powstawanie modyfikacji nieświecącej np. przez asocjację cząsteczki wzbudzonej i niewzbudzonej itd.). Gaszenie wewnętrzne najczęściej zresztą towarzyszy zewnętrznemu.

W następnych dwóch rozdziałach autor rozpatruje luminescencję poszczególnych typów substancji. Rozpoczyna ten przegląd od substancji nieorganicznych: związki ziem rzadkich, platynocyjanki, związki uranilowe, wolframiany i molibdeniany, luminofory aktywowane chromem (rubin) itd. Spośród mnóstwa zawartych w tym rozdziale danych przytoczymy fakt, że jak się okazało w ostatnich latach, nie tylko grupa uranilowa UO_2 , ale także grupa UO_3 jest nośnikiem luminescencji, podobnej zresztą do od dawna znanej uranilowej.

Bardzo obszerny (ponad 50 stron) rozdział jest poświęcony luminescencji związków organicznych. Kolejno omawia autor świecenie prostych związków aromatycznych jednopierścieniowych i wielopierścieniowych, związków wielopierścieniowych o podstawnikach w łańcuchach bocznych oraz związków akrydynowych. U tych ostatnich ciekawy jest związek mniej lub bardziej swobodnej obracalności jednej połowy cząsteczki względem drugiej z wielkością gaszenia temperaturowego: im swobodniejsze

obroty, tym silniejsze gaszenie. Jest to klasyczny przykład gaszenia wewnętrznego. W jednym z paragrafów znajdujemy mało na ogół znane wiadomości o luminescencji polienów, wreszcie mamy obszerny rozdział o klasycznym przedmiocie badań luminescencyjnych od czasów najdawniejszych — o świeceniu barwników organicznych. Nie sposób oczywiście omawiać tu ogromną ilość informacji zawartych w tym ustępie książki. Niestety, nie znajdujemy tu wcale wzmianki o wynikach badań warszawskiej szkoły luminescencyjnej poza przygodnym powołaniem się na publikacje Jabłońskiego. § 46, poświęcony luminescencji witamin, porfiryn, chlorofilu wydaje się zbyt pobieżny.

Część trzecia książki (140 stron) zajmuje się zagadnieniem świecenia fosforów krystalicznych (Lenardowskich). Po omówieniu historii zagadnienia, składu chemicznego tych fosforów, sposobu ich przygotowywania, ich struktury oraz znaczenia aktywacji autor przechodzi — zgodnie z przyjętym przez siebie planem — do kolejnego rozpatrzenia optycznych właściwości fosforów oraz ich zależności od składu chemicznego i wpływów zewnętrznych. Znajdujemy tu charakterystykę widm fosforów oraz wydajności świecenia w uzależnieniu od najrozmaitszych czynników, jak: stężenie aktywatora, natura ośrodka podstawowego, topnika, obecność drugiego aktywatora, obecność „trucizn“, np. żelaza. Obszernie dyskutuje autor prawa wzrostu i zaniku świecenia, zjawiska wyświecania i wygaszania luminescencji wskutek podwyższenia temperatury albo też wskutek działania promieni podczerwonych. Mamy też tutaj wzmiankę o niszczeniu świecenia fosforów przez ich proskowanie, co omówione jest bardziej szczegółowo w jednym z dalszych rozdziałów.

Bardzo ciekawy i ważny jest rozdział następny (XII) poświęcony teorii świe-

cenia fosforów krystalicznych, opartej na teorii strefowej ciał stałych. Różne typy emisji fosforów znajdują tu szczegółowe wyjaśnienie na podstawie koncepcji o przenoszeniu elektronów ze strefy dolnej (zapełnionej) do strefy przewodnictwa przy jednoczesnym istnieniu lokalnych poziomów pośrednich powstałych wskutek zakłóceń siatki krystalicznej, w szczególności przez obecność jonów aktywatora. Mamy tu typowe świecenie rekombinacyjne połączone z wędrówką elektronów w strefie przewodnictwa i z wędrówką „dziur“ po nich w strefie dolnej. Szczegółowo dyskutowany jest wpływ charakteru i głębokości górnych „pułapek“ na powstawanie różnych typów świecenia. Autor podkreśla przy tym istniejące jeszcze trudności interpretacji nader skomplikowanych zjawisk zachodzących w rzeczywistych substancjach, które to zjawiska nie zawsze mieszczą się dobrze w ciasnych ramach uproszczonej teorii. Zresztą, nawet w tych ramach np. świecenie fosforu w czasie wzbudzenia musimy przypisywać pięciu jednocześnie zachodzącym zjawiskom. Nic dziwnego, że obserwowane prawidłowości są nieraz bardzo zawiłe.

Przechodząc do omówienia poszczególnych klas fosforów Lenardowskich autor rozpatruje najpierw fosfory typu siarczku cynku, czyste lub aktywowane metalami ciężkimi. Opisuje ich przygotowywanie, widma, wydajność świecenia, prawa zaniku, wielkość nagromadzonych sum świetlnych, wygaszanie i wyświecanie itd. W rozdziale następnym analogiczna dyskusja dotyczy fosforów o podłożu z siarczków metali ziem alkalicznych. Dużo uwagi poświęca autor fosforom aktywowanym ziemiami rzadkimi, które dają szczególnie silne „rozbłyski“ pod wpływem promieni długofalowych. Rozdział kończy się omówieniem fosforów krzemianowych (ważne dla lamp luminescencyjnych i ekranów do rentgenoskopii) oraz soli chlorowco-

wych metali alkalicznych aktywowanych własnymi kationami lub metalami obcymi.

Jak już była o tym mowa, w „Dodatku“ na końcu książki znajdujemy krótkie, ale bardzo pouczające zestawienie najważniejszych zastosowań fotoluminescencji ilustrowane pięknymi fotografiami.

Cytowana literatura obejmuje 617 pozycji czasopiśmienniczych, nie może więc być uważana za kompletną. Wspominaliśmy już o tym przy sposobności omawiania fluorescencji barwników organicznych. W dziele Pringsheima spis literatury zawiera przeszło trzy razy tyle pozycji, co prawda z uwzględnieniem luminescencji gazów.

Recenzja uchodzi za „niepełną“, jeśli nie zawiera uwag krytycznych i wytknięcia usterek. Uwag tego rodzaju można w danym wypadku uczynić bardzo niewiele. O jednej z nich była już mowa poprzednio. Może pożądanym byłby bardziej szczegółowy skorowidz rzeczowy, dający więcej odsyłaczy do różnych miejsc tekstu. Na s. 263 u dołu autor pisze, że efekt hipsochromowy polega na wzmocnieniu widma (silniejsze zabarwienie); tymczasem 10 wierszy niżej efektem hipsochromowym nazwa-

ne jest zsuniecie widma w stronę fal krótkich. Niektóre wykresy mają niefortunnie dobraną skalę rzędnych (rys. 132, 139 i in.), wskutek czego krzywe są zbyt strome, co jest nieprzyjemne dla oka i trudniej czytelne. Na innych znów wykresach jest zbyt dużo krzywych (rys. 138, 145 itd.) tworzących niemiłą gmatwaninę. Recenzent zdaje sobie zresztą sprawę z tego, że zarzuty te trafiają nie tyle w autora monografii, ile w autorów publikacji, z których zaczerpnięte zostały wykresy krzywych.

Kończąc to zbyt może długie omówienie książki Lewszina, możemy stwierdzić, że mamy tu do czynienia z jednym z podstawowych dzieł w zakresie fotoluminescencji, z dziełem o rzadko spotykanych walorach gruntowności i jasności wykładu. Przystudiowanie go będzie niezbędne dla każdego pracownika naukowego w tej dziedzinie, a bardzo pożyteczne dla praktyka i technologa. Dla fizyków polskich, których większość w okresie międzywojennym specjalizowała się w fotoluminescencji i których wielu także obecnie pracuje w tej dziedzinie, dzieło Lewszina jest szczególnie mile witaną pozycją radzieckiej literatury naukowej.

W. Kapuściński

Polska Akademia Nauk

W dniu 9 kwietnia Prezydent Rzeczypospolitej Polskiej na wniosek Komisji Organizacyjnej PAN powołał następujący pierwszy skład członków Polskiej Akademii Nauk:

Prezes: prof. J. Dembowski.

Wiceprezysi: profesorowie: K. Nitsch, W. Sierpiński, W. Wierzbicki.

Członkowie Prezydium: profesorowie: J. Dąbrowski, F. Fiedler, N. Gąsiorowska, L. Hirszfelf, L. Infeld, J. Jakubowski, S. Kulczyński, K. Kuratowski, T. Manteuffel, T. Marchlewski, K. Michałowski, Z. Modzelewski, S. Pieńkowski, W. Szafer.

Sekretarz Naukowy: prof. S. Mazur.

Zastępcy Sekretarza Naukowego: profesorowie: J. Chałasiński, S. Leszczycki, P. Szulkin.

Wydział I — Nauk Społecznych

Sekretarz Wydziału: prof. S. Żółkiewski.

Członkowie rzeczywiści: profesorowie: K. Ajdukiewicz, J. Chałasiński, J. Dąbrowski, F. Fiedler, N. Gąsiorowska, J. Kleiner, J. Kuryłowicz, T. Kotarbiński, O. Lange, T. Lehr-Spławiński, K. Michałowski, Z. Modzelewski, K. Nitsch, Z. Wojciechowski.

Członkowie korespondenci: profesorowie: S. Arnold, W. Doroszewski, H. Jabłoński, J. Krzyżanowski, S. Lorentz, H. Łowmiański, K. Majewski, T. Manteuffel, S. Rozmaryn, A. Schaff, S. Sliwiński, J. Starzyński, B. Suchodolski, J. Wasilkowski, K. Wyka, A. Zajązkowski, S. Żółkiewski.

Wydział II — Nauk Biologicznych

Sekretarz Wydziału: dr K. Petruszewicz.

Członkowie rzeczywiści: profesorowie: J. Dembowski, L. Hirszfelf, S. Kulczyński, T. Marchlewski, L. Paszkiewicz, W. Szafer.

Członkowie korespondenci: profesorowie: S. Barbacki, J. Heller, T. Jaczewski, L. Kaznowski, J. Lekczyńska, A. Listowski, E. Mikulaszek, J. Miodoński, J. Mydlarski, A. Opalski, B. Pawłowski, K. Petruszewicz, S. Pieniążek, E. Pijanowski, B. Skarżyński, S. Skowron, W. Stefański, J. Supniewski, B. Świętochowski, T. Tempka, T. Wolski, W. Zawadowski, J. Ziemiacka, J. Zweibaum.

Wydział III — Nauk Matematyczno-Fizycznych, Chemicznych i Geologo-Geograficznych

Sekretarz Wydziału: prof. M. Śmiałowski.

Członkowie rzeczywiści: profesorowie: L. Infeld, R. Kozłowski, K. Kuratowski, S. Mazur, S. Pieńkowski, W. Rubinowicz, W. Sierpiński, H. Steinhaus, W. Świętosławski.

Członkowie korespondenci: profesorowie: O. Achmatowicz, A. Bolewski, K. Borsuk, W. Goetel, B. Kamiński, M. Książkiewicz, S. Leszczycki, H. Niewodniczański, S. Różycki, J. Samsonowicz, A. Sołtan, M. Śmiałowski, J. Suszko, W. Trzebiatowski, T. Urbański, T. Wązewski.

Wydział IV — Nauk Technicznych.

Sekretarz Wydziału: prof. W. Nowacki.

Członkowie rzeczywiści: profesorowie:
W. Budryk, J. Groszkowski, A. Krupkowski, B. Stefanowski, W. Wierzbicki.

Członkowie korespondenci: profesorowie:
W. Biernawski, R. Cebertowicz, E. Czetwertyński, S. Hempel, J. Jakubowski, C. Kanafojski, W. Moszyński, W. Nowacki, B. Pniewski, J. Skowroński, P. Szelaḡowski, R. Szewalski, W. Szymanowski, P. Szulkin, J. Zachwatowicz, W. Żenczykowski.

Członkowie tytularni: profesorowie:
W. Antoniewicz, J. Baley, T. Banachiewicz, K. Bassalik, C. Białoobrzęski, M. Broszko, F. Bujak, J. Bystroń, A. Chybiński, J. Czekanowski, F. Czubalski, Ks. Sz. Detloff, A.B. Dobrowolski, W. Dziewulski, F. Fryze, R. Gutt, B. Hryniewiecki, J. Kostrzewski, J. Koszyc-Witkiewicz, W. Lampe, A. Landau, E. Lipiński, E. Malinowski, M. Michałowicz, T. Miłobędzki, W. Minkiewicz, Z. Moczarski, K. Moszyński, W. Orłowski, S. Pigoń, F. Prawocheński, E. Romer, M. Semerau-Siemiąnowski, T. Sinko, Z. Szymanowski, R. Taubenschlag, S. Thugutt, J. Tokarski, K. Tymieniecki, S. Wędkiewicz, K. Żórawski.

Jak widzimy, fizyka reprezentowana jest w PAN przez członków rzeczywistych prof. L. Infelda, prof. S. Pieńkowskiego i prof. W. Rubinowicza, członków korespondentów: prof. H. Niedwiedniczańskiego i prof. A. Sołtana, oraz przez członka tytularnego prof. C. Białoobrzęskiego.

Na konferencji prasowej, która odbyła się w siedzibie PAN w pałacu Staszica, prezes PAN prof. J. Dembowski stwierdził, że zatwierdzenie przez Prezydenta RP składu prezydium i listy członków PAN oznacza rozpoczęcie działalności Akademii.

Walne zgromadzenie PTF

W dniu 23 lutego 1952 r. odbyło się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego walne zgromadzenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

W walnym zgromadzeniu wzięli udział członkowie Zarządu Głównego, i delegaci wybrani przez poszczególne oddziały PTF. Przewodniczył Prof. dr Wojciech Rubinowicz, przewodniczący Zarządu Głównego.

Zebrani wysłuchali sprawozdań Zarządu Głównego, Oddziałów, Komisji Rewizyjnej, obu redakcji czasopism i Komitetu Olimpiady Fizycznej.

Na wniosek Komisji Rewizyjnej udzielono Zarządowi Głównemu absolutorium za kadencję 1949—1951.

Na tle wspomnianych sprawozdań przedyskutowano aktualne sprawy PTF poświęcając wiele uwagi kwestiom wydawnictw. Przyjęto do wiadomości oddanie od 1 stycznia 1952 r. technicznej strony wydawnictwa „Postępy Fizyki” Państwowemu Wydawnictwu Naukowemu.

Ze szczególnym uznaniem przyjęto wiadomość o pomyślnie rozwijającej się współpracy Oddziału Gdańskiego z ruchem racjonalizatorskim Wybrzeża.

Ogólny obraz rozwoju Towarzystwa wynikający z przedłożonych walnemu zgromadzeniu sprawozdań i z dyskusji świadczy o sile żywotnej organizacji i o tym, że jest ona oparta na właściwych podstawach. Ogólna liczba członków Towarzystwa osiągnęła liczbę 484. Oddziały PTF są rzeczywiście ogniskami zainteresowania dla wszystkich zajmujących się fizyką w danym ośrodku, czy to dla czynnych pracowników naukowych, czy to dla nauczycieli i techników. Szczególnie doniosłą rolę spełniają oddziały PTF w ośrodkach prowincjonalnych, gdzie często są jedynym, a przynajmniej głównym terenem zebrań fizyków. W większych ośrodkach, zwłaszcza w Warszawie, oddział PTF ma nieco inną funkcję.

Liczne konwersatoria i seminaria specjalne dają tu sposobność omawiania bieżących zagadnień. Na zebraniach naukowych oddziału PTF referowane są natomiast przeważnie prace mogące zainteresować nie tylko ściśle grono czynnych pracowników naukowych, ale szerszy ogół fizyków.

Wobec tego, że w najbliższej przyszłości winno nastąpić ustalenie jednolitych ram organizacyjnych dla stowarzyszeń poświęconych krzewieniu poszczególnych gałęzi nauki, co prawdopodobnie wpłynie na zmiany statutowe w PTF, Walne Zgromadzenie uznało, że nie należy w tym przejściowym okresie wprowadzać zmian personalnych we władzach. Z tych względów postanowiono przedłużyć ważność mandatów członków Zarządu Głównego, Komisji Rewizyjnej i Sądu Polubownego aż do następnego walnego zgromadzenia jesienią r. b. w Poznaniu. Jednocześnie stwierdzono kooptację do Zarządu Głównego mgra T. Skalińskiego, który obejmuje czynności sekretarza zamiast dra W. Ścisłowskiego. Dr W. Ścisłowski zajmie się organizacją biblioteki PTF.

Po zamknięciu obrad zebrani wystąpił referat prof. L. Sosnowskiego na temat nowej elektrodynamiki Diraca.

Z działalności oddziałów PTF

Sprawami PTF jako całości kieruje Zarząd Główny, ale życie Towarzystwa przejawia się przede wszystkim bezpośrednio w działalności oddziałów. Oto krótkie sprawozdanie z pracy 9 oddziałów czynnych w r. 1951:

Oddział Gdański

Zarząd Oddziału (stan w dn. 31. 12. 51):
Przewodniczący — prof. dr A. Piekara
Zastępca przewodniczącego — prof. dr Ignacy Adamczewski
Skarbnik — mgr inż. T. Karolczak
Sekretarz — mgr inż. J. Sułocki

Przewodniczący sekcji dydaktycznej — mgr H. Zabul.

Członek Zarządu — S. Stipal.

W okresie od 10. 2. do 17. 3. 51 został wygłoszony cykl odczytów popularnych pt. „Elementarne cząstki materii“, zorganizowanych przez oddział. Poszczególne odczyty wygłosili:

1. Prof. dr A. Piekara — „Elektrony“
2. Prof. dr L. Sosnowski — „Fotony“
3. Prof. dr M. Mięsowicz — „Mezony“
4. Prof. dr A. Sołtan — „Nukleony“
5. Prof. dr L. Infeld — „Teoria cząstek elementarnych“
6. Prof. dr Ignacy Adamczewski — „Elektrony w zastosowaniu praktycznym“.

Ze względu na dużą frekwencję wszystkie odczyty wygłoszone były dwukrotnie. Przeciętna frekwencja na odczycie wynosiła 650 osób. Odczyty były ilustrowane pokazami.

Odbyło się 9 posiedzeń sekcji naukowej Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

1. St. Kolankowski — „O promieniach Gurwicza“.
2. Mgr inż. Z. Kuryło — „Mikroskop dwufalowy“
3. Prof. dr P. Szulkin — „Treść fizyczna prądu elektrycznego“
4. Z. Sobczyński — „Mechanizm reakcji jądrowych“
5. Prof. dr I. Adamczewski — „Fizyka w organizmie człowieka“
6. Prof. dr A. Piekara — „Szczegóły techniczne stosu atomowego“
7. Prof. dr A. Piekara — „Dzieło Dymitra Mendelejewa“
8. Mgr B. Piekara, H. Chyrek i H. Urbański — „O zastosowaniu lamp błyskowych w technice“ (referat dla racjonalizatorów)
9. Prof. dr I. Adamczewski — „O mechanizmie powstawania energii w Słońcu i gwiazdach“.

Na 10 zebraniach sekcji dydaktycznej zostały wygłoszone następujące referaty:

1. Prof. dr A. Piekara — „Zasady Newtona w nauczaniu fizyki w szkole średniej“
 2. Mgr B. Piekara — „Ujęcie zagadnienia ruchu po kole w szkole radzieckiej“
 3. Mgr inż. J. Mikulski — „Oscylograf katodowy“
 4. Mgr inż. Z. Pająk — „Co to są ferroelektryki“
 5. Mgr S. Stipal — „Praca Okręgowego Ośrodka Dydaktycznego Fizyki“.
 6. Prof. dr A. Piekara — „Zjawisko fotoelektryczne w szkole średniej“
 7. Dr M. Wójtowicz — „Materialistyczno-dialektyczna teoria powstawania układu słonecznego“
 8. „I Zasada Dynamiki“. Słuchowisko w opracowaniu prof. dra A. Piekary, w wykonaniu mgra inż. Z. Pajaka, H. Urbańskiego, H. Chyrka
 9. Mgr inż. S. Bernasik — „O zorzy polarnej“
 10. Prof. dr I. Adamczewski — „O zjawisku rezonansu“
- Gośćmi oddziału przybyłymi w celu wygłoszenia odczytów popularnych byli: prof. dr L. Sosnowski (Warszawa), prof. dr M. Mięśowicz (Kraków), prof. dr A. Sołtan (Warszawa), prof. dr L. Infeld (Warszawa).

Oddział Gliwicki

Zarząd Oddziału (stan z dnia 31. 12. 52):
 Przewodniczący — prof. dr M. Puchalik
 Zastępca przewodniczącego — prof. inż. W. Podlacha
 Skarbnik — mgr F. Kumaszką
 Sekretarz — inż. T. Szweda
 Członkowie zarządu — prof. dr K. Gostkowski, inż. J. Siwiński.
 Odbyło się 15 posiedzeń Oddziału.
 Wygłoszono następujące referaty:

1. Dr. inż. S. Węgrzyn — „Reakcje impulsowe obwodów elektrycznych“
2. Inż. M. Lawina — „Fizyczne podstawy wytrzymałości materiałów“

3. Inż. Z. Trybalski — „Adaptacja pentod o wysokiej częstotliwości do elektrometrii“ (praca własna)
 4. Inż. A. Mikuliński — „Mikroskop elektronowy i dyfraktograf elektronowy oraz ich zastosowania“
 5. Prof. dr M. Puchalik — „Moment dipolowy a struktura chemiczna w świetle badań współczesnej fizyki“
 6. Inż. A. Kobyliczyk — „Ochrona katodowa przed korozją“
 7. Inż. Z. Trybalski — „Oscylograficzne pomiary czasu wyłazczania wyłączników trakcyjnych“
 8. Prof. dr M. Puchalik — „Współczesny stan wiedzy o napięciu powierzchniowym“
 9. Dr inż. S. Węgrzyn — „Regulacja stałej czasowej wzmacniaczy prądu stałego sprzężeniem zwrotnym“
 10. Mgr B. Matuła — „Ultradźwięki i ich praktyczne zastosowania“ (wykład i demonstracje)
 11. Prof. dr S. Fryze — „Racjonalizacja równań fizykalnych i systemów dymensyjnych“
 12. Prof. dr M. Puchalik — „Życie i działalność Akademika S. I. Wawilowa“
 13. Prof. inż. W. Kuczewski — „Wielkie budowle komunizmu a nauka radziecka“
 14. Prof. dr M. Puchalik — „Własności krystalograficzne diamentu w świetle badań uczonych radzieckich“
 15. Inż. I. Rayzer — „Generator strunowy“ (z demonstracjami)
 16. Prof. dr S. Fryze — „O obecnym stanie sprawy wprowadzenia systemu MKS“
 17. Prof. dr W. Łaniecki — „Wzmacnianie i generacja drgań elektrycznych przy pomocy półprzewodników“
- Gościem oddziału był dr W. Łaniecki (Warszawa).

Oddział Krakowski

Zarząd Oddziału (stan w dn. 31. 12. 52):
 Przewodniczący — prof. dr M. Mięśowicz

Zastępca przewodniczącego — prof. dr
H. Niewodniczański
Sekretarz — mgr O. Błatonowa
Skarbnik — dr A. Hryniewicz
Członkowie zarządu — prof. dr M. Je-
żewski, prof. dr J. Weyssenhoff.

Zorganizowano cykl odczytów popularnych na temat „Elementarne cząstki materii”. Poszczególne odczyty wygłosili:

1. Prof. dr J. Weyssenhoff — „Atomy i ich składniki“ (frekwencja 532 osoby)
2. Dr J. Gierula — „Elektrony“ (frekwencja — 441 osób)
3. Dr A. Hryniewicz — „Fotony“ (frekwencja — 444 osoby)
4. Dr J. Janik — „Neutrony“ (frekwencja — 397 osób)
5. Prof. dr H. Niewodniczański — „Nukleony w jądrach atomowych“ (frekwencja — 348 osób)
6. Prof. dr M. Mięśowicz — „Mezony“ (frekwencja — 192 osoby, zmniejszona w związku z przypadającymi w tym okresie egzaminami maturalnymi).

Odczyty były ilustrowane licznymi pokazami.

Na posiedzeniach naukowych wygłoszono następujące referaty:

1. Prof. dr J. Weyssenhoff — „O momencie magnetycznym neutronu i protonu“
2. Prof. dr M. Mięśowicz — „O promieniotwórczym rozpadzie neutronu“
3. Prof. dr H. Niewodniczański — Krótkie komunikaty z prac jądrowych oraz pokaz generatora Van de Graaffa
4. Prof. dr M. Mięśowicz — „Obserwacje nowych nietrwałych cząstek kosmicznych“
5. Prof. dr J. Weyssenhoff — „O przekrojach czynnych“
6. Dr. J. Gierula — „O licznikach scyntylacyjnych“

7. Dr J. Gierula — „Ostatnie prace z dziedziny spektrografii gamma“
8. Prof. dr H. Niewodniczański — „O nowym pierwiastku berkelu i o nowym pierwiastku kalifornie“
9. Dr A. Hryniewicz — „Tworzenie par w procesie wewnętrznej konwersji twardych promieni gamma“
10. Mgr J. Hennel — „Pole magnetyczne wirującego nadprzewodnika“
11. Mgr B. Makiej — „O elastycznym rozpraszaniu promieni gamma“
12. Dr J. Janik — „O kolejnym chwytaniu neutronów przez złoto“
13. Mgr J. Hennel — „O próbach znalezienia ujemnych protonów w zjawisku rozszczepienia jąder atomowych“
14. Prof. dr M. Mięśowicz — „O poziomej strukturze wielkich pęków“
15. Dr A. Hryniewicz — „O nowej rewaloryzacji stałych uniwersalnych“
16. Dr L. Jurkiewicz — „Przedłużenie życia licznika GM przez stosowanie obwodów gaszących“
17. Dr L. Jurkiewicz — „Kontrola ekspansji komory Wilsona przy pomocy licznika wewnętrznego ażurowego“
18. Dr A. Hryniewicz — „O widmie rozpadu beta swobodnych neutronów“
19. Dr A. Hryniewicz — „O liczeniu szybkiej cząstek przez detekcję promieniowania Czerenkowa“
20. O. Daszkiewicz — „Liczenie elektryczne przez analogie i realizacje“
21. Dr A. Hryniewicz — „O pracy Charpaka i Suzora nad możliwością emisji w rozpadzie beta cząstki różnej od elektronu“
22. Prof. dr M. Mięśowicz — „O pracach Wiernowa nad promieniowaniem kosmicznym na dużych wysokościach“
23. Dr A. Hryniewicz — „O współrzędnych chromatycznych“
24. Dr L. Jurkiewicz — „Anomalia natężenia neutronów w promienio-

- waniu kosmicznym w dniu 19. XI. 1949“
25. Prof. dr H. Niewodniczański — „Nowe nadprzewodniki“
 26. Mgr J. Hennel — „Metody spektrometrii krótkofalowej“
 27. Prof. dr. M. Mięśowicz i prof. dr H. Niewodniczański. Odczyty poświęcone pamięci zmarłego prezydenta Akademii Nauk ZSRR Sergiusza Wawilowa
 28. Dr J. Janik — „Rozpraszanie powolnych neutronów na protonach zdysocjowanego elektrolitu“
 29. Prof. dr M. Mięśowicz — „O pracy Robsona o rozpadzie neutronu“
 30. Mgr J. Hennel — „O promieniowaniu mikrofalowym galaktyki“
 31. K. Grotowski — „O przyspieszaniu neutronów w polu grawitacyjnym Ziemi“
 32. Dr A. Hrynkiewicz — „Fotodezintegracja cząstek alfa“
 33. Dr A. Hrynkiewicz — „Mgławica Kraba jako punktowe źródło promieni kosmicznych“
 34. S. Świerszczewski — „O kosmicznym pochodzeniu wodoru w górnych warstwach atmosfery“
 35. Dr L. Jurkiewicz — „Prace nad szybkimi cząstkami kosmicznymi wykonane przy pomocy spektrometru w laboratorium w Manchester“
 36. Dr A. Hrynkiewicz — „O identyczności promieni beta z elektronami“
 37. Prof. dr M. Jeżewski — „O absolutnych i praktycznych jednostkach elektrycznych i ich racjonalizacji“
 38. Prof. dr H. Niewodniczański — „Emisja wzbudzonych linii tlenu przy dysocjacji molekularnej“
 39. Mgr A. Strzałkowski — „O pochodzeniu pierwotnych cząstek promieniowania kosmicznego“
 40. Dr A. Hrynkiewicz — „Stos atomowy w Harwell“
 41. Prof. dr M. Mięśowicz — „O pracach grupy prof. Skobielycyna nad promieniowaniem kosmicznym“ (referat wygłoszony na specjalnym posiedzeniu oddziału w ramach Miesiąca Pogłębiania Przyjaźni Polsko-Radzieckiej)
 42. Prof. dr H. Niewodniczański — „O pracy D. Simonienki — Sposób otrzymywania wiązek molekularnych“ (referat wygłoszony na specjalnym posiedzeniu Oddziału w ramach Miesiąca Pogłębiania Przyjaźni Polsko-Radzieckiej)
 43. Prof. dr J. Weyssenhoff — „O pracy D. Błochincewa — O kwantowaniu mas“ (referat wygłoszony na specjalnym posiedzeniu Oddziału w ramach Miesiąca Pogłębiania Przyjaźni Polsko-Radzieckiej)
 44. Dr J. Janik — „Wyznaczanie przekrojów czynnych na chwytanie termicznych neutronów“
 45. Mgr B. Makiej — „O anihilacji par na trzy fotony“
 46. Dr A. Hrynkiewicz — „O pozycie“
 47. Dr M. Massalski — „O waritronach“
 48. Prof. dr H. Niewodniczański — „O przesunięciu izotopowym w widmie Ce II o liczbie magicznej 82“
 49. O. Daszkiewicz — „O dokładnym mierzeniu bardzo krótkich czasów“
 50. Mgr W. Czyż — „O kwantowej teorii eteru“
 51. Prof. dr M. Mięśowicz — „Wielkie pęki promieniowania kosmicznego“.

Oddział Lubelski

Zarząd Oddziału (stan w dniu 31. XII. 1951 r.):

Przewodniczący — prof. dr S. Ziemcki

Sekretarz — dr D. Stachórska.

Osoby innych członków Zarządu nie zostały podane do wiadomości redakcji.

Odbyło się 13 posiedzeń naukowych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

1. Dr A. Teske — „Indywidualność elementarnych cząstek“
2. Mgr S. Wieluński — „Doświadczalne podstawy nowej metody wietrzenia wielkich pomieszczeń“
3. Prof. dr S. Ziemecki — „Działalność S. I. Wawilowa a prace jego poprzedników“
4. Dr W. Żuk — „Prace S. I. Wawilowa na tle badań nad luminescencją“
5. Prof. dr S. Ziemecki — „Życie Lavoisiera — kartka z historii nauki i kultury“
6. Mgr M. Subotowicz — „Granice stosowności II zasady termodynamiki“
7. Prof. dr W. Urbański — „Prawdopodobieństwo w fizyce“
8. Prof. dr W. Świętosławski — „Zjawiska w obszarze przedkrytycznym cieczy“
9. Dr W. Żuk — „Zagadnienia techniki próżniowej“
10. Mgr E. Trębaczowski — „Badanie promieniotwórczości wód“
11. Dr W. Żuk — „Mendelejew i jego układ w świetle fizyki współczesnej“
12. Mgr M. Subotowicz — „Liczenie kwantów światła“

Przeciętna frekwencja na posiedzeniach wynosiła 14 członków i 12 gości. Gościem oddziału był prof. dr W. Świętosławski (Warszawa).

Oddział Łódzki

Zarząd Oddziału (stan z dn. 31. XII. 1951 r.):

Przewodniczący — dr S. Sachs

Zastępca przewodniczącego —

mgr E. Dmochowski

Sekretarz — mgr S. Michalak

Skarbnik — mgr J. Mońka

Członek Zarządu — mgr. T. Musiatowicz.

W r. 1951 odbyło się 14 posiedzeń Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

1. Mgr S. Karasek — „Ultradźwięki“
2. Mgr S. Karasek — „Życie i prace Sergiusza Wawilowa“
3. Mgr S. Michalak — „Niektóre stałe promieniowania kosmicznego“
4. Mgr M. Nowcki — „Obliczanie i konstrukcja generatorów wstęgowych“
5. Mgr W. Kusch — „Nowe metody rejestracji i pomiarów w fizyce promieni kosmicznych“
6. Mgr A. Zawadzki — „Zjawiska jądrowe w promieniowaniu kosmicznym“.

Niektóre referaty obszerniejsze oraz dyskusja nad nimi zajmowały po dwa lub więcej posiedzeń.

W okresie od 1 stycznia do 1 kwietnia 1952 r. odbyły się 3 posiedzenia, na których zostały wygłoszone referaty:

1. Mgr A. Zawadzki — „Zjawiska jądrowe w promieniowaniu kosmicznym“ (zakończenie)
2. Mgr O. Wołczek — „Transurany“
3. Prof. dr J. Pniewski — „Nowoczesne metody spektrografii beta“.

Gośćmi oddziału byli: mgr O. Wołczek (Warszawa) i prof. dr J. Pniewski (Warszawa).

Oddział Poznański

Zarząd Oddziału (stan w dniu 31. XII. 1951 r.):

Przewodniczący — prof. dr S. Szczeniowski

Zastępca przewodniczącego — mgr A. Pilawski

Sekretarz — mgr. H. Ryffert

Skarbnik — mgr F. Lipiński

Członek Zarządu — mgr J. Grycza.

Odbyły się 4 posiedzenia oddziału, na których zostały wygłoszone referaty:

1. Prof. dr H. Niewodniczański — „Nowa metoda spektroskopii promieni gamma“

2. Prof. dr S. Szczeniowski — „O mikrostrukturze światła“ łącznie z wspomnieniem pośmiertnym o pracach S. I. Wawilowa

3. Prof. dr S. Szczeniowski — „O promieniowaniu Czerenkowa“

4. Doc. M. Kwiek — „O badaniach uczonych radzieckich nad kryształami seignetto-elektrycznymi“ — (w ramach Miesiąca Pogłębienia Przyjaźni Polsko-Radzieckiej).

Gościem oddziału był prof. dr H. Niewodniczański (Kraków).

Oddział Toruński

Zarząd Oddziału (stan w dniu 31. XII. 1951 r.):

Przewodniczący — prof. dr J. Rzewuski

Zastępca przewodniczącego — prof. dr J. Rayski

Sekretarz — mgr B. Frąckowiak

Skarbnik — K. Jastrzębski

Członek Zarządu — mgr Z. Skrzatówna.

Oddział zorganizował odczyty popularne:

1. Prof. dr J. Rayski — „50 lat mechaniki kwantowej“

2. Prof. dr A. Jabłoński — „Prace naukowe Wawilowa z dziedziny fotoluminescencji“.

Odbyło się 8 posiedzeń naukowych oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

1. Prof. dr A. Jabłoński — „Nowe uzasadnienie zasady Francka-Condona“

2. Mgr D. Frąckowiak — „Masy negatonu i pozytonu“

3. Mgr T. Tietz — „Aksjomatyka tworzenia nowych teorii“

4. Dr J. Olszewski — „Widma promieni beta“

5. Mgr K. Antonowicz — „Własności neutralnych cząsteczek V“

6. Prof. J. Rayski — „O zderzeniach nukleonów, przy których powstają mezony“

7. Mgr A. Wrzesińska — „Czas życia mezonów π “

8. Dr W. Hanusowa — „Spin mezonów π “.

Oddział Warszawski

Zarząd Oddziału (stan w dniu 31. XII. 1951 r.):

Przewodniczący — prof. dr L. Sosnowski

Zastępca przewodniczącego — prof. B. Buras.

Sekretarz — mgr D. Rygier

Skarbnik — mgr C. Wachtl

Członek Zarządu — dr M. Majewska.

W dn. 19 lutego 1952 r. mgr R. Rygier ustąpiła ze stanowiska sekretarza oddziału, które objął mgr K. Rosiński.

Oddział zorganizował cykl odczytów popularnych na temat: „Elementarne cząstki materii“.

Poszczególne odczyty wygłosili:

Prof. dr L. Natanson — „Elektrony“

Prof. dr L. Sosnowski — „Fotony“

Prof. dr A. Sołtan — „Nukleony“

Prof. dr M. Mięśowicz — „Mezony“

Prof. L. Infeld — „Teoria a cząstki elementarne“.

W r. 1951 odbyło się 9 posiedzeń naukowych, na których wygłoszono następujące referaty:

1. dr J. Pniewski — „Nowe wyniki badań doświadczalnych nad mezonami“

2. Prof. J. Nicole — „Paul Langevin“

3. Prof. dr W. Świątosławski — „O azotropii“

4. Dr M. Günther — „Oddziaływanie pomiędzy elektronami na gruncie elektrodynamiki kwantowej“

5. Mgr W. Krajewski — „Masa i energia“

6. Mgr O. Wołczek — „Nowe pierwiastki transuranowe“

7. Prof. dr L. Natanson — „Rozszczepienie jąder pierwiastków lżejszych“

8. Prof. dr L. Sosnowski, prof. dr S. Pieńkowski, prof. dr A. Jabłoński, prof. dr W. Kapuściński. — Działalność naukowa S. I. Wawilowa.

9. Mgr Z. Wilhelmi — „Nowe badania nad mezonami“.

W okresie od 10 marca do 7 kwietnia rb. został wygłoszony cykl odczytów popularnych pt. „Fizyka tworzy nową technikę“. Poszczególne odczyty wygłosili:

1. Prof. dr L. Natanson — „Twórcze możliwości energii atomowej“
2. Prof. dr J. Pniewski — „Mikroskop elektronowy w służbie nauki i techniki“
3. Prof. dr A. Sołtan — „Atomy znaczone i ich zastosowania“
4. Prof. dr A. Piekara — „Mikrofale — nowa dziedzina widma“
5. Prof. B. Buras — „Nowe osiągnięcia fizyki i techniki promieni X“

Przeciętna frekwencja na odczycie ok. 450 osób.

Gośćmi oddziału byli: w r. 1951 — prof. L. Janossy (Budapeszt), prof. J. Nicole (Paryż), prof. dr A. Jabłoński (Toruń), prof. dr M. Mięsowicz (Kraków).

W okresie od 1 stycznia do 1 kwietnia 1952: prof. dr A. Piekara (Gdańsk), mgr A. Zawadzki (Łódź).

Oddział Wrocławski

Zarząd Oddziału (stan w dn. 31. XII. 1951 r.):

Przewodniczący — prof. dr J. Wesołowski

Zastępca przewodniczącego — prof. dr R. S. Ingarden

Sekretarz — mgr Z. Sidorowski

Skarbnik — mgr H. Hieronim

Członek Zarządu — prof. dr J. Nikliborc.

Odbyło się 16 posiedzeń naukowych Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

1. Prof. dr J. Wesołowski — „O neutralnym mezonie“
2. Mgr J. Łopuszański — „Wyrowadzenie równania Własowa z równania Focka“
3. Prof. dr J. Mikusiński, prof. dr R. S. Ingarden — „Statystyczna

teoria ziarnistości obrazu fotograficznego“

4. Mgr H. Cygan — „Fotojonizacja w gazach wywołana promieniami ultrafioletowymi“

5. Mgr J. Łopuszański — „Teoria ziarnistości klisz fotograficznych oparta na statystyce Bosego“

6. Prof. dr J. Nikliborc, mgr Z. Sidorowski, prof. dr S. Loria, prof. dr R. S. Ingarden

Posiedzenie poświęcone pamięci S. I. Wawiłowa

7. Prof. dr R. S. Ingarden — „O nowym sformułowaniu relatywistycznej mechaniki kwantowej“

8. Prof. dr L. Sosnowski — „Półprzewodniki i ich zastosowanie“

9. Prof. dr L. Sosnowski — „Teoria półprzewodników“

10. Dr A. Opolski, mgr H. Cygan — „Astronomia radiowa“

11. Mgr Z. Galasiewicz — „O rozpraszaniu światła w emulsjach fotograficznych na ziarnach srebra“

12. Prof. dr R. S. Ingarden — „Pierwszy Kongres Nauki Polskiej“

13. Prof. dr J. Wesołowski — „Nowy typ wyładowania w licznikach GM“

14. Mgr P. Gładun, C. Bazan — „Elektresy“

15. Prof. dr J. Pniewski — „Nowoczesna spektrografia beta“

16. Prof. dr R. S. Ingarden — „Pojęcie koherencji w mechanice kwantowej“.

Gośćmi oddziału byli: prof. dr L. Sosnowski (Warszawa) i prof. dr J. Pniewski (Warszawa).

Olimpiada Fizyczna

W roku bieżącym staraniem PTF po raz pierwszy zorganizowana została Olimpiada Fizyczna. Są to zawody dla uczniów dwóch ostatnich klas szkół stopnia licealnego, liceów pedagogicznych i technikum.

Eliminacja jest trzystopniowa. Zawody pierwszego stopnia polegają na roz-

wiązaniu zadań rozsyłanych do wszystkich szkół. Uczniowie, którzy najlepiej rozwiązali zadania pierwszego stopnia, są dopuszczeni do zawodów drugiego stopnia, odbywających się w miastach, które są siedzibą oddziałów PTF. Na drugim stopniu uczniowie rozwiązują zadania teoretyczne i wykonują w pracowni Zakładu Fizyki miejscowej szkoły akademickiej zadania doświadczalne. Ci z uczestników zawodów drugiego stopnia, którzy uzyskują najlepsze wyniki, są powoływani do zawodów stopnia trzeciego mających charakter rozgrywek finałowych.

Celem Olimpiady Fizycznej jest rozbudzenie wśród szerokiego grona młodzieży szkolnej zainteresowania fizyką i podniesienie poziomu wykształcenia w tej dziedzinie oraz zapewnienie dopływu na wyższe studia fizyczne i techniczne najbardziej obiecujących kandydatów. Olimpiada Fizyczna pomyślana jest jako akcja o masowym zasięgu, prowadząca do pobudzenia talentów i uaktywnienia ukrytych zdolności.

Olimpiadę Fizyczną przeprowadza Komitet Główny Olimpiady Fizycznej, mieszczący się w Warszawie. W skład Komitetu Głównego wchodzi przedstawiciel PTF, Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego, Ministerstwa Oświaty, Centralnego Urzędu Szkolenia Zawodowego oraz Zarządu Głównego Związku Młodzieży Polskiej. Przewodniczącym Komitetu Głównego jest prof. dr J. P n i e w s k i, Kierownikiem Olimpiady Fizycznej jest prof. dr L. S o s n o w s k i.

W siedzibach Oddziałów PTF działają Komitety Okręgowe Olimpiady Fizycznej.

Nagrodzeni zawodnicy otrzymują dyplomy oraz prawo wstąpienia po ukoń-

czeniu szkoły średniej bez dalszych egzaminów na wydziały: matematyki, fizyki i chemii uniwersytetów i na dowolne wydziały wyższych szkół technicznych. Nauczyciele fizyki, których uczniowie zostają zwycięzcami Olimpiady Fizycznej, otrzymują specjalne premie.

Konferencja wykładowców kursów przygotowawczych

W dniach 22 i 23 lutego r.b. odbyła się w Toruniu konferencja wykładowców fizyki na kursach przygotowawczych do szkół wyższych.

Celem kursów wstępnych jest przygotowanie zdolnych jednostek spośród młodzieży robotniczo-chłopskiej, które nie otrzymały dotychczas systematycznego wykształcenia, do studiów w szkołach wyższych. Kurs przygotowawczy trwa dwa lata.

Zadaniem konferencji było zebranie danych o metodach i warunkach dotychczasowej pracy wykładowców fizyki i przeprowadzenie dyskusji nad sposobami polepszenia wyników nauki.

Konferencji przewodniczył prof. B. B u r a s. Obrady otwarto odczytaniem listów powitalnych od prof. S. P i e ń k o w s k i e g o i prof. L. I n f e l d a. Następnie odczyt o budowie wewnętrznej gwiazd wygłosiła prof. W. I w a n o w s k a.

W toku konferencji przedyskutowano kwestie programowe, zagadnienie pracy z podręcznikiem i sprawę ćwiczeń rachunkowych. Odbyły się również lekcje pokazowe, które następnie szczegółowo omówiono.

W konferencji wzięło udział 40 wykładowców fizyki.

Od Redakcji

**Uzupełnienie artykułu Arkadiusza Piekary:
Spektroskopia mikrofalowa. „Postępy Fizyki” — T. III, z. 1**

Już po napisaniu artykułu autor nadesłał uzupełnienie, które przez przeoczenie nie ukazało się w druku. Brakujący ustęp stanowiący zakończenie § 2 na s. 32 podajemy poniżej:

Najkrótsze fale, jakie można otrzymać przy pomocy klistronu, mają długość 1 cm. Fale jeszcze krótsze otrzymuje się metodą powielania częstotliwości przez wytworzenie dalszych harmoniczných na elemencie nieliniowym (np. detektorze kryształkowym) i wydzielenie jednej z harmoniczných do odpowiednio wąskiego falowodu. W ten sposób otrzymane mikrofałe mają długość fali rzędu 1 mm, a więc długość znacznie już zbliżoną do długości najdłuższych fal podczerwonych (0,4 mm). Należy dodać, że nie są to bynajmniej najkrótsze fale elektromagnetyczne, wytworzone elektrycznymi metodami. Fale jeszcze krótsze, o długości rzędu 0,1 mm, otrzymała już w r. 1924 fizyczka radziecka A. Głagolewa - Arkadiewa, która mikroskopijne dipole w postaci zawiesziny metalowych opiłek w oleju pobudzała do drgań iskrą elektryczną. W ten sposób obie dziedziny widma fal elektromagnetycznych, fale Hertza i fale podczerwone, nie tylko zetknęły się ze sobą, ale przeniknęły się nawzajem.

Spis treści

1. W sześćdziesiątą rocznicę urodzin Prezydenta Bolesława Bieruta	133
2. S. Pieńkowski — Badania S. T. Wawiłowa nad mikrostrukturą światła	137
3. A. Soltan — Stany wzbudzone jąder atomowych	151
4. J. Rzewuski — Teoria Feynmana	167
5. Z. Wilhelmi — Nowe badania nad nietrwałymi ciężkimi cząstkami materii	199
6. L. Natanson — Karbiony i reakcje karbionowe	213
7. K. Rosiński — Ugięcie elektronów biegnących pojedynczo	225
8. B. Buras — Wytyczne I Kongresu Nauki Polskiej w dziedzinie fizyki	229
9. Ze Zjazdów i Konferencji — Trzecie Wszeczwiązkowe Obrady Luminescencyjne w Moskwie	235
10. Recenzje — W. L. Lewszin: Fotoluminescencja żidkich i twiordych wieszczestw (W. Kapuściński)	245
11. Kronika	250
12. Od Redakcji: Uzupelnienie artykułu A. Piekary — Spektroskopia mikrofalowa	260

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa, Asfaltowa 11

ACTA MICROBIOLOGICA POLONICA (kwartalnik)

Czasopismo poświęcone zagadnieniom mikrobiologii teoretycznej, rolniczej i przemysłowej. Zamieszcza prace oryginalne oraz referaty przeglądowe. Umożliwia pracownikom naukowym i laboratoryjnym ogłaszanie wyników własnych. Ułatwia wymianę doświadczeń i osiągnięć naukowych krajowych oraz zagranicznych w dziedzinie mikrobiologii.

Cena zeszytu: zł 6.—

GEODEZJA I KARTOGRAFIA (kwartalnik)

Czasopismo publikujące prace naukowe z zakresu geodezji i kartografii. Bazę tematyczną czasopisma stanowią prace geodezyjne instytutów i zakładów naukowych wyższych uczelni technicznych oraz Geodezyjnego Instytutu Naukowo-Badawczego Gł. U. P. K. Czasopismo uwzględnia wymianę myśli naukowej w zakresie zbieżnych zagadnień z geologią, geofizyką i geografją.

Cena zeszytu: zł 5.—

MYŚL FILOZOFICZNA (kwartalnik)

Czasopismo poświęcone zagadnieniom materializmu dialektycznego i historycznego, historii filozofii, postępowym tradycjom polskiej myśli filozoficzno-społecznej, filozofii przyrodoznawstwa, logice, etyce, estetyce oraz innym dziedzinom filozofii. Stoi na stanowisku konsekwentnego materializmu i stawia sobie za cel walkę z wszelkimi kierunkami reakcyjnej, idealistycznej filozofii i socjologii burżuazyjnej. Dąży do upowszechnienia filozofii marksistowsko-leninowskiej w najszerszych kołach pracowników naukowych i działaczy społecznych wszystkich dziedzin.

Cena zeszytu: zł 10.—

PRZEGLĄD GEOGRAFICZNY (kwartalnik)

Czasopismo zawierające oryginalne artykuły naukowe ze wszystkich ośrodków geograficznych w Polsce z zakresu geografii fizycznej i ekonomicznej. Podaje kronikę ruchu geograficznego w Polsce i na świecie.

Cena zeszytu: zł 5.—

ŻYCIE NAUKI (miesięcznik)

Czasopismo dostarczające światu naukowemu gruntownych informacji o całości prac badawczych PAN, wyższych uczelni, poszczególnych instytutów, instytucji i placówek naukowych. Poświęca wiele uwagi zagadnieniom dydaktyki i organizacji szkół wyższych, jak również życiu społeczno-organizacyjnemu pracowników nauki. Uwzględnia problemowe zagadnienia teoretyczne, wskazuje kierunkowe rozwiązania w ramach poszczególnych dyscyplin, łączy je z praktyką dydaktyczną wyższych uczelni.

Cena zeszytu: zł 7.—

Do nabycia w księgarniach **DOMU KSIĄŻKI**

Wysyła za zaliczeniem Księgarnia Naukowa Domu Książki, Warszawa, Krak. Przedm. 7.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Zarząd

Przewodniczący	— Prof. Dr WOJCIECH RUBINOWICZ, czł. rzeczywisty PAN
Wiceprzewodniczący	— Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI, czł. rzeczywisty PAN
Sekretarz	— Mgr TADEUSZ SKALIŃSKI
Bibliotekarz	— Dr WŁODZIMIERZ SCISŁOWSKI
Skarbnik	— Prof. Dr ANDRZEJ SOLTAN, czł. koresp. PAN
Redaktorzy	— Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI, czł. rzeczywisty PAN Prof. Dr SZCZEPAN SZCZENIOWSKI Prof. Dr JAN WEYSSENHOFF

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Gdańsk	— Prof. Dr ARKADIUSZ PIEKARA
Gliwice	— Prof. Dr MARIAN PUCHALIK
Kraków	— Prof. Dr MARIAN MIĘSOWICZ
Lublin	— Prof. Dr STANISŁAW ZIEMECKI
Łódź	— Prof. Dr STANISŁAW SACHS
Poznań	— Prof. Dr STANISŁAW LORIA
Toruń	— Prof. Dr JAN RZEWUSKI
Warszawa	— Prof. Dr LEONARD SOSNOWSKI
Wrocław	— Prof. Dr JAN WESOŁOWSKI