

Składowa

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XII

ZESZYT 4

1961

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Andrzej Kisiel (Kraków)
Przemysław Zieliński (Warszawa)

Adres Redakcji: Kraków, Gołębia 13
tel. 267-45

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

*Dr. h.c. Maria Majewska
Warszawa*

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XII, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1961

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1632 + 148 egz.	Rękopis dostarczono 11. V. 1961
Ark. wyd. 7,25 - ark. druk. 6 ³ / ₈ + 1 wkł.	Podpisano do druku 5. IX. 1961
Papier druk. sat. kl. III, 70 × 100, 80 g	Druk ukończono we wrześniu 1961
Zamówienie 269/61	Cena zł 15. — K-10

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4



Erwin Schrödinger

Wojciech Rubinowicz

Erwin Schroedinger

12. VIII. 1886 — 4. I. 1961

Rozwój teorii kwantów odbywał się w trzech etapach. Pierwszy zapoczątkował Max Planck w 1900 r. przez odkrycie kwantów działania. Drugi rozpoczął w 1913 r. Niels Bohr przez syntezę stanów kwantowych Plancka i fotonów Einsteina z modelem atomu Rutherforda. Trzeci etap nastąpił, gdy w 1925 r. Heisenberg, a w 1926 r. Schroedinger stworzyli nowszą teorię kwantów. Schroedinger, którego zgon w dniu 4 stycznia br. pogrążył w żałobie cały świat nauki, należy więc do szczytowych postaci, do twórców nowoczesnej fizyki.

Erwin Schroedinger urodził się 12 sierpnia 1886 r. w Wiedniu i był rzeczywiście wiedeńczykiem w najlepszym tego słowa znaczeniu. Pogodnego usposobienia, prawdziwie skromny, zawsze bardzo usłużny i uprzejmy, jednym słowem był czarujący. Studia uniwersyteckie rozpoczął w Wiedniu w r. 1906, a więc w roku tragicznej śmierci Boltzmann'a. Choć nie był jego bezpośrednim uczniem, to jednak twierdził: „Boltzmann był moją pierwszą miłością naukową i nikt nie potrafił mnie tak zainteresować przedtem, ani nie potrafi chyba tego w przyszłości“. Mimo to uważał, że podstawę swojej naukowej osobowości zawdzięcza następcy Boltzmann'a na Uniwersytecie Wiedeńskim Hasenoehrlovi, u którego słuchał wykładów fizyki teoretycznej. Już jako student uchodził w gronie swoich kolegów — jak to wspomina Hans Thirring — za zupełnie wyjątkowo uzdolnionego.

Po ukończeniu studiów uniwersyteckich zostaje w 1910 r. asystentem w II Zakładzie Fizyki Doświadczalnej uniwersytetu w Wiedniu u profesora Franza Exnera, którego zawsze wspomina ze szczególnym sentymentem. Na tym uniwersytecie też habilituje się. W roku 1918 ofiaruje mu uniwersytet w Czerniowcach katedrę fizyki teoretycznej. Ze względu na rozpad monarchii austro-węgierskiej realizacja tego powołania nie dochodzi do skutku. Dopiero w 1920 r. zostaje mianowany profesorem nadzwyczajnym w Jenie, skąd jeszcze w tym samym roku przenosi się do Stuttgartu. Ale już w następnym roku przechodzi jako profesor zwyczajny do Wrocławia. Lecz i tu pozostaje tylko jeden semestr, obejmując katedrę fizyki teoretycznej na Związkowej Politechnice w Zurychu. Tu też odkrywa w 1926 r. mechanikę falową.

Przegląd odbitek jego prac z okresu przed rokiem 1926 okazuje ogromną różnorodność ich tematyki. Wiele prac dotyczy zagadnień w jakiś sposób związanych z mechaniką statystyczną. Wśród prac na inne tematy fizyczne należy wspomnieć pracę doświadczalną o interferencjach szerokokątowych, następnie prace teoretyczne o zastosowaniu geometrii Riemanna do teorii barw, o anomalnych termach widmowych i o cieple właściwym ciał stałych. Tu właśnie spotkał się z zagadnieniami własnymi, które tak ważną rolę miały odegrać w jego poszukiwaniach nowszej teorii kwantów.

Historię swojego wiekopomnego odkrycia opowiedział Diracowi. Od samego początku uważał warunki kwantowe starszej teorii kwantów za niezadowalające i był przekonany, że powstawanie linii widmowych musi być związane z pewnego rodzaju zagadnieniem własnym. Odkrycie fal elektronowych w 1924 r. przez L. de Broglie'a wywarło na nim ogromne wrażenie. Pod jego wpływem począł Schroedinger szukać zagadnień własnych związanych z falami de Broglie'a, które by mogły zastąpić warunki kwantowe Bohra-Sommerfelda. Początkowo posługiwał się jednak, tak jak de Broglie, mechaniką relatywistyczną. W rezultacie natrafił na równanie różniczkowe, które dziś nazywamy relatywistycznym równaniem Schroedingera. Jednak związane z równaniem tym zagadnienie własne daje niezgodną z rzeczywistością strukturę subtelną widma atomu wodoru. Fakt ten zniechęcił Schroedingera do dalszych poszukiwań. Sądził, że obrana droga prowadzi na manowce. Przestał więc na razie zajmować się tym zagadnieniem. Dopiero po upływie paru miesięcy spostrzegł, że na podstawie mechaniki nierelatywistycznej można otrzymać równanie falowe, dające dla atomu wodoru zagadnienie własne, którego wartości własne odpowiadają poziomom balmerowskim, zgodnie z tym, co należało oczekiwać w przybliżeniu nierelatywistycznym.

Wyniki swoich badań ogłosił Schroedinger w sześciu pracach opublikowanych kolejno w ciągu niespełna pięciu miesięcy. Pierwsza z nich wpłynęła bowiem do redakcji czasopisma *Annalen der Physik* dnia 25 stycznia 1926 r., a ostatnia 21 czerwca tegoż roku. W pracach tych zawarte jest prawie wszystko, co wykładamy dziś studentom o równaniu falowym Schroedingera, łącznie z jego rachunkiem zaburzeń i dowodem równoważności mechaniki falowej z mechaniką kwantową Heisenberga.

Było chyba szczęśliwym zbiegiem okoliczności, że Schroedinger mógł korzystać przy rozwiązywaniu zagadnienia własnego dla atomu wodoru z rad swojego kolegi z Politechniki w Zurychu, kongenialnego matematyka Hermanna Weyla, który zajmował się już poprzednio zagadnieniami własnymi z ciągłymi widmami wartości własnych.

W 1927 r. został Schroedinger następcą Plancka na Uniwersytecie Berlińskim. Lecz gdy Hitler w 1932 r. doszedł do władzy, Schroedinger, nie mogąc pogodzić się z ideologią hitlerowską, opuszcza wiosną 1933 r. Niemcy, udając się do Oxfordu. Stąd przenosi się w 1936 r. do Grazu, powracając więc do swojej ojczyzny. Gdy jednak w 1938 r. Hitler okupuje Austrię, Schroedinger znalazł się w trudnej sytuacji, ponieważ jego wyjazd z Niemiec w r. 1933

hitlerowcy poczytali mu za czyn nieprzyjazny. Pod presją podpisuje więc oświadczenie, że zgadza się z reżimem hitlerowskim; czyni to jednak w sposób dwuznaczny (Nature, 141, 929, 1938), wobec czego musi opuścić ojczyznę. Zmyliwszy czujność władz wyjeżdża z Austrii przez granicę włoską i udaje się do Princeton. Po krótkim tam pobycie przenosi się jednak do Dublinu, do specjalnie dla niego na wzór Princeton utworzonego *Institute for Advanced Studies*. W 1956 r. wraca do swojego ukochanego Wiednia, gdzie przed pięćdziesięciu laty rozpoczął studia uniwersyteckie.

Po roku 1926 opublikował Schroedinger, oprócz kilku dalszych prac z zakresu nowszej teorii kwantów, wiele prac na przeróżne tematy, np. o unitarnej teorii grawitacji i o metodzie faktoryzacji, o której jednak w liście do mnie się wyraża: „Nie jest to wprawdzie ważne narzędzie matematyczne, ale zato przyjemna rozrywka („guter Spass“). Znany jest fakt, że Schroedinger do końca swego życia nie mógł zgodzić się — podobnie zresztą jak de Broglie, Einstein, v. Laue i Planck — z tzw. kopenhaską interpretacją nowszej teorii kwantów. Przede wszystkim uznawał za sztuczną koncepcję przeskoków kwantowych, chcąc je zastąpić procesami ciągłymi.

W 1933 r. Schroedinger otrzymał wspólnie z Heisenbergiem i Diracem nagrodę Nobla.

Wspomnienie o Schroedingerze nie dawałoby pełnego obrazu jego niezwykłej osobowości bez choćby wzmianki o bogactwie jego wszechstronnych zdolności. Kochał sztukę w każdej postaci. Był poetą, rzeźbiarzem, był znawcą dawnego i współczesnego malarstwa i władał biegle kilkoma językami. Poza tym interesował się poważnie zagadnieniami filozoficznymi, publikując na ten temat kilka rozpraw i książek.

Ostatni raz odwiedziłem Schroedingera w Wiedniu, w końcu października 1958 r. Był wówczas już zmęczony chorobą, ale mimo to równie serdeczny i czarujący jak dawniej. Wtedy też wręczył mi fotografię, którą tu Czytelnikom przekazuję. I tak pozostanie mi Schroedinger w pamięci. Prosty, skromny człowiek, ale jakże gigantyczny umysł!

Bronisław Średniawa

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego,
Kraków

W dwudziestą rocznicę śmierci prof. Witolda Wilkosza

Dnia 31 marca 1941 r. zmarł po ciężkiej chorobie profesor matematyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Witold Wilkosz. Chociaż prof. Wilkosz był matematykiem, to jednak Jego zainteresowania sięgały daleko poza zagadnienia czystej matematyki, a nawet nauk przyrodniczych. Zajmował się również twórczo fizyką teoretyczną, pisząc prace z pogranicza analizy matematycznej i fizyki teoretycznej, współpracując z fizykami teoretykami i wygłaszając odczyty o problemach związanych z fizyką teoretyczną. Był też jednym z pierwszych popularyzatorów i wynalazców w dziedzinie radiofonii w Polsce. Dlatego wydaje się rzeczą słuszną przypomnieć polskim fizykom sylwetkę tego nieprzeciętnego, przedwcześnie zmarłego uczonego.

Prof. Wilkosz urodził się w Krakowie i tutaj ukończył gimnazjum im. Sobieskiego. Już w latach gimnazjalnych wykazywał wielkie zdolności do matematyki i języków. W czwartej klasie gimnazjalnej (która odpowiada dzisiejszej ósmej) studiował wyższą matematykę i przygotowywał starszych kolegów do matury, a od szóstej klasy studiował języki obce, europejskie i wschodnie. W ósmej klasie gimnazjalnej (poprzedzającej maturę), napisał pracę z zakresu semiotologii, która zwróciła na Niego uwagę uczonych. Za pracę tę powołano Go na członka towarzystwa naukowego *Morgenländische Gesellschaft* oraz przyznano Mu stypendium naukowe, aby mógł studiować na jednym z uniwersytetów arabskich. Po ukończeniu gimnazjum wyjechał do Bejrutu, gdzie studiował kilka miesięcy, po czym powrócił do Krakowa i zapisał się na studia filologii klasycznej i języków wschodnich na Uniwersytecie Jagiellońskim. Po dwóch latach przerzucił się na matematykę. Rok studiował matematykę w Krakowie i rok na uniwersytecie w Turynie pod kierunkiem Peany, gdzie uzyskał stopień doktora filozofii na podstawie pracy z teorii całek Lebesgue'a.

Wezwany przez konsulat austriacki do powrotu z powodu wybuchu wojny wrócił do kraju w sierpniu 1914 r.

W roku 1919 powołany został na Uniwersytet Jagielloński celem objęcia wykładów. W tym samym roku napisał pracę habilitacyjną z dziedziny analizy matematycznej i w 1920 r. uzyskał *veniam legendi* oraz nagrodę Akademii Umiejętności im. Konstantego Simona za swoje prace matematyczne.

W rok później został profesorem kontraktowym, a w 1922 r. objął katedrę matematyki i logiki matematycznej na Uniwersytecie Jagiellońskim jako profesor nadzwyczajny; w 1936 r. otrzymał nominację na profesora zwyczajnego.

Prof. Wilkosz ogłosił około 40 prac naukowych z różnych działów matematyki, z teorii mnogości, analizy matematycznej, teorii funkcji analitycznych, arytmetyki i logiki matematycznej. Opublikował też dwie prace o tzw. pierwszym twierdzeniu fundamentalnym teorii sprężystości. Wiele z Jego prac stało się podstawą dalszych badań matematyków polskich i obcych. Już z tego wycieszenia działów matematyki, w których pracował twórczo, można wyróbić sobie poglądy o wszechstronności Jego zainteresowań matematycznych. Prof. Wilkosz interesował się również żywo nowoczesną fizyką teoretyczną. W ostatnich latach przed wojną był jednym z najczynniejszych uczestników *Klubu Kuglarzy*, jak nazwano konserwatorium zorganizowane przez prof. Weyssenhoffa, a mające na celu rozwinięcie współpracy naukowej fizyków i matematyków. Na konserwatorium tym prof. Wilkosz prowadził wykład geometrii dla fizyków teoretyków.

O wszechstronności zainteresowań prof. Wilkosza świadczy też fakt, że nie zaniedbywał swoich studiów lingwistycznych. Celem bezpośredniego zbliżenia się do początków myślenia logiczno-matematycznego w dziejach ludzkości, przeprowadza badania nad językami starożytnego Wschodu. O tych początkach myślenia logicznego i naukowego i początkach tworzenia się pojęć matematycznych napisał piękną książkę *Człowiek stwarza naukę* (Kraków 1946), wydaną już po wojnie, niestety bez ostatniego rozdziału, który miał dotyczyć rozwoju myśli greckiej.

Prof. Wilkosz był zamiłowanym wykładowcą — prowadził wykłady i seminaria na wszystkich latach studiów, począwszy od kursowych wykładów analizy matematycznej i algebry aż do zaawansowanych wykładów i seminariów na latach wyższych. Wykładał jasno i żywo, zwłaszcza interesujące były Jego wykłady na tematy specjalne. Działalność dydaktyczna prof. Wilkosza nie ograniczała się tylko do wykładów, napisał kilka krótkich ale treściwych podręczników matematyki z dziedziny arytmetyki, teorii mnogości i algebry, odznaczających się oryginalnością ujęcia i zawierających również wyniki Jego własnych badań. Planował wydanie nowoczesnych podręczników analizy matematycznej, geometrii analitycznej i dużego dzieła z zakresu logiki. Praca nad tym ostatnim dziełem była daleko posunięta. Niestety, z prac tych pozostały jedynie urywki, gdyż prof. Wilkosz dzięki swojej fenomenalnej pamięci nie robił prawie żadnych notatek, notując jedynie dyspozycje i pisząc z pamięci.

Był On również niestrudżonym popularyzatorem nauki. Aż do wybuchu wojny jeździł po całej Polsce jako wykładowca Powszechnych Wykładów Uniwersyteckich, miał prawie co tydzień wykłady radiowe w Krakowie i w Katowicach, wykładał w Collegium Naukowym i w wielu innych instytutach oświatowych. Na odczytach tych prof. Wilkosz umiał mówić w sposób jasny i interesujący o problemach trudnych. Niektóre z Jego odczytów popularnych zostały opublikowane. Napisał też popularną książkę o matematyce dla mło-

dzieży pod tytułem *Licze i Myśle* (Kraków 1938). Dzięki artykułom i pracom z dziedziny radiofonii stanął prof. Wilkosz w szeregu pierwszych popularyzatorów i wynalazców tej gałęzi techniki w Polsce. Swoimi ulepszeniami i doświadczeniami w tej dziedzinie dzielił się z radioamatorami.

Prof. Wilkosz odznaczał się ogromnym czarem osobistym, był człowiekiem bardzo bezpośrednim i towarzyskim, rozmowa z Nim nie była nigdy banalna, a dla nas studentów była zawsze przeżyciem i pozostawała w pamięci.

Jako egzaminator i jako kierownik prac magisterskich i naukowych był wymagający, ale zawsze chętny do dyskusji i do udzielania wskazówek i rad.

W listopadzie 1939 r. został prof. Wilkosz aresztowany przez Niemców wraz z innymi profesorami Uniwersytetu Jagiellońskiego. W dniu aresztowania był poważnie chory, toteż stan Jego zdrowia pogarszał się w więzieniu, z którego po pewnym czasie został zwolniony. Wyrzucony ze swojego mieszkania żył z rodziną w trudnych warunkach i był zmuszony w 1940 r. przyjąć pracę w Szkole Handlowej. Mimo niesprzyjających warunków, jakie panowały w czasie okupacji, nie przerwał pracy naukowej, kontynuując ją sam, a także i ze swoimi uczniami i współpracownikami.

Pogarszający się ciągle stan Jego zdrowia doprowadził do zapalenia płuc na które zmarł z końcem marca 1941 r. Nie było Mu danem doczekać końca okupacji i ponownego otwarcia Uniwersytetu Jagiellońskiego w 1945 r.

Michael J. Moravcsik

Fizyka wysokich energii *

Sprawozdanie z Konferencji w Rochester

25.VIII — 1. XI. 1960

Przyszli historycy nauki znajdą niewątpliwie wiele materiału do dziejów rozwoju fizyki, studiując sprawozdania z tzw. rochesterskich konferencji poświęconych fizyce wysokich energii. Dziesiąta z rzędu konferencja w Rochester odbyła się w sierpniu 1960 r.

Zjawiska, w których biorą udział wysokie energie, należą z pewnością do najbardziej popularnych w dzisiejszej fizyce, jednak może nie wszyscy zdają sobie sprawę z intensywności wysiłków włożonych w próby zrozumienia tych zjawisk i z nakładów materialnych przeznaczonych na ich badanie.

W porównaniu z ubiegłym dziesięcioleciem energie, jakimi rozporządzamy obecnie, są około sto razy większe, a liczba osób pracujących w tej dziedzinie również bardzo wzrosła. W omawianej konferencji wzięło udział około trzy razy więcej uczestników niż przed dziesięciu laty, chociaż starano się, aby nie było ich zbyt wielu. Fizyką wysokich energii zainteresował się rząd i włączył ją w zakres swojej polityki.

Ocena tego, czy rezultaty są współmierne z tak dużym wysiłkiem, jest sprawą indywidualną. Jedną rzeczą jest jednak oczywista, co podkreśla tegoroczna konferencja: Badania, których celem jest przeniknięcie do coraz to wyższych zakresów energii nie opierają się na zrozumieniu zjawisk w zakresie niższych energii. W tym znaczeniu wydaje się, że fizyka wysokich energii rozwija się zbyt szybko. Wiele zagadnień dotyczących na przykład fizyki mezonów π w zakresie niskich energii, którymi zajmowano się na konferencjach przed pięcioma lub dziesięcioma laty, jest jeszcze aktualnych, chociaż może w nieco modyfikowanej postaci. Te nierozwiązane zagadnienia w zakresie 200 MeV nie zniechęcają jednak do badań w zakresie 20 BeV. Ze względu na złożoność zjawisk w fizyce cząstek elementarnych trudno powiedzieć, czy taki rozwój ułatwi jednolite zrozumienie procesów dla wszystkich energii, czy jego rezultatem będzie to, że przez pewien czas nasze wiadomości będą powierzchowne.

* Artykuł ten ukazał się w *Physics Today*, vol. 13, No 12, 20 (1960). Przekładu dokonano za zgodą wydawcy.

Jak wynika z tych uwag, prawie niemożliwe jest napisanie jednolitego sprawozdania z omawianej konferencji, dlatego podzielę artykuł na pięć części, przy czym podział ten jest w pewnym stopniu dowolny. Sprawozdanie będzie oparte na wrażeniach osobistych, chociaż będę usiłował nadać im charakter obiektywny. Podobnie jak w poprzednim sprawozdaniu¹ nie będę wymieniał nazwisk i nie będę starał się o wyczerpanie tematu i przedstawienie wszystkich zagadnień.

Pierwszy dział fizyki wysokich energii, który pragnę omówić, zajmuje się zjawiskami, których energie sięgają obszaru pomiędzy 500 i 1000 MeV. Można go scharakteryzować jak następuje:

a) Rozważa się tylko cząstki elementarne „klasyczne“ o „dziwności“ zero (nukleony, mezony π , elektrony i fotony). Wyklucza się zjawiska słabego sprzężenia, tak że nie rozważa się mezonów μ i neutrin.

b) Można nie uwzględniać wielorodnej produkcji.

c) Energie są tak niskie, że rozkład na stany własne momentu pędu ma sens fizyczny.

Historycznie jest to oczywiście najdawniej znany zakres energii i przeto zrozumienie tych zjawisk jest stosunkowo najlepsze.

Jeżeli chodzi o stronę doświadczalną, postęp jest rzeczywiście duży. Wszystkie podstawowe własności mezonu są teraz dobrze znane dzięki dodatkowym wiadomościom otrzymanym z nowych pomiarów czasu życia neutralnego mezonu π . Dawniej znana była tylko dolna i górna granica, które różniły się o kilka rzędów wielkości. Obecnie wiemy, że ten czas życia jest z dokładnością do czynnika 3 równy $1,5 \cdot 10^{-16}$ sek.

Niedawne doświadczenia rzuciły również więcej światła na oddziaływanie pomiędzy mezonami π a nukleonami. Nowe i dokładniejsze doświadczenia w najniższym zakresie energii, wykazujące doskonałą zgodność między sobą, ustaliły dotąd nieco oscylującą wartość stosunku Panofskiego, jako równą około 1,55, z błędem rzędu 0,02. Omówiono stosunkowo precyzyjne doświadczenia prowadzące do pomiaru różniczkowego przekroju czynnego na fotoprodukcję neutralnych mezonów π w pobliżu energii progowej, o którym dotąd prawie nie wiedziano. Dla nieco wyższych energii wykonano nowe dokładne pomiary całkowitego przekroju czynnego rozpraszania mezonów π na nukleonach w obszarze drugiego i trzeciego rezonansu oraz rozkładów kątowych fotoprodukcji pojedynczego mezonu π w tym obszarze energii.

Inna seria doświadczeń dotyczyła oddziaływań pomiędzy nukleonami. Otrzymano dużą liczbę danych odnośnie potrójnego rozpraszania protonów na protonach oraz zasygnalizowano pierwsze doświadczenia nad potrójnym rozpraszaniem neutronów na protonach. Brakuje jeszcze, co jest dość dziwne, danych odnoszących się do najniższego zakresu energii pomiędzy 5 a 50 MeV, lecz lukę tę zapewnią doświadczenia planowane na najbliższe lata.

Nowym zjawiskiem, którym należy się zająć od strony doświadczalnej w tym „klasycznym“ zakresie energii, jest oddziaływanie pomiędzy mezonami π .

¹ Michael J. Moravcsik, *Physics Today*, 12, No 10, 38 (1959).

Uwagę na to zjawisko zwróciły badania teoretyczne ostatnich dwóch lub trzech lat. Przy podejściu do teorii cząstek elementarnych od strony podwójnych relacji dyspersyjnych uważa się ten proces za najbardziej zasadniczy, bez którego nie można zrozumieć innych oddziaływań, takich jak oddziaływanie pomiędzy nukleonami a mezonami π lub pomiędzy samymi nukleonami. Nie mając jednak do dyspozycji tarcz ze swobodnymi mezonami, trudno jest te doświadczenia przeprowadzić lub interpretować je teoretycznie. Wykonane dotychczas pomiary polegają na pomiarze współdziałania dwóch mezonów π w stanie końcowym, podczas zderzeń pomiędzy protonami i deuteronami lub mezonami i protonami. Metoda analizy polega albo na przybliżonym obliczeniu innych efektów występujących w stanie końcowym, o których przypuszcza się, że na nie nakłada się oddziaływanie między mezonami π , albo na ekstrapolacji do tego punktu w obszarze niefizycznym, gdzie przyczynki pochodzą tylko od oddziaływania między mezonami π . Obie te procedury obarczone są dużą niepewnością i dlatego możliwość oddziaływania pomiędzy mezonami π , chociaż bardzo sugestywna, jest jeszcze daleka od ostatecznego wyjaśnienia. Na pewno upłynie jeszcze kilka lat, zanim będzie można wykonać przekonujące doświadczenia, jak np. anihilacja elektronu i pozytonu na dwa mezony π .

Jeszcze inna grupa doświadczeń dotyczyła struktury elektromagnetycznej nukleonu. Doniesiono, że górna granica momentu dipolowego elektrycznego protonu jest obecnie oceniana jako równa $3 \cdot 10^{-15}$ cm \times ładunek elementarny, a więc jest o dwa rzędy wielkości niższa niż wartość podawana poprzednio. Wykazano też, że różnica pomiędzy ładunkami protonu i elektronu jest mniejsza niż $1/4 \cdot 10^{-19}$. Jeżeli chodzi o rozkład ładunku elektrycznego i magnetycznego w nukleonach, wykonano pomiary czynnika postaci (formfaktora) dla wyższych energii. Dwie grupy doświadczeń dały zgodne wyniki. Jednak pewne nowe fakty odkryte dla wyższych energii nie są całkiem jasne. Zakładając w szczególności, że magnetyczne czynniki postaci są dla neutronu i dla protonu takie same, otrzymuje się rezultat, że elektryczny czynnik postaci neutronu jest różny od zera, gdy tymczasem dawniej myślano, że jest on równy zeru. Również dla tych energii elektryczny i magnetyczny czynnik postaci protonu zaczynają się różnić pomiędzy sobą. Aby wyciągnąć ostateczne wnioski z tych doświadczeń, należy jeszcze przeprowadzić dokładniejszą analizę wszystkich danych stojących do dyspozycji.

Referowano także prace doświadczalne mające na celu udowodnienie ważności prawa zachowania spinu izotopowego. Wykazano np., że przekrój czynny dla procesu $d + d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$, zabronionego przez prawo zachowania spinu izotopowego, jest mniejszy niż 0,02 mikrobarna.

Jesteśmy jeszcze daleko od kompletnego zrozumienia wyników tych doświadczeń. Próby interpretacji są prowadzone zarówno drogą fenomenologiczną, jak i za pomocą metod o charakterze bardziej zasadniczym. Na pierwszej drodze osiągnięto już pewne sukcesy. Ustalenie drugiego i trzeciego maksimum rezonansowego układu mezon π -nukleon, jako stanów $D T = 1/2, J = 3/2$

oraz $F T = 1/2$, $J = 5/2$, jest prawie pewne. Podano kompletny (choć niekoniecznie jednoznaczny) półfenomenologiczny opis oddziaływania pomiędzy protonami za pomocą przesunięć fazowych (phase shifts) i wymiany pojedynczego mezonu π . Zanotowano też pewne postępy w teorii o charakterze bardziej podstawowym, posługującej się techniką relacji dyspersyjnych. Wyznaczono za pomocą relacji dyspersyjnych dla układu mezon π -nukleon bardzo dokładną wartość stałej sprzężenia pomiędzy polem nukleonowym i polem mezonów π .

Inne obliczenie oddziaływania pomiędzy mezonem π a nukleonem, polegające na wykorzystaniu półfenomenologicznej informacji o oddziaływaniu między mezonami π , dało po raz pierwszy jako wynik małe przesunięcie fazowe układu nukleon-mezon π . Wykazano też, że relacje dyspersyjne zastosowane do rozpraszania mezonów π na nukleonach posiadają te same cechy charakterystyczne, potwierdzone dobrze przez doświadczenie, co stara teoria klasyczna. Zanotowano pewien postęp przy rozwiązywaniu równań oddziaływania pomiędzy mezonami π . Stosowano też relacje dyspersyjne do badania rozpraszania nukleonu na nukleonach. Z drugiej strony wykryto pewne dość duże niezgodności pomiędzy wynikami rachunków opartych na relacjach dyspersyjnych a danymi doświadczalnymi odnoszącymi się w szczególności do neutralnych mezonów π . Przedtem uważano, że istnieje zgodność w granicach 10%. Niezgodność jest przypuszczalnie spowodowana przez przyczynki pochodzące z obszaru niefizycznego. W ograniczonym obszarze kątowym, gdzie ten przyczynek jest mały, zgodność jest dobra. Może to oznaczać, że nawet dla jakościowego wytłumaczenia zjawisk, nawet dla najniższych energii, należy stosować bardziej subtelne przybliżenia i staranniej określać obszar ważności.

Można też zadać pytanie, czy dzisiejsza technika relacji dyspersyjnych jest w ogóle słuszna. Należy tu znowu zanotować pewien postęp np. w postaci dowodu słuszności sformułowania Mandelstama podwójnych relacji dyspersyjnych dla procesów czterocząstkowych przy braku progów anomalnych, dla wszystkich rzędów przybliżeń w rachunku perturbacyjnym. Lecz bardziej fundamentalne zagadnienie uogólnienia podwójnych relacji dyspersyjnych na procesy wielocząstkowe jest dotąd zupełnie nierozwiązane, co stanowi dużą przeszkodę w rachunkach praktycznych. Wydaje się rzeczą jasną, że zasadnicze i ogólne ujęcie teorii cząstek elementarnych, porównywalne z sformułowaniem mechaniki kwantowej jest kwestią przyszłości, o ile w ogóle jest możliwe.

Zwróćmy się teraz do drugiego działu fizyki wysokich energii. Pod względem energetycznym dział ten obejmuje zakres od 1 BeV do 6 BeV, w którym zachodzą procesy z cząstkami dziwnymi przy najniższych energiach oraz procesy tworzenia antynukleonów i wielorodna produkcja mezonów π . Zakres ten odznacza się wielością kanałów, która stawia pod znakiem zapytania użyteczność rozkładu na stany o różnych momentach pędu. Nawet w wypadkach, w których występują procesy niskoenergetyczne, jak w rozpraszaniu mezonów K , należy w macierzy rozpraszania uwzględnić procesy nieelastyczne.

Przedyskutujemy najpierw zjawiska o „dziwności“ zero. Liczne doświadczenia nad rozpraszaniem antyprotonów na protonach doprowadzają do wykrycia

dość dużej polaryzacji. Pierwsze pomiary anomalnego momentu magnetycznego antyprotonu nie stoją w sprzeczności z przewidywaniami. Stwierdzono, że górna granica prawdopodobieństwa powstania dwóch mezonów π przy anihilacji protonu i antyprotonu jest równa 0,4%, a powstania dwóch mezonów K jest równa 0,1% oraz że przekroje czynne dla układów antyproton-proton i antyproton-neutron są w przybliżeniu równe. Tak więc rozwój fizyki antynukleonów przebiega spokojnie i bez niespodzianek. Należy kontynuować dalsze doświadczenia nad promieniem nieelastyczności jak i korelacją wytworzonych mezonów π w celu bardziej szczegółowego poznania tych procesów.

Innym, dobrze ugruntowanym faktem doświadczalnym, jest bardzo małe przekazywanie pędów w wysokoenergetycznych zderzeniach pomiędzy nukleonami lub nukleonami a mezonami π , przy czym pęd przekazany nie zależy od liczby wyprodukowanych cząstek. Jest to równoważne stwierdzeniu, że większość zderzeń należy do zderzeń peryferyjnych, zachodzących w zewnętrznych obszarach reagujących cząstek. Skonstruowano różne teorie statystyczne oparte na tym właśnie fakcie.

Zwracając się do cząstek dziwnych nie można powstrzymać się od stwierdzenia analogii pomiędzy dzisiejszym stanem fizyki mezonów K a stanem fizyki mezonów π przed dziesięcioma laty, gdy rozpoczęły się konferencje fizyki wysokich energii. Zmierzono niektóre całkowite przekroje czynne na produkcję cząstek dziwnych dla kilku energii i zbadano niektóre rozkłady kątowe. Jedną z interesujących możliwości dla tych reakcji jest przypuszczenie istnienia maksimów przekrojów czynnych dla tych energii, dla których pojawiają się nowe kanały. Jak dotąd, nie ma potwierdzenia tych przypuszczeń, z wyjątkiem pewnych nieregularności w niektórych rozkładach kątowych, lecz gdyby maksima te istniały, mogłyby dostarczyć informacji o parytetach względnych. Z doświadczeń nad antysymetrią rozpadu cząstek Λ (która świadczyłaby o nie zachowaniu parytetu w oddziaływaniach silnych) nie możemy wyciągnąć jeszcze żadnych pewnych wniosków. Nie ma danych doświadczalnych co do istnienia stanu związanego układu złożonego z cząstki Σ i neutronu. Więcej danych zebrano o hiperfragmentach, zmierzono na przykład dokładniej czasy życia; dane doświadczalne sugerują też istnienie poziomu rezonansowego układu cząstka Λ -mezon π dla 1370 MeV. Gdyby to ostatnie odkrycie potwierdziło się, byłoby pierwszym przykładem rezonansu w oddziaływaniach z hyperonami.

Powyższe rezultaty są w większości przypadków półjakościowe. Nieco dokładniejsze są dane odnoszące się do mezonów K , dla których występuje analogia z mezonami π . Duży wysiłek włożono w wyznaczenie parytetu mezonu K . Stosowano metodę absorpcji ujemnego mezonu w helu, z którą związana jest produkcja hiperfragmentu i mezonu π . Jest rzeczą coraz pewniejszą, że absorpcja następuje w stanie podstawowym i jest też prawdopodobne, że stan podstawowy powstałego hiperfragmentu posiada spin równy zeru. Jeżeli te wszystkie założenia są słuszne, to istnienie tej, stwierdzonej ponad wszelką wątpliwość, reakcji, wskazywałoby na ujemny parytet względny układu cząstka Λ -mezon π . Wniosek ten potwierdzają też dane odnoszące się do rozpraszania mezonów K

na nukleonach (obliczenia przy zastosowaniu relacji dyspersyjnych) do foto-produkcji mezonów K (przy użyciu metod eksperymentalnych) i inne dane odnoszące się do hiperfragmentów. Ponieważ dane te nie są jeszcze całkiem pewne, konieczne jest przeprowadzenie dalszych doświadczeń.

Podobnie jak w przypadku wczesnego stadium rozwoju fizyki mezonów π , badano intensywnie najbardziej podstawowy proces, a mianowicie rozpraszanie mezonów na nukleonach. Wydaje się, że dla ujemnych mezonów K rozkład kątowy przy niskich energiach jest izotropowy, a dla wyższych energii wydaje się wzrastać bardzo szybko udział fali P . Rozpraszanie połączone z wymianą ładunku jest słabe. Są pewne wskazówki na to, że występuje interferencja Coulombowska. Dla pędów rzędu 2 BeV/c całe rozpraszanie ma charakter uginania na nieprzeźroczystej kuli, mającej promień równy 0,8 fermiego. Dodatni mezon K jest rozpraszany izotropowo i przekrój czynny na rozpraszanie nie zależy od energii aż do 500 MeV. Wykonano też pomiary rozpraszania mezonów K na deuteronach, lecz są one skomplikowane przez możliwe silne oddziaływanie w stanie końcowym.

Dyskusję teoretyczną rozpraszania mezonów K na nukleonach przeprowadzono najpierw posługując się metodą długości rozpraszania (scattering length). Dyskusję komplikuje istnienie procesów nieelastycznych. Otrzymana interpretacja zgadzała się z niektórymi faktami doświadczalnymi, natomiast pozostawała w sprzeczności z pewnymi nowo otrzymanymi wynikami doświadczalnymi. Ostatecznie zastosowano do badania tego rozproszenia relacje dyspersyjne w bardzo grubym przybliżeniu, korzystając z pewnych fenomenologicznych wiadomości o oddziaływaniu pomiędzy mezonami π . Nie wiadomo jeszcze, czy otrzymano zgodność z doświadczeniem.

Można w ogólności powiedzieć, że strona doświadczalna fizyki mezonów K znajduje się w pewnym, półjakościowym stadium, a teoria stosuje pewne schematy, które wydają się naturalne, oczekując zarówno na więcej danych doświadczalnych, jak i na postęp teorii reakcji pomiędzy cząstkami elementarnymi.

Różnica pomiędzy drugim a trzecim działem nie jest całkiem wyraźna, gdyż podyktował ją historyczny rozwój akceleratorów cząstek a nie względy fizyczne. Trzeci dział obejmuje zjawiska, w których biorą udział przeważnie cząstki o dziwności zero w zakresie energii wyższych niż 6 do 8 BeV. Informacje odnoszące się do tego zakresu są fragmentaryczne, a teorii, poza ogólnymi rozważaniami o charakterze statystycznym, właściwie nie ma. Jedynym interesującym zagadnieniem z teoretycznego punktu widzenia jest porównanie danych doświadczalnych z twierdzeniem Pomerańczyka. Twierdzenie to mówi, że przy dość ogólnych założeniach przekrój czynny dla procesu, w którym bierze udział pewna cząstka, i przekrój czynny tego samego procesu zawierającego odpowiednią antycząstkę, zdąża asymptotycznie do tej samej stałej granicy, gdy energia zdąża do nieskończoności. Było to badane dla rozpraszania protonów na protonach i antyprotonów na protonach. Przekrój czynny dla pierwszego procesu posiada plateau w obszarze energii 10 do 25 BeV, a dla drugiego procesu zmniejsza się z wzrastającą energią, lecz nawet dla najwyższych badanych

energii jest jeszcze o 30% większy niż dla pierwszego procesu. Przymuszczałnie twierdzenie Pomeranczuka nie stosuje się do tych procesów jeszcze w tym zakresie energii, ponieważ reakcja odróżniająca te dwa procesy (anihilacja protonu i antyprotonu) ma duży przekrój czynny w porównaniu z reakcją wielorodnego wytwarzania mezonów π , podobny w obu procesach. Z drugiej strony wydaje się, że twierdzenie Pomeranczuka jest już słuszne w tym zakresie energii dla rozpraszania dodatnich i ujemnych mezonów π na protonach.

W zakresie 10 do 25 BeV wykonano różne doświadczenia w celu wyznaczenia liczby cząstek wtórnych; wyniki zgadzają się z doświadczeniem tylko w grubym przybliżeniu. W szczególności w takich zderzeniach wysokiej energii zaobserwowano deuterony, H^3 i He^3 , a mechanizm wytwarzania takich „ciężkich” fragmentów nie jest całkiem zrozumiały.

Zmierzono też bardzo dokładnie ważną wielkość, a mianowicie całkowity przekrój czynny na rozpraszanie mezonów na protonach, wykazujący plateau dla rozpraszania ujemnych mezonów π na protonach. Nowe dane pasują dobrze do danych dla niższych energii.

Możemy ogólnie powiedzieć, że wyniki doświadczeń w tym zakresie energii są bardziej charakterystyczne przez to, czego nie otrzymano, niż przez to, co stwierdzono. Nie wykryto nowych cząstek, zmierzone przekroje czynne są gładkimi funkcjami energii i wydaje się, że można, przynajmniej w przybliżeniu, stosować teorię statystyczną. Rozpoczęto już doświadczenia nad reakcjami z cząstkami dziwnymi, mezonami μ i neutronami i doświadczenia te będą kontynuowane. Godny uwagi jest jeszcze pewien postęp teoretyczny w tym zakresie bardzo wysokich energii. Wielu fizyków podkreślało, że w procesach wysokich energii, prowadzących do produkcji wielu cząstek, a przedstawionych przy pomocy wykresu Feynmana z wymianą jednego mezonu, i takich, w których przekazany pęd jest mały, przekrój czynny może być bardzo duży. W szczególności okazało się, że wysokoenergetyczny foton może w ten sposób wytworzyć bardzo intensywną i dobrze skolimowaną wiązkę mezonów π . Zatem niektóre trudności doświadczalne, jakie przewidywano dla akceleratorów bardzo wysokich energii, mogą być mniejsze niż pierwotnie przypuszczano.

Czwarty dział konferencji obejmował zagadnienie słabych oddziaływań, które przynajmniej obecnie stanowią przedmiot prawie zupełnie niezależny od diskutowanych w trzech pierwszych działach oddziaływań silnych, chociaż widać coraz jaśniej, że podział na oddziaływania słabe i silne nie jest naturalny. Badanymi cząstkami są mezony, elektrony i neutrina w związku z procesami rozpadu cząstek silnie oddziaływających.

Zajmijmy się najpierw słabymi oddziaływaniami, zawierającymi cząstki o dziwności równej zero. Z rozmów i dyskusji prowadzonych na konferencji okazało się, że w trójkącie interakcyjnym mającym jako wierzchołki kolejno neutrony i protony, elektrony i neutrina oraz mezony μ i neutrina, najslabszemu oddziaływaniu odpowiada bok łączący nukleony z mezonem μ . Z innych rezultatów najważniejszy był pierwszy pomiar śrubowości mezonu μ przy pomocy rozpraszania Möllera. Znaleziono też dalsze podstawowe własności me-

zonu μ . Jego masa jest znana z dokładnością 1:10 000, a ładunek jest równy ładunkowi elektronu z dokładnością 1:20 000. Wykazano również za pomocą udoskonalonych doświadczeń, że rozpraszanie mezonów μ na nukleonach nie wykazuje anomalii dla dużych kątów, jak to sądzono na podstawie niektórych danych z doświadczeń z promieniami kosmicznymi. Jednak głównym przedmiotem dyskusji był „słaby“ bok w trójkacie interakcyjnym, tzn. wychwyty mezonu μ . Jedną z trudności stanowił fakt, że rozważany proces jest zamaskowany przez skomplikowane efekty jądrowe. W związku z tym omawiano szeroko efekty struktury nadsubtelnej. Ostatnio sugerowano, że doświadczenia nad wychwytem będą budzić mniej wątpliwości, jeżeli wykona się je wprost na protonach, lecz dotąd takiego doświadczenia nie wykonano.

Dyskusja nad słabymi oddziaływaniami z udziałem cząstek dziwnych skupiała się dokoła stwierdzonego z coraz większą pewnością prawa wyboru $\Delta I = 1/2$. Prawo to wymaga na przykład, aby stosunek prawdopodobieństw rozpadu cząstki Λ na ujemny mezon π do całkowitego rozpadu cząstki Λ był równy $2/3$. Cztery niedawno wykonane pomiary dają rezultat $0,65 \pm 0,04$. Podobne potwierdzenie pochodzi z rozpadu cząstki Σ , chociaż tutaj nieznaną wartość polaryzacji powoduje, że pomiar nie jest taki pewny. Dla mezonów K prawdopodobieństwo rozpadu na dwa neutralne mezony π jest równe $1/3$ całkowitego prawdopodobieństwa, a doświadczenia dają $0,30 \pm 0,04$. Podobnie w rozpadzie leptonowym mezonu K zakładano stosunek $1/2$, a doświadczenie dało $0,42 \pm 0,12$. Tak samo wartości parametrów asymetrii dla rozpadu cząstek $\Delta I = 1/2$ zgadzają się z wartościami przepowiedzianymi. Chociaż należy przyznać, że w zasadzie nie możemy „udowodnić“ żadnej teorii, fakty przemawiają jednak bardzo silnie na korzyść relacji $\Delta I = 1/2$.

Doniesiono o dwóch doświadczeniach potwierdzających niezmienniczość CP . W końcu, w dwóch pięknych doświadczeniach skorzystano z własności interferencji i regeneracji mezonów K_1^0 i K_2^0 .

Jedną z głównych zagadek teorii słabych oddziaływań jest fakt, dlaczego pierwsze prowizoryczne rachunki odnoszące się do rozpadu mezonu π tak dobrze zgadzają się z doświadczeniem, pomimo zastosowania bardzo grubych przybliżeń. Odpowiedzi nie znamy, pomimo wielu przypuszczeń czynionych w tym kierunku. Wykonano też inne, równie śmiałe rachunki opierające się na relacjach dyspersji nad rozpadem mezonu K i wychwytem mezonu μ . Wyniki rachunków dają zgodność czasu życia mezonu μ z doświadczeniem w granicach 2—3%, przy czym wyrażane są przypuszczenia, że niezgodności należy przypisać poprawkom elektromagnetycznym i innym. Do sprawdzenia nadawałby się rozpad beta B^{12} na C^{12} , efekt „słabo magnetyczny“, lecz doświadczenia nie przyniosły jeszcze rozstrzygnięcia. Proponuje się też kilka ogólnych teorii słabego oddziaływania, niektóre zakładają istnienie nowych cząstek, inne opierają się na istnieniu pośredniego bozonu. W niektórych wariantach prawa w rodzaju $\Delta I = 1/2$ otrzymuje się w naturalny sposób, lecz jest trudno zaproponować odpowiednie doświadczenia, które mogłyby wykazać istnienie tych hipotetycznych cząstek.

W ostatniej części naszej dyskusji zajmiemy się krótko ogólnymi teoriami przedstawionymi na konferencji. W pewnym sensie zawierają one wszystkie wspomniane poprzednio tematy, a nawet sięgają dalej. W praktyce jednak żadna z nich nie jest dostatecznie ugruntowana i rozwinięta, aby stanowić wydatną pomoc w dzisiejszych rachunkach teoretycznych mających na celu sprawdzenie doświadczeń.

Jedną z tych ogólnych teorii wspomnianych na konferencji nazwano złożonym modelem cząstek elementarnych, w którym postuluje się istnienie trzech pól podstawowych, protonowego, neutronowego i pola cząstek Δ . Z nich konstruuje się inne cząstki. Teoria przewiduje istnienie izotropowego singletu neutralnego mezonu π oprócz konwencjonalnego neutralnego mezonu π . Z teorii wynikają rezonanse przy rozpraszaniu mezonów π na nukleonach oraz pewne, dotąd nieobserwowane, rezonanse przy rozpraszaniu mezonów K na nukleonach.

Dużo uwagi na konferencji poświęcono wynikom nieliniowej teorii spinorów. Prace związane z nią pomogły rozwiązać istniejące dotąd wątpliwości odnoszące się do zgodności teorii z takimi dobrze ustalonymi cechami charakterystycznymi nowoczesnej fizyki jak interpretacja probabilistyczna, zachowanie parytetu w silnych oddziaływaniach, pojawianie się cząstek dziwnych itd. Wydaje się, że niezachowanie parytetu w słabych oddziaływaniach wynika z teorii w sposób naturalny. Czyniono też wysiłki w celu zbadania matematycznej strony teorii nieliniowej.

Te rozważania, jak i pewne inne, o których tutaj nie wspomniano, napawają pewnym optymizmem co do przyszłości teorii cząstek elementarnych. Z przyjemnością dowiadujemy się, że czynione są próby zrozumienia zasad tych zjawisk. Z drugiej strony, gdy przypominamy sobie ubiegłe dziesięciolecie, zdajemy sobie sprawę, że chociaż osiągnięto nieznaczny postęp, to jednak wysiłek i pomysłowość, aby otrzymać przynajmniej w zasadzie ogólne rozwiązanie problemu, okazały się niedostateczne. Spoglądając wstecz na historię nauki, możemy sobie jednak uprzytomnić, że żądanie, aby opanować nową dziedzinę fizyki w tak krótkim okresie czasu jak jedno dziesięciolecie, jest chyba nierozsądne.

A teraz o niefizycznych aspektach konferencji. Duże trudności organizacyjne gładko zostały pokonane. Kilku delegatom, skrzepowanym przez ustawę McCarrana, udało się wziąć udział w konferencji. Większość delegatów ulokowano we wspólnych sypialniach uniwersyteckich. Do dyspozycji uczestników oddano wygodne i dobrze zaopatrzone bary samoobsługowe oraz baseny pływackie. Program przewidywał przyjęcia, koncert i kilka wycieczek. Głównym mówcą na bankiecie był przewodniczący *AEC*, McCone, który oświadczył międzynarodowemu audytorium, że rząd federalny będzie chętnie wspierał fizykę wysokich energii tak długo, jak długo nie będzie to zbyt wiele kosztowało.

Jeżeli chodzi o organizację posiedzeń, uzyskano szczęśliwy kompromis pomiędzy dwoma przeciwnymi stanowiskami: albo wiele prac przyczynkowych, albo mała liczba referatów zbiorczych. Przez pierwsze dwa dni konferencji

obradowały cztery równoległe sekcje. Wygłaszano na nich referaty ogólne i referaty z prac własnych. Potem większość delegatów udała się na wycieczki weekendowe, podczas gdy kilku fizyków, mających być sprawozdawcami, pracowało gorączkowo przez sobotę i niedzielę, aby przygotować następne trzy i pół dnia konferencji, przeznaczone na referaty zbiorcze. Uważam, że taki schemat jest zasadniczo słuszny, chociaż byłoby może rzeczą słuszną wprowadzić pewne nieznaczące modyfikacje. Po pierwsze w bieżącym roku na sesjach plenarnych wygłoszono pewne dodatkowe referaty ogólne i nawet przemówienia improwizowane. Byłoby dobrze upewnić się, że referaty zbiorcze przedstawione na sesjach plenarnych będą w dostatecznym stopniu ogólne i ważne, aby zainteresowały całą konferencję, a referaty z prac własnych powinny być ograniczone do sesji specjalnych. Po drugie, praca sprawozdawców i sekretariatu byłaby ogromnie ułatwiona, gdyby ustalono jakiś ostateczny termin nadsyłania prac na konferencję. Taki termin ustalony, może na trzy tygodnie przed otwarciem konferencji, zapobiegłby przedstawianiu na wpół gotowych i nieprzetrawionych wyników, otrzymywanych parę dni przed otwarciem konferencji. Po trzecie, komitet organizacyjny przy wyborze sprawozdawców powinien wziąć pod uwagę fakt, że duże zdolności naukowe nie zawsze idą w parze z jasnym wyrażaniem myśli i zdolnościami oratorskimi.

Zdecydowano, że odtąd te konferencje fizyki wysokich energii będą odbywać się co drugi rok, zamiast corocznie. Wiele argumentów poparło tę decyzję, która wydaje się być rozsądna. Jednak wielu z nas będzie ubolewać nad tym, że będziemy musieli teraz czekać dwa lata na konferencję, tak przyjemną i pouczającą tak pod względem naukowym jak i humanistycznym, jak ta ostatnia.

Tłumaczył Bronisław Średniawa

M. L. Goldberger

Słabe oddziaływania *

Szybkie postępy, jakie miały miejsce po odkryciu niezachowania parzystości, wyjaśniły wiele rzeczy z rozległej dziedziny słabych oddziaływań, przynajmniej w odniesieniu do procesów nie obejmujących cząstek dziwnych. Obecnie poszukujemy odpowiedzi na pytania bardziej fundamentalne, coraz wyraźniej uświadamiając sobie, że właściwie nie można rozdzielić tak zwanych silnych i słabych oddziaływań. Można przypuszczać — jest to hipoteza być może przedwczesna, ale tym niemniej prawdopodobna — że zarówno silne oddziaływania, jak i cząstki w rodzaju pionów są to krótkodystansowe manifestacje słabych oddziaływań.

Dokonamy tu przeglądu następujących zagadnień, które były przedmiotem dyskusji na przestrzeni ostatniego roku: czy istnieje zachowujący się prąd wektorowy w zwykłym rozpadzie β ? Czy ma jakiegokolwiek znaczenie — i jakie mianowicie — fakt, że poprawki promieniste w rozpadzie μ mają wartość skończoną, a w rozpadzie neutronu są nieskończone? Czy istnieje schemat silnych oddziaływań, w którym ma miejsce takie przybliżone zachowanie prądu pseudo-wektorowego, że zadziwiająco prosty i dokładny wzór Goldbergera-Treimana dla rozpadu π byłby w istocie ścisłą konsekwencją tego schematu? Czy istnieją przybliżone prawa zachowania dla prądów nie zachowujących dziwności? Ile rodzajów neutrin występuje w przyrodzie? Jaka jest postać wyjściowego lagranżjanu słabych oddziaływań? Czy istnieją pośredniczące bozony? Jeśli istnieją, to najprościej jest założyć, że są to wektorowe cząstki naładowane; jak wówczas należy ujmować ich własności elektromagnetyczne? Czego możemy się dowiedzieć z doświadczeń nad wychwytem mezonów μ ? Czy można badać silne oddziaływania, analizując widma energetyczne cząstek powstających w rozpadach cząstek dziwnych? Jeśli ktoś z uczestników konferencji zna odpowiedź na wszystkie te pytania, może przez resztę tej godziny zabawić się stawianiem samemu sobie kłopotliwych pytań dotyczących mezonu μ , który jest nadal najbardziej ekscentryczną cząstką.

Zastosowania związków dyspersyjnych do słabych oddziaływań zostały omówione przez Khuriego. Zreferuję obecnie tylko część przedstawionego

* Referat wygłoszony na X Dorocznej Konferencji Fizyki Jądrowej Wielkich Energii w Rochester (1960).

przez niego materiału, resztę odkładając na później. Rozważmy rozpady dziwnych cząstek, na przykład $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$ i $K^\pm \rightarrow \pi^0 + \mu^\pm + \nu$. Ten ostatni rozpad był rozpatrzony przez MacDowella oraz w nieco odmienny sposób — przez Sawyera; w tym przypadku próbuje się wyizolować nieznane efekty dynamiczne w postaci pewnej stałej i otrzymać zależność elementu macierzowego od przesunięć fazowych π - K . W skrócie postępowanie jest następujące: Jeśli J_λ jest prądem barionowym sprzężonym w zwykły sposób z leptonami, element macierzowy dla tego rozpadu jest proporcjonalny do

$$M = (4\pi_0 K_0)^{1/2} \langle \pi | J_\lambda | K \rangle = \frac{1}{2}(\pi + K)_\lambda f_+ + \frac{1}{2}(K - \pi)_\lambda f_-,$$

gdzie π i K oznaczają czteropędy pionu i kaonu (zaś π_0 , K_0 — odpowiednie energie), a f_\pm są to funkcje masy całkowitej leptonów $\xi = -(K - \pi)^2$. Części absorpcyjne amplitud f_\pm są obliczone, jak zwykle w teorii dyspersyjnej, przez uwzględnienie wkładów od stanów pośrednich πK , $\bar{Y}N$, itd.; wchodzą tu w grę oczywiście tylko stany o całkowitym momencie pędu 0 lub 1. MacDowell pokazuje, że wkład stanu antybarion-nukleon jest albo mały, albo daje się włączyć do stałej odjęcia i ostatecznie wyraża f_\pm poprzez przesunięcia fazowe dla fal s i p w rozpraszaniu π - K . Wynik jest taki, że gdyby układ π - K posiadał rezonans dla fali p , wówczas widmo (określone przez $M^2(\xi)$) wykazywałoby znaczną zmienność. Porównanie z doświadczeniem jest na razie niemożliwe.

Podobne, chociaż znacznie bardziej skomplikowane rachunki, zostały wykonane przez Khuriego i Treimana oraz niezależnie przez Sawyera i Walięgo dla procesów $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$ (rozpad τ) oraz $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$ (rozpad τ'). Postępowanie jest zawile i z tego względu nie będę wchodzić w szczegóły. Myślą przewodnią jest założenie, że prawdziwy mechanizm tego rozpadu ma tak krótki zasięg, że wobec małości wyzwalanej energii (~ 75 MeV) za wszelkie odchylenia od widma statystycznego musi odpowiadać oddziaływanie między pionami w stanie końcowym. Schemat teorii dyspersyjnej daje szereg dokładnych reguł, pozwalających uwzględnić to oddziaływanie; bezpośrednie stosowanie teorii stanu końcowego jest niemożliwe. Po wykonaniu odjęcia w celu stłumienia wkładu stanów o dużej masie zaniedbuje się stany pośrednie $|4\pi\rangle$ i $|K\pi\rangle$. Zakładając — z powodu małych energii — występowanie oddziaływania pion-pion tylko w stanie s , dochodzi się do takiego oddziaływania w stanie końcowym, w którym piony rozpraszają się parami, przy czym są to w zasadzie zjawiska addytywne. Ostatecznie widma mają postać

$$\begin{aligned} \frac{1}{4}|M_\tau|^2 &\approx 1 + \alpha(a_2 - a_0)(2t + 1) \\ |M_{\tau'}|^2 &\approx 1 - 2\alpha(a_2 - a_0)(2t - 1) \end{aligned}$$

gdzie a_0 , a_2 są to długości rozpraszania dla fali s w stanach o spinie izotopowym zero i dwa, a t jest energią kinetyczną wyróżnionego pionu w jednostkach energii maksymalnej; α oznacza czynnik kinematyczny $= 5 \times (0,56)/3\pi$. Porównanie z danymi dotyczącymi rozpadu τ daje $a_2 - a_0 = 0,7/\mu$. Jeśli wierzyć w rozwiązanie problemu π - π z dominującą falą s , podane przez Chew, Mandelstama i Noyesa (którą to wiarę sami autorzy już utracili), to powinno być

$a_2 a_0 > 0$ oraz $a_0/a_2 \approx 5/2$. Otrzymuje się więc $a_2 = -0,3/\mu$, $a_0 = -1/\mu$, czyli odpychające rozpraszanie w stanie s .

Przedstawiono ponadto dwa raczej fenomenologiczne ujęcia tego samego problemu przez Lomona i przez Mitrę; nie będę omawiać tutaj tych prac.

Khuri dokonał również przeglądu problemu modyfikacji słabych oddziaływań przez równocześnie działające silne oddziaływania. Mówiąc konkretnie, w procesach $(\mu^- \text{ lub } e^-) + p \rightarrow n + \nu$ występują elementy macierzowe prądu wektorowego V_λ i pseudowektorowego A_λ , wzięte między stanami nukleonowymi. Z rozważań dotyczących niezmienniczości otrzymuje się

$$\sqrt{\frac{n_0 p_0}{m^2}} \langle n | A_\lambda | p \rangle = \bar{u}(n) [a i \gamma_\lambda \gamma_5 - b (p - n)_\lambda \gamma_5] u(p)$$

$$\sqrt{\frac{n_0 p_0}{m^2}} \langle n | V_\lambda | p \rangle = \bar{u}(n) [c \gamma_\lambda - d \sigma_{\lambda\mu} (p - n)_\mu] u(p),$$

gdzie u oznaczają spinory Diraca. Form-faktory a, b, c, d są to funkcje kwadratu przekazu pędu $\xi = (n - p)^2$. Założyliśmy tu oczywiście ścisłą lokalność słabych oddziaływań, co oznacza, że na wszystkich diagramach Feynmana leptony wychodzą z jednego punktu.

Wartości a i c przy $(n - p)^2 = 0$ są to z definicji stałe sprzężenia g_A i g_V , odpowiednio, dla rozpadu β , a wartości tych funkcji przy $(n - p)^2 \approx m_\mu^2$ są to odpowiednie stałe dla wychwytu μ . Funkcja b jest to tak zwane indukowane oddziaływanie pseudoskalarne, a d jest to gellmannowski wyraz słabego magnetyzmu.

Obliczenie tych wielkości za pomocą związków dyspersyjnych, wykonane po raz pierwszy przez Goldbergera i Treimana, prowadzi przy małych ξ do takich wyników:

$$a(\xi) \approx a(0) \equiv g_A$$

$$c(\xi) \approx c(0) \equiv g_V$$

$$b(\xi) \approx \frac{-\sqrt{2}GF(-m_\pi^2)}{\xi + m_\pi^2}.$$

Tutaj $F(-m_\pi^2)$ jest w istocie amplitudą dla rozpadu π na leptony, zaś G jest stałą silnego sprzężenia pion-nukleon. Wartość $d(\xi)$ zależy w dużym stopniu od tego, czy wierzymy w hipotezę Zeldowicza, Gersteina, Feynmana i Gell-Manna o zachowującym się prądzie wektorowym; powrócimy wkrótce do tej sprawy. Jeśli wierzymy, że ten bardzo atrakcyjny pomysł jest słuszny, wówczas $d(\xi) \approx d(0) = (\mu_p - \mu_n)g_V$, gdzie μ oznacza anomalne momenty magnetyczne protonu i neutronu; w przeciwnym przypadku d jest do zaniebdania. Indukowany wyraz pseudoskalarny jest duży: $m_\mu b(0) \approx 8g_A$; powstaje on z jednopionowego stanu pośredniego.

Zajmiemy się obecnie referatem Wolfensteina na temat oddziaływania prowadzącego do wychwytu μ . Chciało by się sprawdzić hipotezę, że oddziaływania dla rozpadu β i wychwytu μ są identyczne, z wyjątkiem poprawek po-

chodzących od zależności form-faktorów od przekazu pędu. Wolfenstein zanalizował doświadczenia, w których porównywano reakcje $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + \nu$ i ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}$. Dochodzi on do wniosku, że z powodu niepewności doświadczalnych i teoretycznych można jedynie stwierdzić, że

$$g_A(\text{rozpad } \beta) = g_A(\text{wychwyt } \mu),$$

natomiast bardzo mało da się powiedzieć o sprzężeniu słabego magnetyzmu lub o indukowanym oddziaływaniu pseudoskalarnym. Nie będziemy tu wchodzić w szczegóły innych zagadnień dyskutowanych przez Wolfensteina, jak wychwyt μ w jądrach złożonych i jego porównanie z teorią Primakoffa; efekty budowy nadształtnej; promienisty wychwyt mezonów μ , który mógłby posłużyć do wykrycia indukowanego oddziaływania pseudoskalarnego; doświadczenia nad niezachowaniem parzystości; trudności występujące w badaniach wychwytu μ w wodorze i deuterze wskutek tworzenia się cząsteczek. Zdaniem Wolfensteina, najbardziej obiecującą reakcją dla wyznaczenia efektywnych stałych sprzężenia w wychwycie μ jest reakcja $\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \nu$.

Rozpad pionu na leptony był dyskutowany przez Khuriego i przez Gell-Manna. Khuri przedstawił dyspersyjne ujęcie Goldbergera i Treimana, w którym rozważa się element macierzowy wspomnianego poprzednio prądu pseudowektorowego A_λ , a mianowicie

$$\sqrt{2p_0} \langle 0 | A_\lambda | \pi \rangle \equiv -ip_\lambda F(\xi),$$

gdzie p_λ jest to pęd pionu, $\xi = p^2$, a $F(-m_\pi^2)$ oznacza — z dokładnością do nieistotnych czynników — amplitudę rozpadu fizycznego pionu. W teorii dyspersyjnej występują w ogólności stany pośrednie $N\bar{N}$, 3π , ... Stan trójpionowy zostaje zaniedbany, a dla $a(\xi)$ i $b(\xi)$ bierze się poprzednio używane przybliżenie niskoenergetyczne. Jest to uzasadnione, gdyż można wykazać, że uwzględnienie stanów nukleon-antynukleon w dyskusji tych amplitud nie zmienia specjalnie wyniku. W rezultacie dochodzi się do

$$F(-m_\pi^2) \approx F(0) = -\frac{\sqrt{2} M}{4\pi} g_A G \frac{J}{1 + \frac{G^2}{4\pi} J},$$

gdzie J jest to pewna całka zawierająca przesunięcie fazowe dla rozpraszania nukleon-antynukleon w stanie ${}^1S_0 (I = 1)$. Przy uzasadnionych założeniach modelowych, okazuje się, że $(G^2/4\pi)J \gg 1$, i otrzymujemy bardzo prosty wynik

$$F(0) = \frac{-\sqrt{2} M g_A}{G},$$

który wyjątkowo dobrze zgadza się z doświadczeniem.

Wielu autorów, a wśród nich Nambu i Gell-Mann, Bernstein, Feynman, Lévy, Michel, Fubini i Thirring, oraz Chou Kuang-Chao próbowało skonstruować teorię silnych oddziaływań, która prowadziłaby do tego prostego wzoru w sposób bardziej naturalny. Wydaje się, że zasadą przewodnią

powinno tu być żądanie, by dywergencja prądu pseudowektorowego występującego w problemie rozpadu π była operatorem, do którego wkład dają tylko stany o małej masie. Mówiąc inaczej, należy oczekiwać, że elementy macierzowe $\partial A_a / \partial x_a$ znikają dla bardzo dużych energii. Zauważmy w związku z tym, że w teorii dyspersyjnej nigdy nie widać wyraźnie, na jakiej teorii lub modelu opiera się obliczenie; teorię w pewnym sensie wyznaczają przybliżenia poczynione w toku rachunków.

Wywody Gell-Manna brzmią następująco: mieliśmy

$$\sqrt{\frac{p_0 n_0}{M^2}} \langle n | A_a | p \rangle = \bar{u}(p) [i\gamma_5 \gamma_\lambda a - (p - n)_\lambda \gamma_5 b] u(p),$$

$$\sqrt{2p_0} \langle 0 | A_\lambda | \pi \rangle = -ip_\lambda F(-m_\pi^2).$$

Wiemy teraz, że $b(\xi)$ posiada biegun:

$$b = -\frac{\sqrt{2} GF(-m_\pi^2)}{\xi + m_\pi^2}.$$

Załóżmy, że teoria ma następujące własności graniczne: $m_\pi^2 \rightarrow 0$, $\partial A_\lambda / \partial x_\lambda \rightarrow 0$, ale ich stosunek jest skończony. Zannotujmy, że

$$\sqrt{2} p_0 \langle 0 | \frac{\partial A_\lambda}{\partial x_\lambda} | \pi \rangle = ip_\lambda \langle 0 | A_\lambda | \pi \rangle \sqrt{2p_0} = m_\pi^2 F(-m_\pi^2).$$

Wówczas z $\frac{\partial A_\lambda}{\partial x_\lambda} \rightarrow 0$ dostajemy

$$2Ma(\xi) - \xi b(\xi) = 0,$$

lub w granicy $b(\xi) = 2Ma(n)/\xi$. A więc biegun przesunął się z $\xi = -m_\pi^2$ do zera. Biorąc wszystkie wartości w punkcie, w którym mamy biegun, otrzymujemy stąd w granicy

$$2Ma(0) = 2Mg_A = -\sqrt{2} GF(0),$$

co możemy uważać za definicję stałej sprzężenia g_A dla rozpadu β . Opieramy się tu na założeniu, że przejście do granicy $m_\pi^2 \rightarrow 0$ nie wprowadza istotnych zmian w teorii. Takim modelem teorii polowej, który ma żadaną własność graniczną, jest teoria pseudoskalarna ze sprzężeniem pseudoskalarnym, ponieważ w teorii tej mamy $\partial A_\lambda / \partial x_\lambda \sim m_\pi^2 \Phi$, gdzie Φ jest operatorem pola pionowego. Niestety, nie jest to teoria dostatecznie „dobra“, ponieważ jest ona niererenormalizowalna. Gell-Mann i inni rozpatrywali wiele innych modeli teoretycznych, których nie będą tu omawiać.

Po tej dyskusji na temat prawie zachowującego się prądu pseudowektorowego zwróćmy się obecnie do sytuacji, w jakiej znajduje się przypuszczalnie zachowujący się prąd wektorowy. Tę sprawę przedstawił Feynman. Jak wiadomo, podstawowym założeniem tej teorii jest, że część wektorowa słabych sprzężeń jest związana przez (zachowujący się) wektor spinu izotopowego, który w nieobecności elektromagnetyzmu prowadziłby do niewystępowania

poprawek renormalizacyjnych w stałej sprzężenia wektorowego. Wyznaczając zrenormalizowaną stałą sprzężenia wektorowego na podstawie ostatnich pomiarów energii rozpadu β jądra ^{14}O , a ostatnie pomiary czasu życia mezonu μ wykorzystując do wyznaczenia niezrenormalizowanej stałej sprzężenia, otrzymuje się rozbieżność między tymi dwoma wartościami, wynoszącą $1,9 \pm 0,5\%$. Poprawki promieniste zwiększają tę różnicę do $4,1 \pm 0,5\%$. Przy okazji podkreślmy, że podczas gdy poprawki promieniste do rozpadu μ mają wartość skończoną, analogiczne poprawki dla rozpadu neutronu są rozbieżne. Wartość $4,1\%$ uzyskuje się przy obciążeniu rozbieżnej całki na masie nukleonowej. Istnieje kilka poglądów na tę sprawę. Zdaniem Feynmana, efekty elektromagnetyczne są realne i istotne, ponieważ mają znak powiększający niezgodność. Inni powiadają, że spotykamy się tu z rozbieżnością tego samego rodzaju co w elektrodynamice, i trzeba po prostu zdefiniować na nowo ładunek. Osobiście skłaniam się w tym punkcie do zdania Feynmana, ponieważ, rozumując podobnie, zacięty renormalizator podniósłby ręce do góry przy obliczaniu czasu życia pionu, który również jest rozbieżny w najniższym rzędzie teorii perturbacyjnej.

Foldy zwrócił uwagę na inną jeszcze możliwość, a mianowicie, że przy rozważaniu wpływu odchyłeń od niezmienniczości ładunkowej na jądrowe funkcje falowe nie uwzględniono pewnych efektów, jak na przykład różnicy w siłach jądrowych pochodzącej z różnicy mas między naładowanym a neutralnym pionem. Zagadnienie to zasługuje na dokładniejsze zbadanie.

Feynman przedstawił ponadto sytuację odnośnie do pierwotnej propozycji Gell-Manna, wysuniętej w celu sprawdzenia hipotezy zachowującego się prądu wektorowego. Chodziło o zmierzenie poprawek pierwszego rzędu wzbudzenia do rozpadu β^- jądra ^{12}B na ^{12}C i do rozpadu β^+ jądra ^{12}N na ^{12}C . Warto podkreślić, że obliczenia teoretyczne do tego doświadczenia są ugruntowane wyjątkowo dobrze, i fizycy doświadczalni nie powinni wahać się z podjęciem tej pracy w obawie przed krytyką. Doświadczenie to wykonano dwukrotnie w Cal.-Tech.¹: w jednym przypadku nie stwierdzono żadnego efektu, w drugim zmierzono poprawkę dwukrotnie większą niż przewidywano. Pomiary te są obecnie powtarzane. Zbadano również inne zjawisko, mianowicie przejścia ^8Li i ^8B w ^8Be , które rozpada się następnie na 2α . Zmierzono korelację kątową między cząstkami α i β , którą otrzymano w zgodzie z teoretycznym obliczeniem. Jednakże teoria jest w tym przypadku w gorszej sytuacji, ponieważ nieznane są elektromagnetyczne elementy macierzowe dla przejścia między odnośnym multipletem izotopowym ^8Be a stanem, do którego przechodzi jądro w wyniku rozpadu β .

Gell-Mann wysunął ostatnio następujący problem: dlaczego ma być zachowywany tylko prąd wektorowy o $\Delta S = 0$ i nie ponadto? Gdybyśmy nie mieli pionów, a świat składał by się, powiedzmy, z n , p i Λ , wówczas mielibyśmy prąd wektorowy $\bar{n}\gamma_\lambda p$ proporcjonalny do spinu izotopowego i w sposób naturalny można by wtedy wziąć $\bar{n}\gamma_5\gamma_\lambda p$ jako prąd pseudowektorowy. Obraz ten

¹ Kalifornijski Instytut Technologiczny (przyp. tłum.).

zatraca całkowicie swoją symetrię w obecności pionów, jeśli występują one w lagranżjanie jako niezależne pola; trzeba wtedy dodać do prądu wektorowego wyrazy w rodzaju

$$\sqrt{2} \left(\pi^0 \frac{\partial \pi^*}{\partial x_\lambda} - \pi^* \frac{\partial \pi^0}{\partial x_\lambda} \right).$$

Inna asymetria ujawnia się w pytaniu: Co należy rozumieć pod pojęciem uniwersalności słabych oddziaływań? Sposób napisania pól podstawowych powoduje pojawienie się w różnych miejscach zagadkowych pierwiastków kwadratowych z dwójki. Gdyby świat składał się tylko z fermionów, moglibyśmy zdefiniować macierz stałych sprzężenia za pomocą stałych występujących w prądach $(\bar{n}p)$, $(\bar{\Lambda}\Sigma^+)$, ... i wartości własne tej macierzy nazwać stałymi sprzężenia, które z kolei mogłyby posłużyć do sformułowania uniwersalności.

Bludman zaproponował ogólną zasadę, w oparciu o którą Gell-Mann chciałby zbudować teorię opisującą słabe prądy w sposób jednoznaczny i raczej symetryczny. Konstruuje się ją analogicznie do zasady minimalnego oddziaływania elektromagnetycznego. Występuje tam operator ładunku Q , i jego wartości własne służą do sformułowania uniwersalności oddziaływania. Q generuje inifinitezymalną transformację cechowania wszystkich pól

$$\psi(x) \rightarrow \psi(x) - i\lambda(x)[Q, \psi(x)],$$

gdzie λ jest funkcją czasu i przestrzeni. Wartości własne Q wynoszą $\pm e, 0$. W wyniku tej transformacji lagranżjan przechodzi w

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} + \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \lambda} \lambda + \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta (\partial_\mu \lambda)} \partial_\mu \lambda$$

i można pokazać, że

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \partial_\mu \lambda} = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \lambda}.$$

Jak wiadomo, lagranżjan jest (w pierwszym rzędzie względem λ) niezmienniczy względem transformacji cechowania pierwszego rodzaju, tzn. przy stałym λ . A więc $\delta \mathcal{L} / \delta \lambda = 0$, skąd

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} j_\mu = 0, \text{ gdzie } j_\mu = i \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta (\partial_\mu \lambda)}.$$

Bludman zaproponował dla słabych oddziaływań całkowicie analogiczną teorię. Wyobraźmy sobie, że istnieją słabe prądy naładowane (prądy neutralne również są możliwe, ale dla prostoty nie będziemy się nimi zajmować). Utwórzmy z nich triplet, dodając fikcyjny prąd neutralny: $\{W_\mu^+, W_\mu^-, W_\mu^0\} \equiv \vec{W}_\mu$. Postulujemy następnie istnienie takiego operatora \vec{W} , że spełnione jest prawo transformacyjne .

$$\psi \rightarrow \psi - i\vec{t}(x)[\vec{W}, \psi].$$

Podobnie jak poprzednio, będziemy mieć

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} + \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \vec{t}} \vec{t} + \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \partial_\mu \vec{t}} \delta_\mu \vec{t}.$$

Definiujemy słabe prądy następująco:

$$\vec{W}_\mu = i \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \partial_\mu \vec{t}},$$

i wnioskujemy, że

$$\partial_\mu \vec{W}_\mu = i \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \vec{t}}.$$

Gdyby \mathcal{L} było niezmiennicze przy stałej funkcji transformacyjnej \vec{t} , wówczas mielibyśmy zachowanie \vec{W}_μ . Uniwersalność będzie wyrażona za pomocą wartości własnych operatorów \vec{W} . Oczywiście, nie mamy w tym przypadku prawa zachowania, ponieważ transformacje uzyskiwane za pomocą operatorów \vec{W} (w rodzaju $e_l \rightarrow \nu_l$, itd.) nie zachodzą w obecności nieznikających mas.

Glashow pokazał, że dla układu składającego się tylko z leptonów prądy w rodzaju $\bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e$ są rzeczywiście generowane przez operator \vec{W} , identyczny formalnie z operatorem momentu pędu. A więc Gell-Mann proponuje, by analogicznie w ogólnym przypadku barionów i mezonów wziąć operator

$$\vec{W} = \frac{1}{2} [\vec{C}(V, \Delta S = 0) + \vec{D}(A, \Delta S = 0) + \vec{F}(V, \Delta S = 1) + \vec{G}(A, \Delta S = 1)],$$

o własnościach momentu pędu. (Zakładamy, że wyrazy o $\Delta S = 1$ spełniają prawo $|\Delta I| = \frac{1}{2}$; wyrazy o $\Delta S = 0$ spełniają $|\Delta I| = 1$). Jeżeli $\vec{C} = \vec{I}$ (\vec{I} — spin izotopowy), to mamy zachowujący się prąd wektorowy, bowiem część proporcjonalna do \vec{I} zachowuje się. Co do reszty, to w ogólności oczekujemy, że występują tam wyrazy proste i „przyzwoite“ — w tym sensie, że nie są one silnie związane ze stanami o dużej masie, które naruszają symetrię. Gell-Mann lansuje zasadę, że \vec{W} powinno mieć własności momentu pędu.

Jeśli mamy do czynienia tylko z n, p, Λ — jak tego życzyłby sobie Okuń — to nie ma kłopotu. Gdy jednak założymy obecność w lagranżjanie pól π i K , wówczas wyłania się trudność. Nie można bowiem zbudować z nich prądów pseudowektorowych w ten sposób, by \vec{W} miało własności momentu pędu. Potrzebne są do tego przynajmniej jeszcze dwie cząstki: *schwingeron* σ' o parzystości *plus*, $I = 0, J = 0$, oraz cząstka K' , różniaca się od zwykłego mezonu K przeciwną parzystością. Wszystkie te mezony K, π, σ', K' powinny mieć różne masy.

Cząstka σ' mogłaby się ujawnić przez szybki rozpad $\sigma' \rightarrow 2\pi$, co powodowałoby rezonans w rozpraszaniu $\pi\pi$ w stanie s . K' musi być cięższy niż π (inaczej wiedzielibyśmy o jego istnieniu), i przy odpowiedniej masie mógłby się rozpadać na $K + \pi$. Można by go wykryć w postaci maksimum w widmie mas $K + \pi$, w doświadczeniach, gdzie te cząstki są wytwarzane, powiedzmy w $K + N \rightarrow (K + \pi) + N$ ²). Innym przykładem jest $\pi + N \rightarrow K + (\Lambda \text{ lub } \Sigma)$, gdzie wystąpiłoby maksimum związane z wymianą K' pomiędzy pionem a nukleonem (poprzez oddziaływanie $KK'\pi$).

² Już po konferencji rochesterskiej wykryto rzeczywiście rezonans $K-\pi$ o masie 880 MeV i szerokości (w połowie maksimum) 16 MeV w reakcji $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + p + \pi^-$. Spin izotopowy rezonansu wynosi prawdopodobnie 1/2, spin zwykły — 0 lub 1. Czy rezonans ten można będzie zinterpretować jako cząstkę K' ulegającą szybkiemu rozpadowi na $K + \pi$ — jeszcze nie wiadomo. (Alston i in., Phys. Rev. Letters, 6, 300 (1961)). Przyp. tłum.

Należałoby dorzucić jeszcze jedną uwagę o charakterze teoretycznym. Jak wskazał Wentzel, dodanie do lagranżjanu dywergencji, chociaż nie zmienia równań ruchu, może zasadniczo zmienić podaną przez Gell-Manna definicję prądu. Jest to fakt dobrze znany w zwykłej teorii pola zarówno dla prądu elektromagnetycznego, jak i dla tensora energii-pędu, konstruowanego zgodnie z teorią Belinfantego. Jak powiedział Feynman, dodanie stałej do gęstości lagranżjanu nie odbija się na równaniach ruchu, ale zmienia gęstość energii, a więc i grawitację. A zatem lagranżjan staje się czymś ściśle określonym, a nie po prostu wielkością, która po wstawieniu do zasady Hamiltona daje poprawne równania ruchu.

Ostatnim problemem, o którym chciałbym mówić, jest praca Lee i Yanga, d'Espagnata i Gürseya na temat różnych schematów zawierających pośredniczące bozony W , które miałyby przynosić słabe oddziaływania. Proponują oni wyczerpujące teorie, które obejmują leptonowe rozpady wszystkich dziwnych i zwykłych cząstek. Warto podkreślić, że w chwili obecnej trudno jest wyobrazić sobie, by faworyzowany lagranżjan postaci $(\text{prąd}) \times (\text{prąd})$ mógł wynikać z jakiegokolwiek innego mechanizmu oddziaływania. Mezony W Lee i Yanga mają następujące cechy ogólne: Muszą istnieć conajmniej W^\pm , o spinie 1, których masa powinna być większa niż masa mezonu K , aby zabronić rozpadu $K \rightarrow W + \gamma$. Nielokalność występująca w rozpadzie μ zwraca uwagę na brak reakcji $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$. Najłatwiejsze rozwiązanie tego dylematu polega na założeniu, że neutrino w rozpadzie $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}'$ nie są identyczne. Zatem diagram, w którym μ przechodzi w e poprzez stan pośredni $W + \nu$ jest zabroniony, ponieważ emitowane przez μ neutrino nie może być pochłonięte przez e . Są jednak pewne niejednoznaczności i trudności z wynikami rozbieżnymi w elektrodynamice mezonów wektorowych, co osłabia znaczenie tego argumentu. W przeciwieństwie do wypowiedzi, które czasami spotykało się w literaturze, należy stwierdzić, że teoria mezonów wektorowych oddziałujących z fotonami nie jest renormalizowalna. Czy należy w związku z tym niepokoić się losem pośredniczących bozonów — jest wyłącznie kwestią wiary.

Mezony W^\pm , które rozpadałyby się szybko na piony, leptony lub kaony z czasem życia $\lesssim 10^{-17}$ sek, oddziałują z leptonami (l) według schematu

$$\mathcal{L}_W = i\bar{\psi}_l \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_e W_\lambda + h.c.,$$

gdzie stała sprzężenia f jest związana ze stałą Fermiego g_V zależnością

$$f^2 = m_W^2 \frac{g_V}{\sqrt{2}} \approx \frac{10^{-5}}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_W}{m_p} \right)^2.$$

Można wyobrazić sobie, że cząstki te są produkowane przez piony, kaony lub nukleony, ale trudno odróżnić je od tła. Lee dyskutował przekrój czynny dla procesu typu $\nu + Fe \rightarrow W^\pm + \mu^\pm + Fe$ opisywanego przez diagram Feynmana, na którym $\nu \rightarrow \mu + W$, a następnie W lub μ absorbuje wirtualny foton z jądrowego pola kulombowskiego. Prowadziłoby to oczywiście do przekroju rzędu

$G(aZ)^2$, czyli rzędu 10^{-35} cm² na proton w żelazie. Okazuje się, że taka spójna produkcja (bez gwiazdy) będzie dominować przy małym przekazie pędu nukleonowi, co ma miejsce przy bardzo wysokich energiach 2—10 GeV. Spin i polaryzację W można by określić na podstawie pomiaru rozkładu kąтового produktów rozpadu.

Chcąc zaznaczyć, że dużo prac dotyczących zarówno doświadczeń z pośredniczącymi bozonami, jak i badań neutrinowych, wykonano w Związku Radzieckim. Markow nadesłał cały zbiór prac na ten temat.

Chcąc rozszerzyć ten schemat i objąć nim również dziwne cząstki, trzeba spełnić następujące reguły:

1. $|\Delta S| \neq 2$

2. $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.

Lee i Yang sądzą, że najprościej jest wprowadzić dwa neutralne mezony $W[W^0 \neq \bar{W}^0]$, wtedy powyższe reguły wynikają z raczej naturalnego schematu sprzężeń. Wynika to z założenia, że gdy rozważamy W wspólnie z silnie oddziaływającymi cząstkami, wówczas w pierwszym rzędzie względem f , spin izotopowy zachowuje się. A zatem w reakcji $\Lambda^0 \rightarrow p + W^-$ musimy mieć $I_W = \frac{1}{2}$, są więc cztery mezony $W: W^\pm, W^0, \bar{W}^0$ (jak w przypadku mezonów K). Ale z założenia w reakcji $n \rightarrow p + W^-$ musimy mieć $I_W = 1$. A więc z czterech mezonów W formujemy triplet $W^+W_a^0W^-$ o $I_W = 1$ oraz singlet W_b^0 o $I_W = 0$. Sprzężenie neutralnych W z prądami neutralnymi e^+e^-, \dots jeżeli w ogóle istnieje — powinno być dużo słabsze niż sprzężenie mezonów W^\pm .

Powyższy obraz, w którym mezony W są cząstkami o spinie izotopowym raz połówkowym, a innym razem całkowitym, Lee i Yang nazwali schematem *schizonów*. D'Espagnat rozważał inną teorię, zawierającą jedynie naładowane bozony, które on nazywa *vetonami*, gdyż nakładają one zakaz (*veto*) na reakcje w rodzaju $K_2^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + e^+ + e^-$. Utrzymuje on regułę $|\Delta I| = \frac{1}{2}$, ale nakłada żądanie $|\Delta S| \neq 2$ jedynie na rozpady bezleptonowe. Lagranżjan jego ma postać

$$\mathcal{L}_W = [f'(\bar{N}\Xi) + f'(\bar{p}\Lambda) + fJ^l]v^+ + f[2J^{s.c.} + J^l]w^+ + h.c. ,$$

gdzie $J^{s.c.}$ jest zwykłym prądem zachowującym dziwność, a J^l jest prądem leptonowym. Są tu dwa *vetony*, v i w . f i f' nie muszą być równe i w rzeczywistości rzadkie występowanie rozpadu β hiperonu Λ^0 wskazywałoby, że $f' \sim f/5$. Istotna różnica między schematami *vetonów* a *schizonów* polega na tym, że pierwszy z nich pozwala na przejście leptonowe $\Xi \rightarrow N + e + \bar{\nu}$ o $\Delta S = 2$.

Lee zaproponował cały szereg doświadczeń, które można wykorzystać w celu sprawdzenia schematu schizonowego. Dla przykładu: jeśli $m_W > m_K + m_\pi$, to szybkość rozpadu $\{W^+ \rightarrow K^+ + \pi^0\}$ równa się połowie szybkości rozpadu $\{W^+ \rightarrow K^0 + \pi^+\}$, i W^+ nie rozpada się na $\bar{K}^0 + \pi^+$. Istnieje sporo innych odpowiedni odnośnie do szybkości reakcji i nierówności zachodzących między przekrojami czynnymi dla zachowujących dziwność procesów wychwytu neutrinowego, o czym nie będę tu mówić.

Na końcu chciałbym wspomnieć o pracy Gürseya, związanej z pracami Gell-Manna, Lee, Yanga i d'Espagnata. Stosuje on podejście oparte na teorii grup. Rozważa on również możliwość prądów o $I = 3/2$ występujących w niezachowującej dziwności części lagranżjanu obok zwykle stosowanych prądów o $I = 1/2$. W schemacie z pośredniczącymi bozonami potrzeba 16 takich prądów. Nie będę wchodzić tu w szczegóły techniczne tej pracy.

Warto podkreślić pewną wspólną cechę wszystkich schematów sprzężeń typu $(prąd) \times (prąd)$ lub z bozonami pośredniczącymi. W swoim obecnym stanie wszystkie te teorie spełniają warunek $\Delta Q/\Delta S = +1$ (dla rozpadów leptonowych). Jak mi powiedział Lee, można tego uniknąć jedynie w jakiś brzydki sposób, a więc ktoś, kto stwierdzi naruszenie tej reguły, zada ciężki cios teoretykom.

Moim zdaniem, jeśli sprawdzony zostanie schemat schizonowy Lee i Yanga oraz ogólna teoria nakreślona przez Gell-Manna, wówczas otrzymamy jednolity obraz całości słabych oddziaływań. Z pewnością za dwa lata w Genewie będziemy znacznie mądrzejsi.

Tłumaczył Walerian Majewski

William A. McKinley

W poszukiwaniu długości elementarnej w fizyce mikroskopowej *

W artykule tym omawia się niektóre próby wprowadzenia do fizyki mikroskopowej stałej długości elementarnej. Zmierzają one do ograniczenia pojęcia lokalności w obszarze 10^{-13} cm, lub w mniejszym, w celu usunięcia dobrze znanych rozbieżności istniejących we współczesnej teorii pola.

Wstęp

Zakres rozważań, które dotyczyły długości elementarnej i lokalności w fizyce mikroskopowej był tego rodzaju, że nikt obznajomiony z fizyką nie mógł przywiązywać do nich poważniejszego znaczenia. Z jednej strony żadna z teorii lub prób modyfikowania aktualnych koncepcji możliwości obserwacji w mikroświecie nie została uwieńczona sukcesem; z drugiej strony teoria pola i fizyka wysokich energii wciąż jeszcze obarczone są trudnościami związanymi z rozbieżnościami i nadmiarem cząstek „podstawowych“ charakteryzujących się nieprzewidywalnymi masami i innymi własnościami. Sugestie, które poczyniono dla zmodyfikowania aktualnej teorii wiążą się w tak zasadniczy sposób z nowymi koncepcjami 1) struktury czaso-przestrzennej świata, 2) zasadniczej dynamiki pól kwantowych, że studium tych wysiłków nie może nie wzbudzić zainteresowania.

Po pierwsze, istnieją pewne ogólne rozważania o czysto wymiarowym charakterze na temat roli, którą wymiar długości odgrywa w fizyce klasycznej i kwantowej [1]. Mechanika klasyczna posługując się wymiarami długości $[L]$ masy $[M]$ i czasu $[T]$ posiada jedną stałą uniwersalną, mianowicie stałą grawitacji G . Teoria jest niezależna od jednostek w tym sensie, że prawa fizyczne odnoszą się do dowolnych zakresów, o ile L , M i T są zmieniane w ten sposób, że spełniają wymóg stałości G . Klasyczna elektrodynamika ma podobnie jedną stałą uniwersalną — prędkość światła c . W tym samym też sensie ta teoria jest niezależna od jednostek, o ile L i T są zmieniane w ten sposób, aby zachować c stałe. Jedynie dopiero z pojawieniem się klasycznej teorii elektronu uzyskała fizyka stałe uniwersalne ładunku e , masy m i c , wystarczające do stworzenia wielkości o wymiarze długości $r_0 = e^2/mc^2$. W ten sposób klasyczna teoria elektronu rozstaje się już z resztą fizyki klasycznej w dwojaki sposób. Po pierwsze posiada

* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w *American Journal of Physics* — 28, 129 (1960). Przekładu dokonano za uprzejmą zgodą Autora i Wydawcy.

ona specyficzny oddzielny ładunek i specyficzną oddzielną masę, co jest charakterystyczne dla praw kwantowych, po drugie posiada charakterystyczną długość r_0 , czyli promień elektronu, który stanowi skalę dla całej teorii. Elektrodynamika kwantowa dodaje czwartą stałą — stałą Plancka \hbar do e , m i c i w ten sposób umożliwia szereg nowych sposobów utworzenia charakterystycznych długości. Na przykład istnieje promień Bohra $a_0 = \hbar^2/mc^2$ oraz długość fali Comptona $\lambda = \hbar/mc$, które kolejno ustalają skalę dla rozmiarów atomowych i dla relatywistycznego zachowania się elektronu. Fizyka jądrowa i mezonowa mają co najmniej następujące stałe: \hbar , c , m_i , g_i ($i = 1, 2, \dots$), gdzie m_i i g_i są kolejno masami cząstek elementarnych i stałymi sprzężenia zdającymi sprawę z wielkości ich oddziaływania. Ponieważ w fizyce kwantowej mogą być utworzone co najmniej długości: $\hbar/m_i c = l_i$, ($i = 1, 2, \dots$) — istnieje dla każdej masy odpowiednia długość. Te długości fal Comptona różnych cząstek fizycznie oznaczają, że cząstka zostaje ograniczona do przestrzeni, w obrębie której powstają nowe cząstki w granicach swych wymiarów tzn., że energia konieczna dla ograniczenia może przekształcić się w cząstki charakterystyczne dla wymiarów ograniczenia, a liczba cząstek staje się nieokreślona. Takie powiązanie istnieje zawsze między masą i długością charakterystyczną. W sensie wymiarowym fizyka mikroskopowa odznacza się pewnymi współczynnikami skali i charakterystycznymi długościami, jednak — rzecz osobliwa — nie posiada żadnej stałej elementarnej tego wymiaru.

Po drugie istnieją w ogóle trudności w fizyce pól kwantowych, związane z oddziaływaniem krótkozakresowym. Rozbieżność energii własnych, charakterystyczna dla elektrodynamiki kwantowej i innych teorii pola, powstaje z wkładów dużych pędów kwantów wirtualnych pola własnego. Dopuszczenie kwantów o długości fali dążącej do zera (nieskończony pęd) prowadzi do rozbieżnych energii. Chociaż elektrodynamika kwantowa może zidentyfikować i posegregować nieistotne rozbieżności w relatywistycznie niezmienniczy sposób za pomocą procedury renormalizacyjnej, to jednak jest zupełnie pewne, że niektóre teorie mezonowe, ukształtowane w aktualnym schemacie teorii pola, nie mogą być uzgodnione z doświadczeniem i nie podlegają renormalizacji. Stąd też rozbieżności związane z efektami charakterystycznymi dla bliskich odległości utrzymują się. Nie może więc dziwić fakt, że wiarygodność bieżącej teorii w odniesieniu do małych odległości była i jest kwestionowana i że zrodziła się nadzieja na wprowadzenie do fizyki mikroskopowej stałej fundamentalnej, która dałaby odpowiednią skalę dla nowych teorii. Ta nadzieja i potrzeba teorii, która potrafiłaby przewidzieć widma mas cząstek elementarnych, przejawiała się w każdej pracy zmierzającej do zdefiniowania granic możliwości obserwacyjnych w fizyce mikroskopowej.

Heisenberg [2] sugerował w latach trzydziestych, że jest prawdopodobne, iż długość uniwersalna może odgrywać dominującą rolę w ustalaniu granic wiarygodności bieżących sformułowań w teorii pola, podobnie jak \hbar ustala granice wiarygodności mechaniki klasycznej dla procesów związanych z małym oddziaływaniem i podobnie jak c ustala granicę dla jej wiarygodności w procesach

o dużych prędkościach. W związku z tym powstają dwa zagadnienia: 1) jak należy na nowo sformułować teorię fizyczną dla zjawisk bliskozasięgowych? 2) w jaki sposób stała długość elementarna powinna wejść do teorii? Pod kwestią 2) rozumie się pytanie, czy długość elementarna winna być wprowadzona na zasadzie kinematycznej lub na zasadzie geometrycznej związanej ze strukturą czasoprzestrzeni, czy powinna ona wejść w sposób naturalny do nowej dynamiki, właściwej dla fizyki pola w bliskich zakresach? Czy czaso-przestrzeń należy pojmować jako układ oddzielnych punktów tworzących sieć, stanowiącą podstawę dla obserwacji, czy też można posługiwać się znanym pojęciem *continuum*? Poniżej omówiono trzy próby całkowitej lub częściowej odpowiedzi na te pytania. Pierwszą z nich jest teoria macierzy S Heisenberga [3], która daje odpowiedź na pytanie dotyczące sformułowania i podana jest tak ogólnie, że pozostawia otwartą kwestię sposobu wprowadzenia do teorii długości elementarnej. Drugą z kolei próbą jest teoria opracowana przez kilku badaczy (Snyder i inni) [4] — która daje odpowiedź na to, w jaki sposób długość elementarna może wejść do teorii wyłącznie na zasadzie kinematycznej. Trzecią próbą jest teoria pól nielokalnych Yukawy [5], która odnosi się do obydwu zagadnień. Te proponowane modyfikacje dynamiki posiadają jedną cechę wspólną — mianowicie każda na swój sposób uznaje pewien rodzaj ograniczenia związanego z pojęciem punktu. Ograniczenie to wypływa z rozpatrywania nieciągłych, punktowych zmian funkcji stanu, spowodowanych infinitesimalnymi przyrostami czasoprzestrzeni. Analogicznie, modyfikacje kinematyczne negują możliwość dowolnie ścisłego zdefiniowania położenia w czasoprzestrzeni.

Teoria macierzowa Heisenberga

W konwencjonalnej kwantowej teorii pola prawo dynamiczne wyraża się wzorem

$$i\hbar\delta\psi = H\psi\delta t. \quad (1)$$

Podaje ono rozwój czasowy funkcji stanu poprzez różniczkowe przyrosty parametru t , definiując serię hiperpowierzchni energetycznych, generowanych przez hamiltonian H . Rozwój funkcji falowej od $\psi(t_1)$ do $\psi(t_2)$, gdzie t_1 i t_2 oznaczają początkowy i końcowy czas procesu fizycznego, uzyskuje się przez całkowanie. Użyty opis jest najwłaściwszy dla problemów związanych z rozpraszaniem, gdzie $\psi(t_1)$ jest stanem cząstki w momencie, gdy zbliża się ona z dużej odległości do centrum oddziaływania, a $\psi(t_2)$ jest stanem, w którym cząstka znowu oddaliła się na dużą odległość po odchyleniu. Obraz ten zatem daje się zastosować do zderzeń, w których cząstki mogą być tworzone lub anihilowane. ψ zawiera po prostu całkowitą informację o stanie układu fizycznego, a H zawiera informację o jego procesie ewolucji. Można wykazać, choć nie jest to tak oczywiste, że ten sam ogólny opis może także definiować stany związane układów cząstek. Ponieważ wzór (1) zakłada istnienie serii wartości własnych w każdym stadium procesu, to *implicite* uznaje on możliwość obserwacji w mikro-

świecie. Heisenberg sugeruje, że stany można obserwować w sensie operatorowym tylko w kategoriach ich asymptotycznego charakteru (duże odległości), a zatem można założyć, że dynamikę można wyrazić relacją

$$\psi(t_2) = S(t_2, t_1)\psi(t_1) \quad (2)$$

zamiast wzorem (1). S jest właściwym (*appropriate*) operatorem unitarnym, a t_2 i t_1 określają hiperpowierzchnie w dużych odległościach. Stąd wzór (2) nie może być rozumiany jako dany przez punktowe przyrosty z (1), ale jako właściwe, podstawowe prawo dynamiczne. Prawo dynamiczne nie jest zróżnicowane w przestrzeni i czasie. Choć ogólnie zasady, według których S miałyby być określone, nie zostało podane, to wzór (2) odpowiada ogólnemu schematowi przyjętych sformułowań w przypadkach, kiedy nie można stosować teorii zaburzeń. Spodziewano się też, że można wykryć zasady, według których S mogłoby otrzymać specyfikację niezależną od hamiltonianu (tzn. niezależną od (1)). Teoria nie zawiera jeszcze elementarnej długości, ale unika wszelkich trudności związanych z rozbieżnościami, ponieważ typ rachunków, w których one się zdarzają, w jej obrębie nie występuje. Na nieszczęście ceną nieuniknioną, którą wypada płacić za zbieżność, jest pojawienie się serii nieprzyczynowych, jak to wykazał Fierz [6]. Dla przykładu, w procesie zderzenia, w którym cząstka zostaje utworzona, może ona powstać, zanim energia potrzebna do jej utworzenia dotarła do rejonu oddziaływania. Niedawno Heisenberg poświęcił się badaniu równań nieliniowego pola lokalnego usiłując obliczyć widma mas dla cząstek i zrozumieć silne oddziaływania fizyki mezonowej.

Dyskretna czasoprzestrzeń

Teoria względności odgrywa tak dominującą rolę w mikrofizyce, że wydaje się pewnikiem, iż modyfikacje aktualnej teorii nie mogą przeczyć jej zasadom. Ze względu na to, że przedział przestrzenny nie jest relatywistycznie niezmienny, wydaje się podejrzana jakakolwiek bezpośrednia próba nałożenia na czasoprzestrzeń siatki, możliwych do obserwacji, oddzielnych punktów o długości elementarnej. Mniej bezpośrednio podejście do problemu „skwantowania“ czasoprzestrzeni podjął Snyder. Zwraca on uwagę na relacje komutacji w mechanice kwantowej w przekonaniu, że odgrywają one podstawową rolę. Zwykle relacje komutacji współrzędnych i pędów dla cząstki zakładają jako konieczne *continuum* wartości własnych dla operatorów przestrzennych. W teorii zakłada się, że wartości własne operatorów są wielkościami obserwowanymi. To z kolei oznacza, że nie ma ograniczenia w mikroświecie dla możliwości obserwacji położenia cząstki, jeśli samo położenie jest nierealne. Powstaje naturalne przypuszczenie, że uogólnienie zwykłej relacji komutacji na relację dającą oddzielne widma dla wartości własnych położenia dałoby w rezultacie ograniczenie możliwości obserwacji w mikroświecie i w ten sposób pozwoliłoby na uniknięcie trudności związanych z rozbieżnościami w zakresie pól własnych. Można by oczekiwać, że tylko pewne dozwolone wartości specjalnych współrzędnych

będą mierzalne. Snyder pracował w dziedzinie pięciowymiarowej geometrii rzutowej operującej ciągłymi zmiennymi, które są niezmiennicze wobec przekształceń Lorentza. Wskazywał on drogę prowadzącą do uogólnienia zwykłych relacji komutacji z włączeniem stałej, która jest długością elementarną, i z zapewnieniem dyskretnych widm współrzędnych położenia. Współrzędne pędu mogą mieć nadal widmo ciągłe. Znalazł on następujące relacje

$$xp_x - p_x x = i\hbar + i \frac{l^2}{\hbar} p^2, \quad (3)$$

$$xy - yx = i \frac{l^2}{\hbar} L_z, \quad (4)$$

gdzie l jest stałą długością elementarną. Można wnioskować z tych relacji, że wartości własne operatora przestrzennego nie są już ciągłe, oraz że możliwość lokalizacji nie jest nieograniczona. Dalej, wzór (3) i (4) przechodzą w znane relacje, kiedy $l = 0$, podobnie jak dzieje się z dowolnym uogólnieniem tego typu. Wiemy bowiem, że zwykle relacje są poprawne w skali teorii atomowej. Z tego punktu widzenia zwykle komutatory są przybliżeniami, które są dobre tam, gdzie skala zjawisk jest duża w porównaniu z l i gdzie wymiany pędów i energii oddziaływania nie są zbyt duże. Wzór (3) i (4) implikuje uogólnienie relacji nieoznaczności Heisenberga w następujący sposób

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} + \frac{l^2}{2\hbar} p^2, \quad (5)$$

$$\Delta x \Delta y \geq \frac{l^2}{2\hbar} L_z. \quad (6)$$

Właśnie stąd można bardzo wyraźnie widzieć ograniczenie obserwacji w mikroświecie. Ta metoda uogólnienia relacji komutacji nie jest jedyna ¹ i nie doprowadziła do żadnych nowych fizycznych przewidywań. Faktycznie teoria musi być uważana za niekompletną, dopóki nie zostaną uwzględnione prawa dynamiki. Wielkość stałej l mogłaby być określona przez doświadczenie w ramach teoretycznego przewidywania, możliwego dzięki kompletnemu sformułowaniu problemu. Można założyć, że miałyby ona wielkość rzędu wymiarów jądrowych lub mezonowych, tzn. 10^{-13} cm lub mniejszą. Oczywiście brak możliwości obserwacji na tak małych odległościach nie zaprzeczałby w żaden sposób masie faktów z dziedziny fizyki jądrowej, znanych jako prawdziwe w dużej skali, gdzie wydaje się, że przestrzeń jest ciągła. Można by się spodziewać, że teoria oparta na tym poglądzie mogłaby uniknąć trudności związanych z rozbieżnościami, ponieważ kwanty o krótkich falach — mniejszych niż l — zostałyby automatycznie odrzucone.

¹ Zob. np.: A. Sokołow i D. Iwanienko *Kwantowaja teorija pola*, Moskwa—Leningrad 1952, str. 593—601, gdzie obok cytowanej w tekście artykułu pracy Snydera podana jest bogatsza literatura dotycząca tego tematu, obejmująca także interesujące próby uczonych radzieckich (przyp. tłum.).

Nielokalna teoria pola Yukawy

Yukawa opiera swoją teorię pól nielokalnych na dwóch rozległych zasadach. Po pierwsze, zgodnie z tendencją kwestionowania możliwości obserwacyjnych w mikroświecie, kwestionuje on możliwość stosowania koncepcji pochodnych przestrzennych i czasowych w odniesieniu do funkcji stanu układu. Po drugie, przyjmuje on postulat Borna [7] stwierdzający, że teorie podstawowe powinny wprowadzać współrzędne i pędy w ten sam sposób (zasada wzajemności). W ramach pierwszej zasady postuluje odpowiedniość pomiędzy relacjami różniczkowania i komutacji ze zmienną kanonicznie sprzężoną, tzn.

$$\frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} \rightarrow \frac{1}{i\hbar} [\psi, p_\mu] \equiv \frac{1}{i\hbar} (\psi p_\mu - p_\mu \psi), \quad (7)$$

gdzie x^μ i p_μ są współrzędnymi czasoprzestrzeni i czterowektorami energii-pędu. ψ jest tutaj operatorem pola nielokalnego i jest uogólnioną macierzą $\psi(x, x')$, x i x' są dowolnymi dwoma punktami czasoprzestrzeni. Uwzględniając ten postulat, zwykła funkcja falowa cząstki relatywistycznej o masie skończonej przybiera postać

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi \right) - \kappa^2 \psi = 0 \quad [p_\mu, [p^\mu, \psi]] + m^2 c^2 \psi = 0, \quad (8)$$

$$\kappa \equiv \frac{mc}{\hbar}.$$

Jest to równanie operatorowe, które nie podaje różniczkowego rozwoju funkcji stanu ψ poprzez różniczkowe przyrosty przestrzeni i czasu. Ponieważ równanie (7) jest prawdziwe dla zwykłej fizyki kwantowej, zatem równanie (8) wzięte oddzielnie nie daje nic nowego — wynikną jednakże interesujące konsekwencje, jeżeli dołączymy to teorii równanie odpowiadające (7), będące rezultatem zasady wzajemności. Mianowicie

$$[x_\mu, [x^\mu, \psi]] - l^2 \psi = 0. \quad (9)$$

Układ równań określających stan cząstki swobodnej uzupełniamy (znowu na zasadzie wzajemności) równaniem

$$[x_\mu, [p^\mu, \psi]] = [p^\mu, [x_\mu, \psi]] = 0 \quad (10)$$

i przez relacje komutacji \vec{x} i \vec{p} , które przyjmuje się w fizyce kwantowej. We wzorze (9) występuje stała fundamentalna l o wymiarze długości. „Odpowiada“ ona wielkości mc i posiada interesującą interpretację w przypadku cząstki swobodnej. Dodajmy, że teoria jest zbudowana w ten sposób, że jej równania przyjmują postać relatywistycznie niezmienniczą.

W tym sformułowaniu przestrzeń i czas są ciągłe, a ciężar nielokalności spoczywa na funkcji stanu ψ pola nielokalnego. Yukawa wykazuje, że równania rządzące tym systemem mogą zostać podzielone na dwa zbiory, z których jeden

opisuje ruch cząstki jako całości, podczas gdy drugi opisuje ruch wewnętrzny. Tego właśnie należałoby oczekiwać od teorii usiłującej wyjaśnić naturę cząstki podstawowej, czyli wyjaśniającej jej strukturę i wymiar. Prawo ruchu dla cząstki jako całości jest takie samo jak prawo zwykłej teorii kwantowej i tak być powinno, ponieważ dla zjawisk w dużej skali, w porównaniu z l , winna istnieć zgodność ze współczesną fizyką kwantową. W przypadku najprostszych, tzn. cząstki w stanie spoczynku, ruchy wewnętrzne są ograniczone do powierzchni będącej kulą o promieniu l . Stąd też fizyczna interpretacja l jako promienia cząstki. Rozkład tego wewnętrznego ruchu na składowe sferyczne harmoniczne doprowadza do możliwości uzyskania całkowitych wartości wewnętrznych pędów kątowych. Zatem, gdy to pole zostanie skwantowane, to wyobraża ono cząstki o masie m , o promieniu l i o spinie s , gdzie s jest liczbą całkowitą. Choć uwagi powyższe zostały ograniczone do teorii cząstek skalarnych, Yukawa wykazał, że równania dla cząstek spinorowych lub wektorowych mogą być zbudowane w podobny sposób. Teorie cząstek o spinie połówkowym powstają w przypadku cząstek spinorowych. Wydaje się, że przy uwzględnieniu zmiennej spinowej, teoria staje się dosyć obszerna na to, by objąć wszystkie dotąd znane cząstki.

Jest oczywiste, że przybliżenie Yukawy wprowadza długość elementarną w bardzo prosty sposób z zadowalającą fizyczną interpretacją w przypadku pola swobodnego. Pytanie, czy pociąga ona za sobą rozbieżność energii własnych, może być rozstrzygnięte tylko wówczas, gdy przestudiowane zostanie oddziaływanie pól. Dalej interesujące zagadnienie związku pomiędzy masą i promieniem cząstki musi być związane z oddziaływanymi polami. Próby wprowadzenia oddziaływań nie były, jak dotąd, pomyślnie. Wydaje się niemożliwe stosowanie formalizmu hamiltonowskiego, dopóki pozostajemy przy koncepcji nielokalnego charakteru pola. Próbowano sformułować oddziaływania w języku macierzy S , choć uzasadnione przesłanki w metodzie zaburzeń wydają się zachowywać rozbieżności [8]. Nie znaleziono żadnej ogólnej relacji między l i m , chociaż wyczuwa się, że powinna ona istnieć. Nie jest aktualnie jasne, czy teoria nielokalna może osiągnąć sukces na tych podstawach. Niedawno Yukawa [9] wykazał, w jaki sposób proste uogólnienie wzoru (10) może doprowadzić do widma mas, ale model ten jest przypuszczalnie zbyt ograniczony, a jego fizyczna interpretacja nie jest jasna.

Wnioski

Chociaż kompletna i zwarta teoria, która zadowalałaby wymóg nieobserwowalności na małych odległościach, nie została jeszcze opracowana, to jednak poczyniono różne interesujące próby w tej dziedzinie. Podano proste i uargumentowane sugestie odnośnie do skwantowania czasoprzestrzeni z wprowadzeniem stałej uniwersalnej o wymiarze długości. Wykazano, że można zbudować co najmniej teorię cząstki swobodnej, posiadającej charakterystyczny promień i operator nielokalnego pola, sugerujący niemożliwość obserwacji na bliskich

odległościach. Istnieją pewne teorie pola mezonowego, które znane są z tego, że nie podlegają renormalizacji, chociaż elektrodynamika może być renormalizowana, tzn. trudności związane z rozbieżnościami możliwe są do uniknięcia w interpretacji fizycznej. Teorie pola mogą być sklasyfikowane odpowiednio do kryterium orzekającego, czy oddziaływania pól mogą podlegać renormalizacji, czy nie mogą. W pierwszym przypadku gęstość wirtualnych fotonów nie zależy od ich energii. Taka teoria podlega renormalizacji, a najlepiej znanym jej przykładem jest elektrodynamika kwantowa. W przypadku drugim gęstość wzrasta odpowiednio do wzrostu ilości wirtualnych fotonów. Takie teorie znane są jako nie nadające się do renormalizacji i niektóre pola mezonowe, sugerowane przez fakty doświadczalne, należą do tej klasy. W ten sposób wydaje się istotne, że wysokoenergetyczne wkłady fotonów wirtualnych zostają wyeliminowane. Jak dotąd, jedyną wiarogodną, ogólną koncepcją, umożliwiającą dokonanie tego, jest zasada nieobserwalności na bliskich odległościach, w obszarze określonym przez stałą fundamentalną o wymiarze długości. Powinna ona określać dalszą granicę obszaru czasoprzestrzeni dostępnego obserwacji. Podobnie jak zasada względności uniemożliwia obserwowanie przyrostu prędkości krańcowo relatywistycznej cząstki w związku z przyrostem jej energii — ta nowa zasada zaprzecza możliwości zbliżenia wysokoenergetycznych cząstek przez wzrost ich energii zderzenia. Przyrost energii może być obserwowany jedynie jako przyrost generacji cząstek (generacja wielorodna) w rezultacie zderzenia. W końcu, o ile ma powstać teoria cząstek elementarnych, która dawałaby widmo mas, to musi ona zawierać stałą (lub stałe) wymiaru długości. Nie jest bowiem możliwe zbudowanie wyłącznie z h i c wielkości o wymiarze masy.

Tłumaczyli Bogusław Olszewski i Kazimierz Wojciechowski

Literatura

- [1] L. L. Whyte, Brit. J. Phil. Sci., **1**, 303 (1950) oraz Ann., Sci., **1**, 20 (1954).
- [2] W. Heisenberg, Z. Phys., **110**, 251 (1938).
- [3] W. Heisenberg, Z. Phys., **120**, 513 (1942); Z. Phys., **120**, 673. (1942); Communs. Pure and Appl. Math., **4**, 15 (1951).
- [4] H. Snyder, Phys. Rev., **71**, 38 (1947); E. J. Hellund and K. Tanaka, *ibid.*, **94**, 192 (1954); E. L. Hill, *ibid.*, **100**, 1780 (1955).
- [5] H. Yukawa, Phys. Rev., **76**, 300 (1949); **77**, 219 (1950); **77**, 849 (1950); **80**, 1047 (1950).
- [6] M. Fierz, Helv. phys. Acta, **23**, 412 (1950).
- [7] M. Born, Rev. mod. Phys., **21**, 463 (1949); Nature, **165**, 270 (1950).
- [8] O. Hara and H. Shimazur, Progr. theoret. Phys. (Kyoto), **9**, 137 (1953).
- [9] H. Yukawa, Phys. Rev., **91**, 415 (1953).

Józef Szpilecki

Katedra Fizyki Politechniki Śląskiej
Gliwice

Zastosowanie elektrodynamiki relatywistycznych elektronów w technice fal submilimetrowych i milimetrowych

1. Wstęp

Niedawno ukazała się w wydaniu radzieckiej Akademii Nauk ciekawa monografia poświęcona falom milimetrowym i submilimetrowym [11]. Zawiera ona tłumaczenia artykułów zagranicznych, poświęconych powyższemu zagadnieniu, które ukazały się w przeciągu ostatnich dziesięciu lat.

Dążenia wszystkich autorów idą w tym kierunku, by otrzymać źródła o dostatecznej energii w zakresie fal elektromagnetycznych milimetrowych i submilimetrowych aż do granicy podczerwieni, by można je było wytwarzać podobnie, jak to jest możliwe dziś w zakresie mikrofalowym do długości fal rzędu centymetrów.

W zakresie tym zawodzą stosowane dotąd środki i generatory (magnetron, klistron, lampa z falą bieżącą), gdyż potrzebne elementy są tak małe, że nie dadzą się praktycznie zrealizować. Pozostaje więc z jednej strony wyszukanie nowych sposobów wytwarzania powyższych promieniowań, z drugiej — wykorzystanie dotychczas istniejących, z tym że potrzebna jest aparatura pozwalająca na podwyższanie częstości i wytwarzanie jej z dostatecznym natężeniem.

Takich środków dostarcza elektrodynamika elektronów relatywistycznych. W tworzeniu nowej dziedziny biorą udział takie działy fizyki, jak klasyczna i kwantowa teoria pola, elektrodynamika bardzo szybkich cząstek, a także fizyka jądrowa, w której aparatach wytwarzane są potrzebne szybkie cząstki oraz interesujące nas promieniowania jako produkt uboczny, wreszcie elektronika i technika mikrofalowa.

Jeżeli przejrzymy podręczniki poświęcone teorii pola, (np. [3]), stwierdzimy że pokaźną część w nich zajmuje elektrodynamika poruszających się cząstek naładowanych. Właściwie mamy tu niewiele możliwości: cząstki poruszające się prostoliniowo jednostajnie i niejednostajnie oraz cząstki poruszające się po torach krzywoliniowych.

Wykorzystano tu przede wszystkim dwa znane fizyce jądrowej zjawiska: efekt Czerenkowa, wytwarzany przez poruszające się jednostajnie i prostoliniowo ładunki elektryczne, oraz obserwowane w betatronach świecenie bardzo

szybkich elektronów. Do tego dochodzą nowe zjawiska, występujące w tzw. undulatorach elektrycznych i magnetycznych, posiadających powtarzające się periodycznie pola elektryczne i magnetyczne, które na jednostajną prędkość cząstek naładowanych nakładają składową sinusoidalną podłużną lub poprzeczną, wywołując tym samym ruch niejednostajny i promieniowanie.

Inny problem stanowi podwyższenie częstości i podwyższenie mocy, ponieważ ta ostatnia w wielu aparaturach dziś istniejących jest niedostateczna. Wykorzystano przy tym relatywistyczny efekt Dopplera, który, jak czytamy w najnowszych pracach, może powodować dwu- i więcej krotne podwyższenie częstości [8]. Drugi sposób podwyższenia częstości polega na wytwarzaniu skupień elektronów i, ponieważ takie skupienia gęstości prądu w pewnych przyrządach posiadają widmo dyskretne, na wydobyciu i wzmocnieniu dostatecznie wysokiej harmonicznej. Wchodzą tu w grę zwierciadła elektronowe i nowe przyrządy pracujące przy bardzo wysokich napięciach, jak rebatrony, harmodotrony, mikrotrony. Obliczenia teoretyczne dają obiecujące wyniki i jeżeli dziś nie udało się jeszcze uzyskać odpowiednio wysokiej częstości czy też odpowiednio dużej mocy, to uważa się, że problem jest zasadniczo rozwiązany i zagadnienie sprowadza się tylko do szczegółów technicznych, zmiany wymiarów używanych w tej chwili przyrządów a wtedy wyniki będą zadowalające.

Omawiane tu zagadnienia są ciekawe nie tylko jako przedstawienie nowych przyrządów i nowych konstrukcyjnych rozwiązań, ale ciekawa jest również strona teoretyczna omawianych zagadnień, która naświetla je czasem w sposób nieco odmienny, niż do tego jesteśmy przyzwyczajeni. Jako zasadnicze narzędzie matematyczne w wymienionych wyżej pracach wchodzi w grę elektrodynamika klasyczna, oparta oczywiście na teorii względności, a to ze względu na fakt, że wyniki są wtedy bardziej przejrzyste, wzory łatwiejsze do zinterpretowania. Istnieje jednak również inna przyczyna: mianowicie odstępstwa, jakie otrzymujemy porównując wyniki teorii klasycznej i teorii kwantowej są bardzo niewielkie i mając pewne oszacowania jak np. przeprowadzone przez Schiffa [14], możemy swobodnie w bardzo szerokim zakresie stosować wyniki teorii klasycznej.

2. Omówienie poszczególnych sposobów wytwarzania promieniowań

2. 1. Ruch prostoliniowy i jednostajny naładowanych cząstek. Efekt Czerenkowa [4]

Efekt został wykryty w r. 1934 przez Czerenkowa i następnie wyjaśniony teoretycznie przez Franka i Tamma w r. 1937. Mamy dziś piękną monografię poświęconą temu zjawisku i zjawiskom pokrewnym, z której możemy się dowiedzieć, jak intensywnie jest ono badane w Związku Radzieckim i za granicą [4].

Efekt powstaje w ośrodkach dielektrycznych, które dadzą się spolaryzować i których współczynnik załamania dla fal elektromagnetycznych jest większy

od jedności. Muszą też być one przezroczyste dla wytwarzanego promieniowania. Przelatujący przez nie elektron o dużej bardzo szybkości $v = \beta c$, (przy czym c — prędkość światła, $\beta = \frac{v}{c} < 1$), o którym zakładamy, że nie doznaje zderzeń ani straty energii, polaryzuje dokoła każdego swego chwilowego miejsca pobytu drobiny ośrodka. Ponieważ po zmianie położenia elektronu polaryzacja ta znika, powstaje chwilowy impuls elektromagnetyczny. Aby takie impulsy, pochodzące od otoczenia poszczególnych punktów elektronu, dodawały się, dając w pewnej odległości efekt świetlny, musi być spełniony pewien warunek, zwany warunkiem koherencji: prędkość promieniowania c/n winna być związana z prędkością v cząstki następującą relacją

$$\cos \Theta = 1/\beta n \quad (1)$$

Rysunek 1 objaśnia występujące we wzorze wielkości. Jeżeli ośrodek nie posiada dyspersji, jest nieskończenie długi i nie ma rozproszenia elektronów wskutek zderzeń i jonizacji i pomijamy również straty prędkości wskutek promieniowania, kierunek określony przez kąt Θ wyznacza rozkład promieniowania typu funkcji delta Diraca. Wszystkie wymienione wyżej przyczyny powodują odchylenia od powyższego kierunku i rozmycie funkcji rozkładu natężenia promieniowania. W szczególności w przypadku dyspersji stożek odpowiadający promieniom czerwonym posiada mniejszy kąt rozwarcia aniżeli analogiczny, odpowiadający fioletowi.

Widmo promieniowania jest ciągle. Jeden jego koniec jest określony jako skutek skończonego wymiaru elektronu. Jeżeli oznaczymy przez d klasyczny promień elektronu, wtedy widmo rozciąga się zasadniczo od pulsacji $\omega = 0$ do $\omega = c/nd$ (długość fali zmienia się od $\lambda = \infty$ do $\lambda = 2\pi d$). W rzeczywistości mamy ograniczenie tego widma, spowodowane dyspersją ośrodka. Jak wiemy, wszelkie ciała mają pewne pasma absorpcyjne, zależne od ich budowy drobinowej i leżące w podczerwieni i ultrafiolecie. W otoczeniu takich pasm występuje anomalia współczynnika załamania, polegająca m. in. na tym, że przechodzi on przez wartość 1 i schodzi poniżej tej wartości. Obszary widma, w których to zachodzi, musimy wykluczyć, ponieważ na podstawie relacji Czerenkowa (1) efekt jest w takim przypadku niemożliwy. Takim wykluczonym zakresem promieniowania jest zakres promieni Röntgena.

Były robione próby celem powiększenia efektu przez użycie ośrodków o przenikalności magnetycznej różnej od jedności. W szczególności bardzo wygodne do badań są ferryty i ferroelektryki, jako posiadające stałe μ i ϵ dające się regulować za pomocą pola magnetycznego czy elektrycznego.

Na natężenie promieniowania bez uwzględnienia dyspersji otrzymujemy następującą zależność [13]

$$dW/dl = (e^2/c^2) \int_{\beta n > 1} \mu(1-1/\epsilon\mu\beta^2)\omega d\omega \quad (2)$$

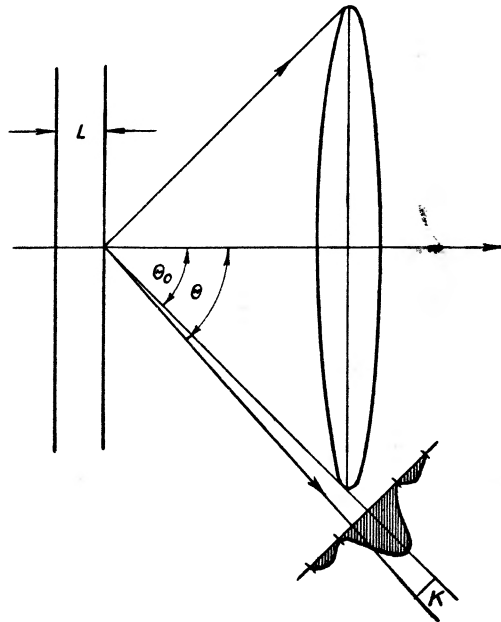
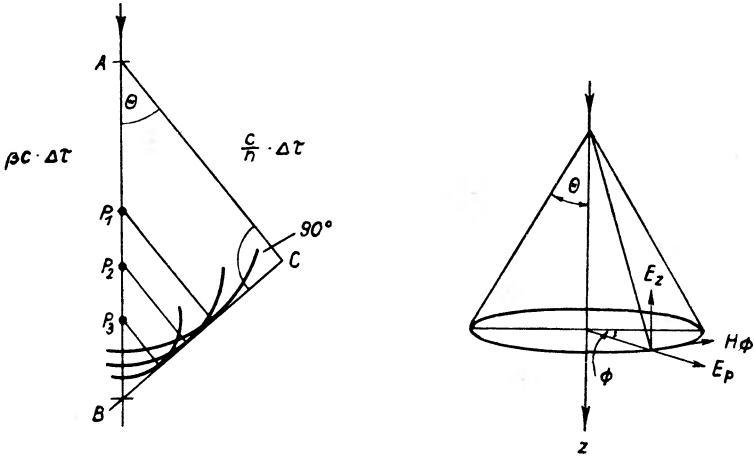
przy czym

e — oznacza ładunek elektronu,

l — długość drogi elektronu,

pozostałe oznaczenia objaśniono poprzednio.

Teoria kwantów, interpretująca wysyłanie kwantu podobnie jak w przypadku tłumaczenia efektu Comptona, pozwala otrzymać następujący wzór na



Rys. 1. Efekt Czerenkowa

a) konstrukcja Huygensa, służąca do wyprowadzenia warunku koherencji,

b) rozkład przestrzenny wektorów pola elektrycznego i magnetycznego w promieniowaniu Czerenkowa,

c) funkcja rozkładu kąтового efektu

kąt Czerenkowa (Cox 1944)

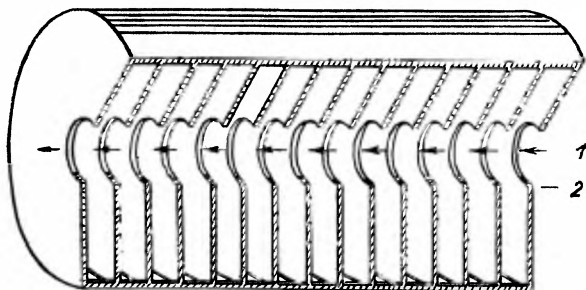
$$\cos \Theta = 1/\beta n + (\Lambda/\lambda)(n^2-1)/2n^2 \quad (3)$$

gdzie

$\Lambda = h\sqrt{1-\beta^2}/mu$ — długość fali de Broglie cząstki. Człon poprawkowy w przypadku wody jako ośrodka i $\beta = 0,75$ wynosi $\Lambda/\lambda \approx 5 \cdot 10^{-6}$, przy czym λ oznacza długość fali promieniowania w ośrodku. Aby pokazać, jaki jest charakter członów poprawkowych wprowadzonych przez teorię kwantów we wzorze na natężenie promieniowania, przyjmujemy wynik Ginzburga (1940), dotyczący elektronu, nie posiadającego momentu magnetycznego

$$dW/dl = (e^2/c^2) \int \{1 - 1/\beta^2 n^2(\omega) [1 + (n^4/4)(\hbar\omega/mc^2)^2 + n^2(\hbar\omega/mc^2)]\} \omega d\omega, \quad (4)$$

gdzie $\hbar = h/2\pi$, h — stała Plancka, m — oznacza masę elektronu.



Rys. 2. Przelot ładunku 1 przez szereg rezonatorów elektrycznych 2 (w przekroju)

Wzór jest nierelatywistyczny i przy spełnieniu warunku $\beta n > 1$, może być również przyjęty dla dużych prędkości elektronu.

Podobny jest charakter poprawki dodatkowej, pochodzącej od wpływu momentu magnetycznego.

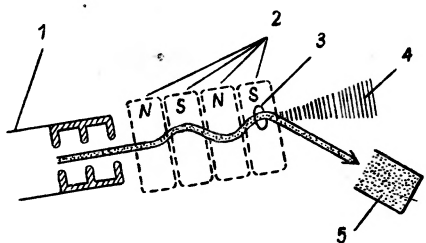
Omówienia wymagają jeszcze sprawy zrealizowania warunków, założonych na wstępie.

Aby ułatwić elektronowi bieg możemy przepuścić go w kanale przewierconym w ośrodku dielektrycznym. Możemy go również puścić równoległe do powierzchni dielektryku albo na granicy między dwoma przylegającymi do siebie dielektrykami. Wreszcie promieniowanie o podobnych własnościach możemy otrzymać przepuszczając elektrony w osi przyrządu zbudowanego z szeregu przylegających do siebie rezonatorów metalicznych (rys. 2), przy czym elektron biegnie w próżni przez okienka w poszczególnych rezonatorach.

2. 2. Ruch niejednostajny naładowanych cząstek

W przypadku niejednostajnego ruchu elektron promieniuje. Aparatura do wytworzenia tego rodzaju promieniowania była badana głównie przez Motza [12] i została nazwana undulatorem. Ondulatory mogą wywoływać działanie w kierunku ruchu albo też prostopadle do niego. W drugim przypadku natężenie promieniowania jest większe, dlatego ostatnie odgrywają tylko praktycznie

pewną rolę. Ondulatory mogą być elektryczne albo magnetyczne. W przypadku undulatora magnetycznego elektron rozpędzony np. akceleratorem liniowym przechodzi przez pola ustawionych kolejno za sobą na przemian (rys. 3) biegunów magnesu. Wywołuje to periodyczne wychylenia jego w kierunku po-



Rys. 3. Zasada undulatora magnetycznego Motza. Pakiet elektronów 3, przyspieszony liniowym akceleratorem 1 ulega w polu magnetycznym 2 odchyleniu, wysyłając przy tym promieniowanie 4. Z prawej strony u dołu znajduje się kolektor 5 elektronów

przecznym. Ponieważ promieniowanie poruszającego się niejednostajnie elektronu następuje głównie w wąskim stożku tworzącym kąt

$$\Delta\Theta = m_0c^2/E \quad (5)$$

z kierunkiem ruchu, przy czym

m_0c^2 — energia spoczynkowa elektronu,

E — energia elektronu,

jeżeli przyjmiemy przybliżenie, że elektron porusza się po kole, możemy obliczyć czas, w którym promieniowanie elektronu jest odbierane przez obserwatora, znajdujacego się na osi

$$\tau \approx (1/2)(1/c)(1-\beta^2)R\Delta\Theta = (1-\beta^2)^{3/2}m\beta^2c^2/2ce\mathcal{E} \quad (6)$$

przy czym \mathcal{E} oznacza natężenie pola odchyłającego. Stąd możemy obliczyć długość fali promieniowania

$$\lambda_1 = (1-\beta^2)\beta^2m_0c^2/2e\mathcal{E} \quad (7)$$

Z drugiej strony, dokonując analizy Fouriera impulsów gęstości prądu, możemy obliczyć długość fali podstawowej

$$\lambda_2 = l_0(1-\beta)/\beta \quad (8)$$

w kierunku $\Theta = 0$, przy czym l_0 odległość sąsiednich biegunów.

Jeżeli długość fali $\lambda_1 \ll \lambda_2$, promieniowanie posiada silne harmoniczne. W przypadku $\lambda_1 \geq \lambda_2$ przeważa fala podstawowa o własnościach promieniowania Czerenkowa.

Dla przykładu podajemy natężenie promieniowania, obliczone w układzie współrzędnych laboratoryjnym. W przypadku poprzecznego pola elektrycznego

$$W = (2/3)(e^2/m_0c^2)^2E^2l/\beta(1-\beta^2) \quad (9)$$

przy czym l — długość periodu pola odchyłającego.

W przypadku pola magnetycznego

$$W = (2/3)(e^2/m_0c^2)^2\beta H^2l/(1-\beta^2) \quad (10)$$

W przypadku podłużnego pola elektrycznego otrzymujemy

$$W = (2/3)(e^2/m_0c^2)^2E^2l/\beta \quad (11)$$

natężenie maleje więc $(1 - \beta^2)$ razy. Podobne zachowanie otrzymujemy w polu magnetycznym.

Powyższe wartości, odnoszące się do pojedynczego elektronu, mogą być powiększone, jeżeli elektrony promieniują koherentnie. W tym bowiem przypadku, jeżeli mamy do czynienia z N elektronami, natężenie promieniowania wzrasta N^2 razy. W przypadku niekoherentnego jest tylko N razy silniejsze. Jest to możliwe, jeżeli występują one w formie skupień o wymiarach mniejszych od wysyłanej długości fali.

Przykład

Weźmy pod uwagę undulator magnetyczny o natężeniu pola $H = 15\ 000$ Oe i długości fali podstawowej równej 1 cm.

Tabela 1

Energia wiązki elektronów MeV	Natężenie prądu wiązki A	Moc wytwarzana mW	Minimalna fala podstawowa Å
1000	1	2,8	25
100	100	2,8	2 500
10	10 000	2,8	250 000

2. 3. Podwyższenie mocy i częstości promieniowania przez odbicie od poruszającego się z dużą prędkością zwierciadła elektronów [10]

Jednym z ciekawych sposobów podwyższenia mocy promieniowania i jego częstości obserwowanej w układzie laboratoryjnym jest odbicie promieniowania od poruszającej się z relatywistyczną prędkością płaszczyzny elektronów. Nie wchodząc w szczególności mechanizmu powyższego efektu możemy rozumować następująco:

Weźmy pod uwagę dwa kartezjańskie prostokątne układy współrzędnych $Oxyz$ i $O'X'Y'Z'$, przy czym układ kreskowany porusza się wzdłuż osi x , wspólnej obu układom, przy czym odpowiednie osie są do siebie równoległe. Rozpatrujemy efekt Dopplera. Z niezmienniczości fazy fali otrzymujemy znane relacje:

$$v = v'(1 + \beta \cos \Theta')/(1 - \beta^2)^{1/2} \quad (12)$$

$$\cos \Theta = (\cos \Theta' + \beta)/(1 + \beta \cos \Theta') \quad (13)$$

$$v = v'(1 - \beta^2)^{1/2}/(1 - \beta \cos \Theta) \quad (14)$$

Zinterpretujemy pierwsze równanie. Możemy napisać:

$$\begin{aligned} \text{dla } \Theta' = 0 & \quad v' = vF \\ \Theta' = \pi & \quad v' = v f \end{aligned} \quad (15)$$

przy czym

$$F = f^{-1} = \sqrt{(1 + \beta)/(1 - \beta)} \quad (16)$$

oznacza współczynnik transformacji.

Łatwo zauważyć, że dla $\beta \rightarrow 1$ współczynnik ten dąży do nieskończoności. W poniższej tabelce podajemy kilka wartości liczbowych, odnoszących się do elektronów. W tabelce podano energię elektronów, współczynnik F oraz jego kwadrat (ważny dla obliczenia natężenia)

Tabela 2

U MeV	0,1	1	2	5	10	25	100
F	1,85	5,75	9,7	21,5	41,1	97,7	394
$K = F^2$	3,44	33	94	463	1690	9570	154 800

Liczby drugiego wiersza pokazują, że przez zastosowanie dostatecznie szybkich elektronów możemy otrzymać dowolnie duże powiększenie częstości.

Efekt może być podwojony w sposób następujący: Poruszająca się w kierunku przeciwnym prostopadle do płaszczyzny elektronów fala elektromagnetyczna pobudza elektrony do drgania, wskutek czego następuje emisja promieniowania. Ten podwójny efekt Dopplera dany jest następującym równaniem

$$\nu = \nu' \frac{1 + 2\beta \cos \Theta' + \beta^2}{1 - \beta^2} \quad (17)$$

W [8] znajdujemy wzmiankę, że istnieje możliwość dalszego zwielokrotnienia efektu.

Z równania (17) otrzymujemy dla $\Theta' = 0$, $\nu = \nu' K$, $K = F^2$.

Przykładowo dla energii 1 MeV otrzymujemy podwyższenie około 30-krotne.

Wykorzystując zależność między amplitudami fal i ich częstościami

$$A/\nu = A'/\nu' \quad (18)$$

oraz fakt, że natężenie jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy, widzimy, że w układzie laboratoryjnym otrzymujemy równocześnie ze zwiększeniem częstości podwyższenie mocy.

Przykład ilustrujący możliwości praktyczne wykonania doświadczenia.

Niech w układzie nieruchomym długość fali wynosi 3 cm (10^4 Mc/s), amplituda fali w elektronowej płytce 100 V/cm. Amplitudę tego rzędu może wytworzyć magnetronowy nadajnik radiolokacyjny. Pomijając efekty wywołujące poprzeczne siły w wiązce elektronów, możemy obliczyć amplitudę drgań elektronów, wytworzonych przez falę elektromagnetyczną

$$a = (e/m)(E/\omega^2) \quad (19)$$

Tu E oznacza natężenie pola, $\omega/2\pi$ odnosi się do fali padającej.

W naszym przypadku

$$a \approx 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$$

Ilukrotne wzmocnienie możemy otrzymać przy założeniu koherentnego promieniowania? Betatron w Illinois posiada na orbicie ogólną liczbę elektronów równą 10^9 . Wtedy według klasycznej teorii promieniowania otrzymujemy energię promieniowania wysłanego w sekundzie równą

$$W = (1/3)(N^2 e^2 / c^3)(e/m)^2 E^2 \approx 10^2 \text{ erg/sek} = 10^{-2} \text{ mW}$$

2. 4. Równania elektrodynamiki ośrodków ruchomych i dwa przykłady ich zastosowania

W tensorowej formie równania Maxwella możemy napisać następująco [15]

$$\sum_{k=1}^4 \frac{\partial G_{jk}}{\partial x_k} = J_j, \quad j = 1, 2, 3, 4 \quad (20)$$

$$\frac{\partial F_{ij}}{\partial x_k} + \frac{\partial F_{ki}}{\partial x_j} + \frac{\partial F_{jk}}{\partial x_i} = 0, \quad i, j, k = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (21)$$

przy czym

$$x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = ict \quad (22)$$

x, y, z oznaczają współrzędne przestrzenne,

t — czas,

c — prędkość promieniowania elektromagnetycznego w próżni.

Tensory G i F są określone następująco:

$$G = \begin{pmatrix} 0, & H_3, & -H_2, & -icD_1 \\ -H_3, & 0, & H_1, & -icD_2 \\ H_2, & -H_1, & 0, & -icD_3 \\ icD_1, & icD_2, & icD_3, & 0 \end{pmatrix} \quad (23)$$

$$F = \begin{pmatrix} 0, & B_3, & -B_2, & -(i/c)E_1 \\ -B_3, & 0, & B_1, & -(i/c)E_2 \\ B_2, & -B_1, & 0, & -(i/c)E_3 \\ (i/c)E_1, & (i/c)E_2, & (i/c)E_3, & 0 \end{pmatrix} \quad (24)$$

Czterowektor gęstości prądu J posiada następujące składowe:

$$J_x, J_y, J_z, ic \quad (25)$$

E, H, D, B oznaczają znane z teorii Maxwella wektory natężenia pola elektrycznego, magnetycznego, indukcji elektrostatycznej, indukcji magnetycznej, ρ oznacza gęstość ładunku przestrzennego.

Jeżeli wielkości odnoszące się do układu ruchomego oznaczymy kreskami, otrzymujemy następujące formuły transformacyjne wymienionych wyżej wielkości. Oznaczamy przy tym znakiem \parallel składowe równoległe i \perp składowe prostopadłe do kierunku ruchu.

$$B'_{\parallel} = B_{\parallel}$$

$$E'_{\parallel} = E_{\parallel}$$

$$\begin{aligned}
B'_\perp &= (1/\sqrt{1-\beta^2})(B-(1/c^2)v \times E)_\perp \\
E'_\perp &= (1/\sqrt{1-\beta^2})(E+v \times B)_\perp \\
H'_\parallel &= H_\parallel \\
D'_\parallel &= D_\parallel \\
H'_\perp &= (1/\sqrt{1-\beta^2})(H-v \times D)_\perp \\
D'_\perp &= (1/\sqrt{1-\beta^2})(D+(1/c^2)v \times H)_\perp \\
J'_\perp &= J_\perp \\
J'_\parallel &= (1/\sqrt{1-\beta^2})(J_\parallel - v\rho) \\
\rho' &= (1/\sqrt{1-\beta^2})(\rho - (v/c^2)J_\parallel)
\end{aligned} \tag{26}$$

Wyrażenia typu $v \times E$ oznaczają iloczyn wektorowy.

Podobne związki można podać dla potencjału skalarnego i wektorowego.

Między natężeniem pola i indukcją w miejsce relacji

$$D = \varepsilon E \quad B = \mu H$$

wchodzą relacje

$$\begin{aligned}
D + v \times H &= \varepsilon E + \varepsilon v \times B \\
B - v \times E &= \mu H - \mu v \times D
\end{aligned} \tag{27}$$

przy czym ε , μ oznaczają stałe odnoszące się do ośrodka nieruchomego.

Aby zilustrować różnice, jakie występują przy formułowaniu zagadnień za pomocą równań (26) i (27), zacytujemy dwie prace.

Przykład 1

W pracy [13] rozpatrywany jest problem elektrodynamiki poruszających się ośrodków i efektu Czerenkowa. Autorowie krytykują teorię podaną przez Franka i Tamma, ponieważ użyte przez nich równanie

$$\operatorname{div} A + (\varepsilon/c) \partial \varphi / \partial t = 0 \tag{28}$$

wiążące potencjał wektorowy i skalarny, nie jest niezmiennicze. W ośrodkach ruchomych stałe ε i μ wymagają określenia.

Aby uniknąć trudności, autorowie dzielą zagadnienie na dwa etapy:

1) Obserwator i ładunek znajdują się w spoczynku, ośrodek porusza się jednostajnie.

W tym przypadku do wyznaczenia pola elektromagnetycznego mamy następujące równania:

$$\begin{aligned}
\operatorname{rot} E &= 0 & \operatorname{rot} H &= 0 \\
\operatorname{div} D &= 4\pi \rho & \operatorname{div} B &= 0 \\
B &= \operatorname{rot} A & E &= -\operatorname{grad} \varphi
\end{aligned} \tag{29}$$

Jeżeli dodamy do tego równania (27), otrzymujemy przez eliminację zmiennych na wyznaczenie potencjału skalarnego równanie różniczkowe

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{4\pi \rho}{\varepsilon \lambda} \tag{30}$$

gdzie

$$\begin{aligned}\lambda &= (1 - \beta^2)/(1 - \epsilon\mu\beta^2) \\ \beta &= v/c\end{aligned}\quad (31)$$

Wielkość $\lambda\epsilon$ możemy uważać za stałą dielektryczną w ośrodku ruchomym w kierunku prostopadłym do ruchu.

Równanie (30) autorowie rozwiązują przy założeniu elektronu punktowego

$$\rho = e\delta(x)\delta(y)\delta(z) \quad (32)$$

gdzie

δ oznacza funkcję delta Diraca,
 e — ładunek elektronu.

2) Otrzymane rozwiązanie autorowie transformują do innego układu, w którym ładunek znajduje się w spoczynku, ośrodek zaś i obserwator poruszają się jednostajnie prostoliniowo.

Obliczając z kolei wektor Poyntinga, otrzymujemy

$$\begin{aligned}dW/dt &= (e^2v/c^2) \int_0^\infty \mu(1 - 1/\epsilon\mu\beta^2) \omega' d\omega' = \\ &= -(e^2v/\sqrt{1 - \beta^2}) \int_0^\infty (1/\epsilon)(1 - \epsilon\mu\beta^2)(1/v^2) \omega d\omega\end{aligned}\quad (33)$$

gdzie W oznacza natężenie promieniowania.

Przykład 2

Jako przykład drugi podamy dwie prace poświęcone spotkaniu fali elektromagnetycznej z gazem elektronowym [9, 10]. Pierwszy z autorów opierając się na teorii V. A. Bailey'a [1] wyprowadza wzory dla współczynnika wzmocnienia natężenia i współczynnika podwyższenia częstości. Ważniejsza jest praca druga, ponieważ poza teorią zawiera również projekt aparatury do wykonania doświadczenia.

Ze względu na skomplikowane związki dla składowych stycznych pola elektrycznego i magnetycznego, warunki graniczne na granicy ściany elektromagnetycznej nie dadzą się spełnić przez sam dobór amplitud. Potrzebne są również związki między fazami, a także częstościami.

Jeżeli fazę fali padającej oznaczmy

$$\omega_i t - k_i z = \omega_i(1 + \zeta)t \quad (34)$$

przy czym

$$\zeta = -k_i \frac{v}{\omega_i} = -\frac{v}{v_f} \quad (35)$$

gdzie

v — prędkość elektronów,
 v_f — prędkość fazowa fali,

i odpowiednio dla fali odbitej przez

$$\omega_{tj} \left(1 + \zeta \sqrt{\frac{\varepsilon_{tj}}{\varepsilon}} \right) t, \quad (36)$$

i dla fali przechodzącej

$$\omega_{tb} \left(1 - \zeta \sqrt{\frac{\varepsilon_{tb}}{\varepsilon}} \right) t \quad (37)$$

z warunków granicznych otrzymujemy

$$\omega_i(1 + \zeta) = \omega_{tj} \left(1 + \zeta \sqrt{1 - P(\omega_i^2/\omega_{tj}^2)} \right) \quad (38)$$

$$\omega_i(1 + \zeta) = \omega_{tb} \left(1 - \zeta \sqrt{1 - P(\omega_i^2/\omega_{tb}^2)} \right) \quad (39)$$

przy czym wprowadzono następujące oznaczenia:

$$\varepsilon_t = \varepsilon - \omega_p^2 \varepsilon_0 / \gamma \omega^2 \quad (40)$$

$$\omega_p^2 = e^2 N / m \varepsilon_0 \quad (41)$$

$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2} \quad (42)$$

przy czym

- e , m — ładunek i masa spoczynkowa elektronu,
- ω_p — pulsacja plazmy,
- N — ilość elektronów w jednostce objętości,
- ε — stała dielektryczna ośrodka,
- ε_0 — stała dielektryczna próżni.

$$P = \omega_p^2 \varepsilon_0 / \gamma \omega_i^2 \varepsilon$$

wartości ε_{tj} , ε_{tb} otrzymujemy z wzoru (40) podstawiając w nim ω_{tj} albo ω_{tb} .

Równania (38) i (39) są kwadratowe ze względu na pulsacje ω_{tj} i ω_{tb} . Ich rozwiązania są następujące:

$$\omega_- / \omega_i = -(\zeta \sqrt{Q} + 1) / (\zeta - 1) \quad (43)$$

$$\omega_+ / \omega_i = (\zeta \sqrt{Q} - 1) / (\zeta - 1) \quad (44)$$

$$Q = (\zeta - 1)P / (\zeta + 1) + 1 \quad (45)$$

Współczynnik odbicia oraz przepuszczenia fal elektromagnetycznych oznaczamy odpowiednio przez r i t .

W zależności od wartości ζ , P oraz Q mamy różne przypadki, odznaczające się tym, że pewne wyrażenia przybierają wartości rzeczywiste lub zespolone (rys. 4).

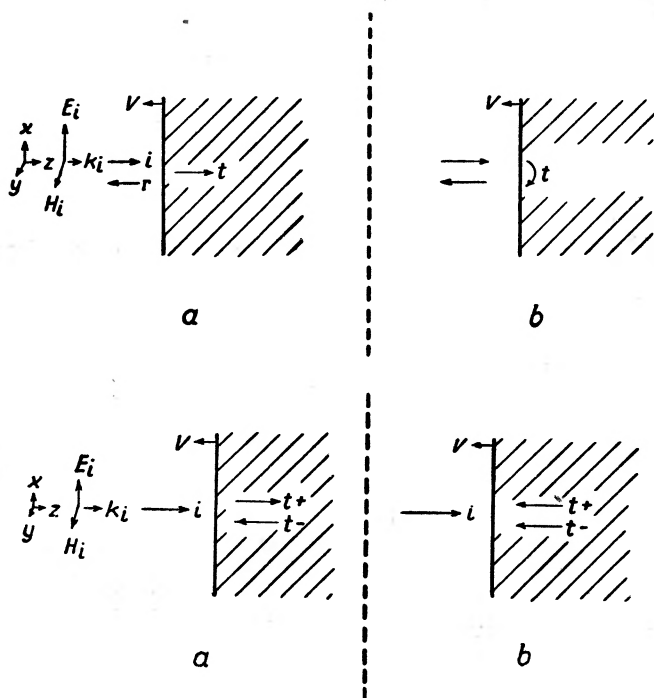
W obszarze podczereńskim (dla $\zeta < 1$) oraz dla $P > P_c = (1 + \zeta) / (1 - \zeta)$ pulsacja i liczba falowa dla fali przepuszczonej są zespolone, co odpowiada fali tłumionej. Natomiast dla fali odbitej otrzymujemy relacje:

$$\omega_r / \omega_i = (1 + \zeta) / (1 - \zeta) \quad (46)$$

$$r = (1 + \zeta)(1 - \sqrt{Q}) / [(1 - \zeta)(1 + \sqrt{Q})] \quad (47)$$

$$t = 2(1 - \zeta \sqrt{Q}) / [(1 - \zeta)(1 + \sqrt{Q})] \quad (48)$$

Ostatnie związki ważne są dla Q dodatniego i ujemnego. Jeżeli zostanie przekroczona przez P wartość P_c , współczynnik odbicia jest stały i wynosi $|r| = (1 + \zeta)/(1 - \zeta)$. Gaz elektronowy odbija wtedy padającą falę. Jeżeli ζ dąży do 1, P_c dąży do nieskończoności, gaz przybiera własności zwierciadła. Równocześnie stosunek ω_r/ω_i dąży do nieskończoności.



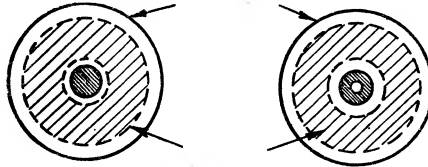
Rys. 4. Spotkanie się jednorodnej fali elektromagnetycznej z gazem elektronowym.

Rysunki a) i b) u góry odnoszą się do przypadku podczerenkowskiego ($\zeta < 1$). Rysunek a) odpowiada $P < (1 + \zeta)/(1 - \zeta)$, rys. b) odpowiada $P > (1 + \zeta)/(1 - \zeta)$. Rysunki a) i b) u dołu odnoszą się do gazu elektronowego czerenkowskiego ($\zeta < 1$). Rysunek a) odpowiada $P < (\zeta + 1)^2$, rys. b) odpowiada $P > (\zeta + 1)^2$. Skośnym kreskowaniem oznaczono gaz elektronowy. Z lewej strony podano kierunek osi układu współrzędnych oraz dane, dotyczące polaryzacji padającego promieniowania.

Tabela 3

	ω_+/ω_i	$t_+ = E_+/E_i$	ω_-/ω_i	$t_- = E_-/E_i$
$P \ll 1$	$1 + \frac{P\zeta}{2(\zeta+1)}$	$1 + \frac{P}{4}$	$-\frac{\zeta+1}{\zeta-1} - \frac{P\zeta}{2(\zeta+1)}$	$-\frac{P}{4}$
$P = (\zeta+1)^2$	$\zeta+1$	$\frac{(\zeta+1)^2}{2\zeta}$	$-\frac{\zeta^2+1}{\zeta-1}$	$-\frac{\zeta^2+1}{2\zeta}$
$P \gg 1$	$\frac{\zeta\sqrt{P}}{\sqrt{\zeta^2-1}}$	$\frac{\zeta\sqrt{P}}{2\sqrt{\zeta^2-1}}$	$-\frac{\zeta\sqrt{P}}{\sqrt{\zeta^2-1}}$	$-\frac{\zeta\sqrt{P}}{2\sqrt{\zeta^2-1}}$

W przypadku czerenkowskich prędkości elektronu (dla $\zeta > 1$) istnieje pewna koncentracja krytyczna $P_c^C = (\zeta + 1)^2$, poniżej której jest możliwe rozchodzenie się fali elektromagnetycznej w gazie elektronowym, powyżej zaś której istnieje tylko fala odbita. Zestawienie różnych możliwych przypadków daje tabela 3 i rysunek 4. W pierwszym przypadku tylko jedna z dwu fal wytworzonych odbija się, w przypadku trzecim czynią to obie fale.



Rys. 5. Przyrząd realizujący odbicie fali elektromagnetycznej od gazu elektronowego. Na rysunku kreskowaniem rzadszym oznaczono wiązkę elektronów, gęstszym kreskowaniem — dielektryk. Przyrząd z lewej strony nie posiada wewnętrznej elektrody, przyrząd z prawej strony posiada elektrodę wewnętrzną w formie drutu. Całość otacza zewnętrzna elektroda cylindryczna.

Jako aparaturę służącą do realizacji powyższego doświadczenia autor proponuje kabel koncentryczny (rys. 5), przy czym wewnętrzna elektroda jest otoczona dielektrykiem. Między dielektrykiem i zewnętrzną elektrodą porusza się wiązka elektronów.

Jeżeli na wejściu takiego kabla wytworzymy zmienne pole elektromagnetyczne, wtedy wzdłuż niego rozchodzą się fale elektromagnetyczne, które współdziałają z wiązką elektronów. Typy fal występujących są tu podobne jak w rozpatrzonym wyżej przypadku. Podobieństwo jest tym większe, im słabiej wiązka elektronów wpływa na fale.

2. 5. Czy i kiedy klasyczne traktowanie zagadnienia jest wystarczające?

Zagadnienie rozpatruje [14] w przypadku, gdy promieniujący elektron porusza się po torze kołowym. Jeżeli oznaczymy

$$1/\sqrt{1-\beta^2} = \gamma, \quad \beta = v/c \quad (49)$$

wtedy najintensywniejsze promieniowanie jest skupione w obrębie stożka o kącie rozwarcia

$$\theta_0 = 1/\gamma \quad (50)$$

dokoła chwilowego kierunku ruchu elektronu. Aby mieć wyobrażenie o wielkości tego kąta, podajemy, że dla elektronu o energii 300 MeV kąt $\theta_0 = 0,1^\circ$.

Wskutek tego, że elektron porusza się po torze kołowym, zmienia się położenie stożka promieniowania w stosunku do obserwatora, co powoduje, że promieniowanie jest widoczne w postaci impulsu. Jeżeli impuls ten rozłożymy na szereg Fouriera, otrzymujemy w nim długości fali od

$$\lambda_0 = \lambda_0/2\pi = R/\gamma^3 \quad (51)$$

do bardzo dużych, przy czym R oznacza promień koła.

W przypadku, gdy energia elektronu wynosi 300 MeV, natężenie pola magnetycznego $H = 10^4$ oerst., promień $R = 100$ cm, długość fali graniczna

$$\lambda_0 = 2\pi\lambda_0 \cong 300 \text{ \AA}.$$

Kryterium stosowalności klasycznej teorii autor uzyskuje następująco: W klasycznej teorii zakładamy elektron punktowy, w teorii kwantów przyjmujemy falowy pakiet o wymiarach małych wobec odwrotności wektora falowego wysyłanego promieniowania. Ponieważ przeważna część promieniowania jest wysyłana w obrębie kąta Θ_0 względem kierunku ruchu elektronu oraz wielkość pakietu falowego jest równa $1/\lambda_0$, podłużny rozmiar pakietu falowego winien być mały wobec λ_0 , poprzeczny zaś wobec λ_0/Θ_0 . Także falowy pakiet nie może być mniejszy od fali de Broglie $\hbar/mc\gamma$ dla elektronu.

Warunek

$$\hbar/mc\gamma \ll \lambda_0 \quad (52)$$

jest równoważny warunkowi

$$\hbar/\lambda_0 \ll mc\gamma \quad (53)$$

to zaś oznacza, że pęd fotonu winien być mały wobec pędu elektronu. Z tego oszacowania wynika, że przy natężeniu pola magnetycznego $H = 10^4$ oerst., energia elektronu winna być mała wobec $2 \cdot 10^{15}$ eV.

Jeżeli uwzględnimy rozplywanie się pakietu fal z biegiem czasu, musimy postulować powyższe nierówności w przeciągu pewnego czasu. I tak wymiar podłużny pakietu winien być mały wobec $\lambda_0 = R/\gamma^3$ w czasie $R/c\gamma$. Wymiary poprzeczne zaś małe wobec $\lambda_0/\Theta_0 = R/\gamma^2$ w tym samym czasie.

Postulowany w ten sposób pakiet falowy posiada postać spłaszczonego sferoidu, którego poprzeczne wymiary są γ razy większe od podłużnego wymiaru.

2. 6. Kilka nowszych przyrządów ultrarelatywistycznej elektroniki

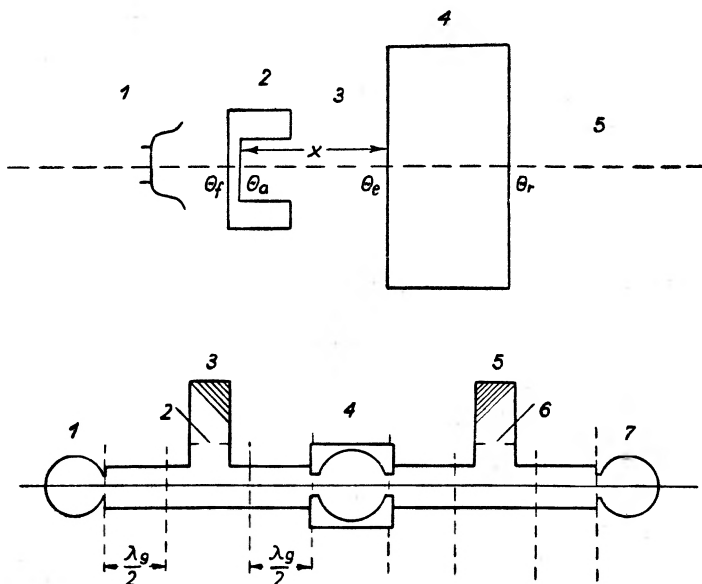
Spośród przyrządów ultrarelatywistycznej elektroniki wymienimy trzy: rebatron, harmodotron i mikrotron.

2.6.1. Zasada działania rebatronu [6]

Teoria rebatronu została podana przez Colemana. Chodzi o relatywistyczny elektronowy akcelerator grupujący dla wytwarzania skupień elektronów dużej energii (rzędu kilku MeV), w którym impulsy prądowe i funkcja rozkładu elektronów według prędkości mają postać zbliżoną do funkcji delta Diraca. Rysunek 6 pokazuje schemat przyrządu. Składa się on z działu elektro-nowego, rezonatora modulującego wiązkę elektronów, obszaru, w którym następuje grupowanie się skupień elektronów, i wreszcie rezonatora przyspieszającego.

Rezonator przyspieszający jest zasilany przez dwa magnetrony typu 5586 i jest rezonatorem objętościowym, pracującym na fali typu E_{010} .

Przyrząd odgrywa raczej rolę pomocniczą jako urządzenie dostarczające skupień elektronowych dostatecznie dużej energii. Bardzo istotnym szczegółem jest postulat, że gęstość impulsów prądu i funkcja rozkładu elektronów winny być kształtu delta funkcji. Jeżeli bowiem rozwiniemy taką funkcję w szereg Fouriera, to posiada ona bardzo wiele harmonicznych. Ideałem jest uzyskanie najwyższych harmonicznych o dostatecznie dużym natężeniu. W ten bowiem



Rys. 6. Schemat rebatronu. Od lewej strony do prawej mamy: działo elektronowe 1, modulujący rezonator 2, przestrzeń grupowania się skupień elektronów 3, rezonator przyspieszający 4. U dołu znajduje się schemat połączenia przyspieszającego rezonatora 4 z magnetronami 1, 7. W odgałęzieniach znajdują się dopasowane obciążenia 3, 5 oraz diafragmy 2, 6.

sposób jest możliwe podwyższanie częstości, jeżeli wybierzemy i wzmocnimy odpowiednim urządzeniem rezonansowym odpowiednio wysoką harmoniczną. W ten sposób przy pomocy magnetronu pracującego jeszcze zadawalająco na falach rzędu centymetra, można otrzymać fale krótsze.

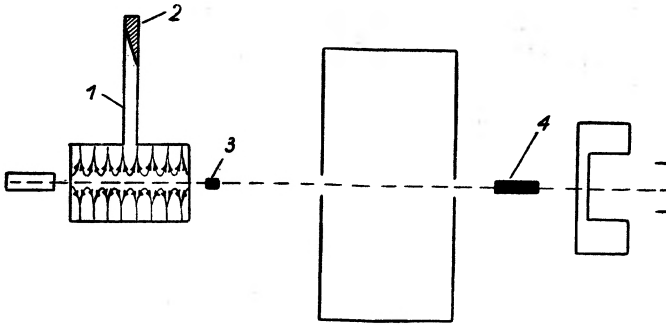
2.6.2. Zasada działania harmodotronu [2]

Jak pokazuje rysunek 7, harmodotron jest przyrządem pracującym z rebatronem jako przyrządem wstępnie grupującym elektrony. Rebatron autorów pracował na częstości 2775 Mc/s, dostarczając skupień elektronów o energii 1,0-1,5 MeV. Elektrony te przechodziły następnie przez rezonator cylindryczny, w którym przez wzbudzenie fal typu TM_{omn} , w szczególności TM_{018} , rezonujących z różnymi harmonicznymi skupień, było możliwe wytworzenie fal o długości rzędu 7-11 mm. Była przy tym wytwarzana moc impulsowa 1 W, przy prądzie pulsujących elektronów 5 mA. Ograniczenia częstości były spowodowane trudnościami pomiarowymi.

2.6.3. Zasada działania mikrotronu [5, 7]

Zasada przyrządu tego została podana przez Wekslera w r. 1944. Przyrząd ten można nazwać cyklotronem elektronowym. Rozwój jego został zatrzymany przez dwie wady:

- 1) największa możliwa energia cząstki przyspieszanej jest wyznaczona podobnie jak w cyklotronie wymiarami magnesu,
- 2) średnie orbitalne prądy elektronowe są bardzo małe [(10⁻⁶-10⁻¹¹ A)].



Rys. 7. Schemat harmonotronu. Od lewej strony do prawej mamy: cylinder Faradaya, harmonotron z dopasowanym obciążeniem 2 w odgałęzieniu 1, wykorzystuje on elektryczne pole fali typu TM_{018} , długość fali 8,31 mm. Trzy elementy z prawej strony tworzą rebratron, dostarczający pęków elektronów. Bieg elektronów oznaczono linią kreskowaną. Na tej linii oznaczono wielkość skupień elektronów przed przyspieszeniem 4 i po przyspieszeniu 3. Rezonator przyspieszający pracuje na fali TM_{018} , długość fali 10,80 cm.

Pierwsze przyrządy działające na tej zasadzie zostały zbudowane w Ottawie, w r. 1948, po czym postęp następował szybko. Szedł on w kierunku podwyższania energii oraz skrócenia długości fali wytwarzanej. W ten sposób osiągnięto fale rzędu cyntymetrów i energie rzędu kilkudziesięciu MeV.

Najważniejszą częścią przyrządu jest źródło elektronów. Do wytwarzania elektronów służy wysokowoltowy rezonator objętościowy, zasilany impulsami o mocy rzędu 100 kW przy częstotliwości 9375 Mc/s. Powstaje przy tym w rezonatorze silne pole elektryczne rzędu 0,5 MV/cm wywołujące wyrwanie elektronów z elektrod na zasadzie efektu autoelektronowego. Wzmocnienie efektu jest możliwe wskutek wytwarzania elektronów wtórnych przez elektrony i jony bombardujące elektrody. Najkorzystniejsze jest przy tym ciśnienie rzędu 10⁻⁴-10⁻⁵ mm Hg. Wytworzone elektrony poruszają się w kierunku równoległym do osi symetrii rezonatora. Jeżeli rezonator znajduje się w polu magnetycznym poprzecznym do kierunku ruchu elektronów, następuje ruch tych ostatnich po orbitach kołowych. Warunek rezonansu jest następujący: okres ruchu orbitalnego powinien być równy całkowitej ilości okresów pola wysokiej częstotliwości

$$T_1 = MT_0 \quad (54)$$

gdzie:

- T_1 — okres obiegu elektronów,
- T_0 — okres pola wysokiej częstotliwości,
- M — liczba całkowita.

Wtedy elektron wraca do rezonatora w fazie, co zapewnia dalsze jego przyspieszenie. Okres obiegu na k -tej orbicie wyrażamy następująco:

$$T_{1,k} = 2\pi E_k / eH, \quad (55)$$

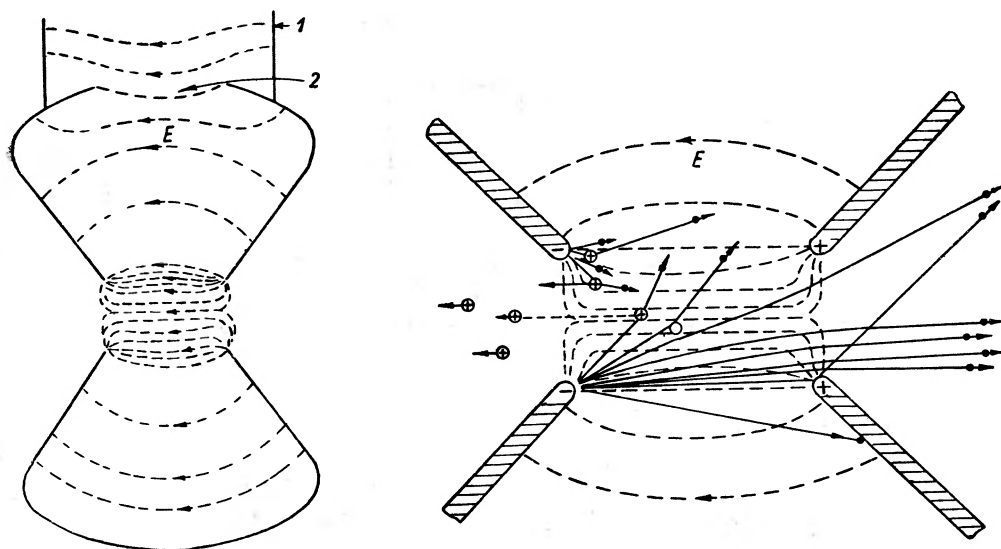
przy czym

E_k — oznacza całkowitą energię elektronu, mierzoną zwykle w E_0 energii spoczynkowej, jako jednostkowej,

e — ładunek elektronu,

H — natężenie pola magnetycznego, wytwarzającego ruch kołowy.

Zasadnicza różnica między mikrotronem i cyklotronem polega na tym, że w pierwszym nie występuje zaburzający wpływ relatywistycznego przyrostu



Rys. 8. Zasada działania rezonatora objętościowego do wytwarzania elektronów w mikrotronie. Z lewej strony przedstawiono pole elektryczne rezonatora, z prawej schemat tworzenia się elektronów i jonów.

masy. Jest to spowodowane takim doбором parametrów, że przyrost okresu jest proporcjonalny do okresu generatora wysokiej częstotliwości.

Trudno jest tak dobrać warunki, by warunek rezonansu zachodził dla $M = 1$, zwykle liczba ta wynosi od kilku do kilkunastu.

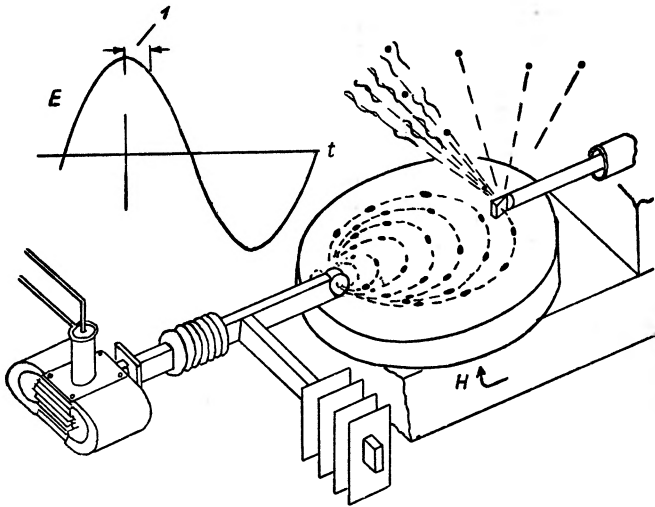
Na rysunku 8 mamy przedstawiony przebieg torów mikrotronu. Ponieważ w czasie okresu pola wysokiej częstotliwości istnieje tylko bardzo mały odcinek czasowy, kiedy pole wpływa przyspieszająco, ponieważ emisja autoelektronowa występuje przy dostatecznie wysokim napięciu progowym, dlatego elektrony krążą po poszczególnych torach w postaci skupień, przy czym w miarę wzrostu numeru porządkowego toru o 1 przybywa nowe takie skupienie elektronów. Przedstawia to rysunek 9. Poniższa tabela podaje dane orientacyjne, dotyczące mikrotronów do wytwarzania fal 10 cm i 3,2 cm.

Na rysunku 10 przedstawione jest połączenie mikrotronu z ondulatorem dla

Tabela 4

Długość fali cm	Przyrost energii na obrót keV	Numer orbity	Maks. kinet. energia MeV	Natęż. magn. pola Oe	Średnica biegun. magn. cm	Prąd orbital.	
						wewn. orbita A	zewn. orbita A
10	511	10	4,5	1050	35	10^{-6}	10^{-8}
3,2	255	12—14	3,2	1680	20	10^{-7}	10^{-11}

wytwarzania fal milimetrowych. Mikrotron służy tu do otrzymania skupień elektronów o dużej energii.

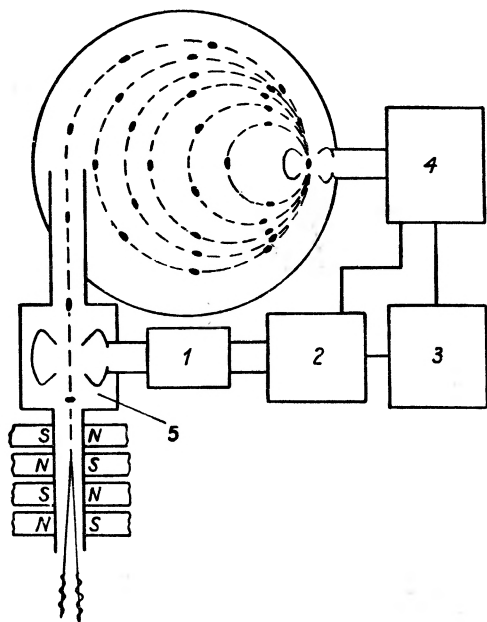


Rys. 9. Schemat działania mikrotronu, tworzenia się pakietów elektronowych i struktury orbitalnej. U góry oznaczono część okresu, w czasie której tworzą się pakiety elektronowe. Z lewej strony znajduje się urządzenie zasilające rezonator, z prawej strony znajduje się cel bombardowania. Tory elektronów przedstawiono w formie kół linia przerywaną. Punktami oznaczono pakiety elektronów.

Mimo, że to odbiega od tematu, warto wspomnieć, że mikrotron jest bardzo ciekawym przyrządem, którego zastosowania nie ograniczają się wyłącznie do techniki mikrofalowej. Wymienia się kilkanaście innych zastosowań tego przyrządu w dziedzinie badań warstw tlenków, półprzewodników, izolatorów, ciał fluoryzujących, wysokowoltowej mikroskopii, elektronografii wirów gazowych, radiografii i dyfrakcji promieni Röntgena, dozymetrii, badania ruchliwości elektronów i jonów, pomiarów próżni, rozchodzenia fal w jonizujących ośrodkach badania dynamiki skupień elektronów, do badań z zakresu biofizyki, wreszcie do pomiarów bardzo krótkich czasów rzędu 10^{-9} sek. Zależnie od swego zastosowania przyrząd posiada różne warianty. I tak Schwinger zaproponował przyrząd z prostoliniowymi odcinkami torów elektronowych. Przestrzeń odpowiadająca prostoliniowemu biegowi elektronów jest wygodna dla celów doświadczalnych.

W synchrotronie pole tworzące tory otrzymuje się przez załączenie szybko rosnącego wysokonapięciowego impulsu na linię długą w kształcie pierścienia z odpowiednio dopasowanym obciążeniem. W tym wypadku na-

teżenie pola jest ciągłą funkcją czasu i pole porusza się w formie fali z prędkością fazową określoną przez stałe linii. Ta fala współdziela z wiązką elektronów. Akcelerator tego typu pozwala otrzymać elektrony o bardzo dużej energii w przeciągu bardzo krótkiego czasu (np. 20 MeV w przeciągu 10^{-9} sek).



Rys. 10. Połączenie mikrotronu z ondulatorem. Mikrotron, którego rezonator zasilany jest przez magnetron 4 dostarcza pakietów elektronowych do rezonatora grupującego 5, zasilanego przez układ, złożony z modulatora 3, magnetronu 2 i elementu do nastrajania 1. U dołu znajdują się bieguny ondulatora.

3. Zakończenie

Wymienione wyżej przyrządy nie wyczerpują całej skali możliwości dzisiejszej nauki i techniki. I tak podobnie do skupień elektronowych są badane również skupienia plazmy [8]. Wreszcie generatory molekularne również pracują w zakresie fal tego samego rzędu.

Literatura

- [1] Bailey V. A., *Phys. Rev.*, **78**, 428 (1950).
- [2] Coleman P. D., Sirkis M. D., *J. appl. Phys.* **26**, 1385 (1955).
- [3] Iwanenko D., Sokołow A., *Klasyfikacyjna teoria pola*, Gos. Izd. T. T. Lit., Moskwa 1949.
- [4] Jelley J. V., *Čerenkov radiation and its applications*, Pergamon Press, London 1958.
- [5] Kaiser H-P. *I R E Trans. W S 3*, No 17, 27 (1956).
- [6] Kaufman J., Coleman P. D., *J. appl. Phys.*, **28**, 936 (1957).
- [7] Kolomenskij A. A., *Ž. tech. Fiz.*, **30**, 1347 (1960).
- [8] Kuriłko W. I., *Ž. tech. Fiz.*, **31**, 71 (1961).
- [9] Lampert M. A., *Phys. Rev.*, **102**, 299 (1956).
- [10] Landecker K., *Phys. Rev.*, **86**, 852 (1952).
- [11] *Milimetrowyje i submilimetrowyje wolny*, Izd. Inostr. Lit. Moskwa 1959.
- [12] Motz H. *Trans. I R E A-P 4*, 374 (1956). *J. appl. Phys.*, **22**, 527 (1951).
- [13] Nag B. D., Abul Maksud Sayied, *Proc. Roy. Soc. A*, **235**, 544 (1956).
- [14] Schiff L. J., *Amer. J. Phys.*, **20**, 474 (1952).
- [15] Stratton J. A. *Electromagnetic theory*, Mc Graw Hill, N. York 1941.

Alfons Kawski

I Katedra Fizyki Politechniki Gdańskiej
Katedra Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Gdańsku

Depolaryzacja fotoluminescencji roztworów

1. Wstęp

Pomimo że fluorescencja ciekłych roztworów barwników była znana już od dosyć dawna, to jednak do 1920 r. uważano, że światło fluorescencji jest zawsze niespolaryzowane. Ta własność była wykorzystywana do odróżnienia światła fluorescencji od silnie spolaryzowanego światła rozproszonego Tyndalla. Dopiero w 1920 r. Weigert [1] zauważył, że światło fluorescencji większości izotropowych roztworów barwników jest słabo lub silnie spolaryzowane, zależnie od tego, czy lepkość rozpuszczalnika jest mała czy duża.

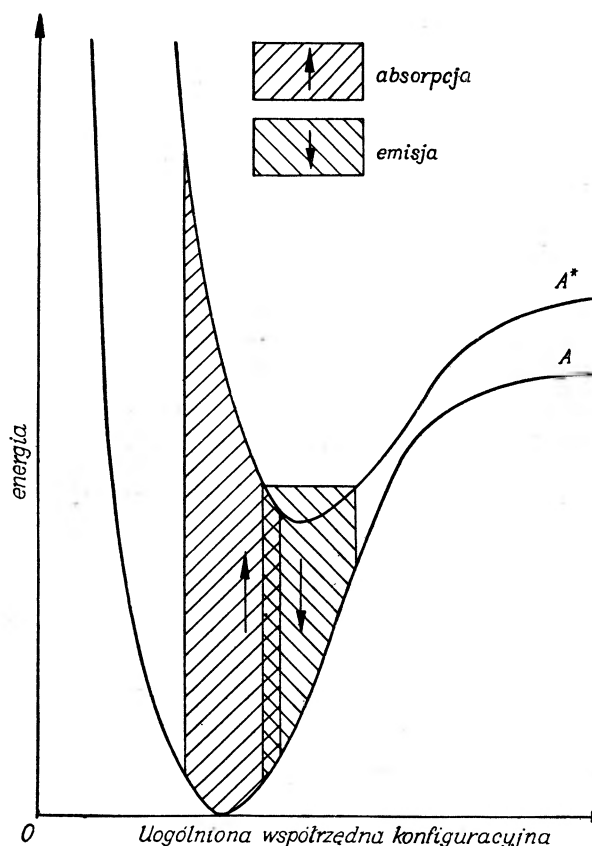
Roztwory barwników posiadają zwykle szerokie niesymetryczne pasma absorpcji i przesunięte nieco w stronę fal długich pasma fluorescencji. To przesunięcie pasm absorpcji i fluorescencji może być wytłumaczone na podstawie schematu konfiguracyjno-energetycznego A. Jabłońskiego [2].

W zjawisku powstawania pasm absorpcji lub emisji istotną rolę odgrywają energia elektronowa i oscylacyjna drobin barwnika, energie wzajemnego oddziaływania między drobinami barwnika i drobinami rozpuszczalnika oraz w niektórych przypadkach energia wzajemnego oddziaływania między drobinami barwnika. Energia potencjalna centrum fluorescencji zależy od konfiguracji otaczających go drobin rozpuszczalnika i od stanu wzbudzenia tego centrum.

Na rys. 1 dolna krzywa potencjalna przedstawia energię potencjalną centrum fluorescencji w zależności od współrzędnej konfiguracyjnej dla stanu podstawowego centrum, krzywa górna dla stanu wzbudzonego. Najprawdopodobniejszą konfiguracją centrum jest ta, która odpowiada minimum energii potencjalnej. Przejście „pionowe“ (zgodnie z zasadą Francka-Conzona) z minimum krzywej potencjalnej dolnej daje w przybliżeniu położenie maksimum w pasmie absorpcji. Zanim nastąpi akt emisji ustala się w czasie przebywania drobin barwnika w stanie wzbudzonym (tj. w czasie rzędu 10^{-8} sek) nowy stan równowagi cieplnej centrum z otoczeniem. Przejście „pionowe“ z minimum krzywej stanu wzbudzonego do krzywej stanu podstawowego daje w przybliżeniu położenie maksimum w pasmie fluorescencji. Z rys. 1 widać, że położenie maksimum pasma fluorescencji jest przesunięte w kierunku fal dłuższych w stosunku do

maksimum pasma absorpcji (oba pasma nakładają się częściowo) zgodnie z regułą Stokesa.

Badania światła fluorescencji wykazały, że nie ma żadnej zależności fazowej między światłem fluorescencji a światłem wzbudzającym. Fakt ten bardzo ułatwia teoretyczne ujęcie zjawiska polaryzacji fotoluminescencji roztworów.



Rys. 1. Przejścia energetyczne odpowiadające emisji i absorpcji światła

Liczba zachodzących procesów absorpcji i emisji w jednostce czasu pomiędzy stanami podstawowym i wzbudzonym jest wyznaczona przez tzw. „moment przejścia“

$$D_{mn} = \int \psi_m^* D \psi_n d\tau,$$

gdzie ψ_m^* i ψ_n są funkcjami własnymi drobin w stanie wzbudzonym i podstawowym, D — moment dipolowy drobin. Moment przejścia jest wektorem, który dla określonego przejścia elektronowego w drobinie ma określony kierunek. W klasycznej fizyce odpowiada on momentowi przejścia oscylatora absorpcji względnie emisji.

Badania fluorescencji barwników organicznych w roztworach o różnej lepkości doprowadziły początkowo do przyjęcia liniowego oscylatora wirtualnego

barwnika przyporządkowanego drobinie [3], [4]. Zarówno w czasie absorpcji jak i emisji drobina jest zdolna do drgań jedynie wzdłuż pewnej prostej (oscylator całkowicie anizotropowy). Taki zbiór oscylatorów dawałby całkowicie spolaryzowane promieniowanie wtedy, gdyby osie wszystkich oscylatorów były równoległe. We wszystkich innych przypadkach, promieniowanie jest tylko częściowo spolaryzowane. W izotropowych roztworach barwników fluoryzujących oscylatory przyporządkowane drobinom tworzą izotropową całość. W czasie absorpcji zostają wyróżnione tylko te drobinny, u których kierunki oscylatorów mają kierunek zgodny z wektorem elektrycznym światła wzbudzającego. W ten sposób pod wpływem wzbudzania światłem spolaryzowanym lub naturalnym, rozkład drobin staje się anizotropowy. A więc założenie pewnej kierunkowości drgań w drobinie znalazło swój wyraz w badaniach stopnia polaryzacji światła fluorescencji.

Wykrycie polaryzacji ujemnej [5] przyczyniło się do przyjęcia możliwości różnych kierunków drgań przy akcji absorpcji i przy akcji emisji.

W stałych lub dostatecznie lepkich roztworach, w których rotacja drobin w czasie krótkiego trwania wzbudzenia nie odgrywa większej roli, anizotropia istnieje aż do chwili emisji światła fluorescencji. W rozważaniach teoretycznych uwzględniono także zależność stopnia polaryzacji od lepkości roztworu, ruchów rotacyjnych Browna i czasu życia drobin [4].

Prócz oscylatora liniowego próbowano także wprowadzić oscylator eliptyczny [4], nie potwierdzony zresztą przez doświadczenie. A. Jabłoński [6] wprowadził oscylator przestrzenny o trzech niespójnych składowych i opracował ogólną teorię polaryzacji fluorescencji całkowicie zgodną z doświadczeniem.

Polaryzacją podstawową P_0 (lub podstawową anizotropią emisji r_0) będziemy nazywali stopień polaryzacji fotoluminescencji izotropowego roztworu stałego, w którym nie ma żadnych czynników depolaryzujących.

Znanymi czynnikami depolaryzującymi są:

- a) drgania torsyjne molekuł luminezujących wokół ich położenia równowagi w stałym otaczającym środowisku,
- b) migracja energii wzbudzenia od jednej do drugiej drobin luminezującej, oraz
- c) termiczne ruchy rotacyjne Browna drobin luminezujących w ciekłych roztworach.

Celem niniejszego artykułu jest omówienie wyżej wymienionych czynników depolaryzujących.

Na wstępie podamy definicje stopnia polaryzacji i anizotropii emisji.

Przez stopień polaryzacji P rozumiemy:

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (1)$$

gdzie I_{\parallel} i I_{\perp} oznaczają składowe natężenia światła fluorescencji, równoległą i prostopadłą do wektora elektrycznego światła wzbudzającego. Stopień de-

polaryzacji ρ definiujemy jako ¹:

$$\rho = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}. \quad (2)$$

Niedawno A. Jabłoński [7] wprowadził pojęcie anizotropii emisji, za pomocą którego cały szereg wyrażen na polaryzację fotoluminescencji staje się znacznie prostszy [8].

W przypadku wzbudzającego światła liniowo spolaryzowanego anizotropia emisji dana jest przez

$$r_p = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + 2I_{\perp}} \quad (3)$$

gdzie $I = I_{\parallel} + 2I_{\perp}$ jest sumą natężeń wszystkich trzech składowych.

W przypadku wzbudzenia izotropowego roztworu światłem naturalnym oś symetrii skierowana jest wzdłuż promienia wzbudzającego. Obie składowe światła fluorescencji prostopadłe do osi symetrii są równe i wynoszą I_1 , natomiast składowa równoległa I_2 jest ogólnie różna od składowej I_1 .

Anizotropię emisji r_n dla wzbudzającego światła naturalnego definiujemy jako:

$$r_n = \frac{I_1 - I_2}{2I_1 + I_2} \quad (4)$$

Pomiędzy stopniem polaryzacji i anizotropią emisji zachodzą następujące związki ²:

$$r_p = \frac{2P_p}{3 - P_p} \quad (5)$$

$$r_n = \frac{2P_n}{3 + P_n} \quad (6)$$

Metody pomiaru stopni polaryzacji roztworów fluoryzujących zostały omówione obszernie w jednym z poprzednich zeszytów *Postępów Fizyki* ³.

2. Polaryzacja podstawowa

Jak już wspomniano we wstępie niniejszego artykułu, Wawiłow i Lewszin [3] przyjęli liniowy wirtualny oscylator elektronowy (całkowicie anizotropowy), sztywno związany z drobiną luminezującą. Za absorpcję i emisję światła fluorescencji odpowiedzialny jest ten sam wirtualny oscylator elektronowy. W ten sposób otrzymali oni tylko jedną możliwą wartość na polaryzację podstawową

$$P_0 = 1/2.$$

¹ Pomiędzy P i ρ zachodzą następujące związki:

$$P = \frac{1 - \rho}{1 + \rho}, \quad \rho = \frac{1 - P}{1 + P}$$

² P_p — stopień polaryzacji w przypadku wzbudzenia światłem liniowo spolaryzowanym, P_n — gdy wzbudza się światłem naturalnym.

³ A. Kawski, *Postępy Fizyki* 11, 503 (1960).

Teoria Wawilowa-Lewszina nie była w stanie wytłumaczyć przypadków, w których wartości podstawowej polaryzacji były mniejsze od $1/2$ lub ujemne. Wykrycie polaryzacji ujemnej skłoniło F. Perrina [4] do przyjęcia możliwości różnych kierunków drgań przy akcji absorpcji i przy akcji emisji. Przyjmując, że wirtualne oscylatory liniowe absorpcji i emisji, których kierunki są sztywno związane z drobiną i niezależne od siebie, tworzą ze sobą kąt $\alpha \neq 0$, Perrin otrzymał następujące wyrażenie na P_0 :

$$P_0 = \frac{3 \cos^2 \alpha - 1}{\cos^2 \alpha + 3} \quad (7)$$

Na podstawie wzoru (7) widać, że

$$-\frac{1}{3} \leq P_0 \leq \frac{1}{2}$$

W przypadku gdy absorpcja i emisja zachodzi pomiędzy tą samą parą poziomów elektronowych, należy przyjąć $\alpha = 0$, gdyż ten sam oscylator liniowy jest odpowiedzialny za absorpcję i emisję światła. W wyniku otrzymuje się znowu $P_0 = 1/2$.

Polaryzację podstawową P_0 dla przypadku, w którym ten sam wirtualny oscylator elektronowy jest odpowiedzialny zarówno za absorpcję jak i za emisję światła, będziemy zgodnie z Jabłońskim nazywać polaryzacją główną P_p .

Fakt, że w niektórych przypadkach P_p jest znacznie mniejsze od $1/2$ [10], skłonił Jabłońskiego do rozwinięcia ogólnej teorii, w której zamiast wirtualnych oscylatorów liniowych wprowadzono wirtualne oscylatory przestrzenne [6, 11].

Teoria Jabłońskiego opiera się głównie na następujących założeniach:

1) Każdemu przejściu elektronowemu w drobinie przypisuje się dwa oscylatory przestrzenne, jeden odpowiedzialny za absorpcję, drugi za emisję światła.

2) Każdy oscylator posiada ogólnie trzy główne prawdopodobieństwa przejść wzdłuż trzech wzajemnie prostopadłych głównych osi.

3) Orientacja osi różnych oscylatorów w odniesieniu do osi drobin może być w ogólności różna.

4) Ze względu na to, że procesy absorpcji i emisji są czasowo rozdzielone, a w czasie przebywania w stanie wzbudzonym drobiną doznaje różnych zaburzeń, nie ma żadnej zależności fazowej między światłem fluorescencji a światłem wzbudzającym oraz pomiędzy składowymi wzdłuż różnych osi głównych oscylatora wirtualnego [12].

5) Prawdopodobieństwo rozkładu kierunków momentu przejścia odpowiedzialnego za emisję światła nie zależy od kierunku momentu przejścia odpowiedzialnego za absorpcję światła.

Jeżeli oznaczymy przez $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ główne prawdopodobieństwa przejścia „oscylatora absorpcji“, a przez G_1, G_2, G_3 „składowe“ prawdopodobieństwa przejścia „oscylatora emisji“ wzdłuż kierunków osi głównych oscylatora absorpcji, to podstawowy stopień polaryzacji P_0 wyrazi się następującym wzo-

rem [13, 14]

$$P_0 = \frac{3 \sum_{i=1}^3 \Gamma_i G_i - \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \Gamma_j G_k}{\sum_{i=1}^3 \Gamma_i G_i + 3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \Gamma_j G_k} \quad (8)$$

Zgodnie ze wzorem (8) podstawowy stopień polaryzacji P_0 zawarty jest w granicach

$$-\frac{1}{3} \leq P_0 \leq \frac{1}{2}. \quad (9)$$

Główny stopień polaryzacji P_p otrzymamy na podstawie (8), jeżeli położymy $G_1 = \Gamma_1$, $G_2 = \Gamma_2$, $G_3 = \Gamma_3$:

$$P_p = \frac{3 \sum_{i=1}^3 \Gamma_i^2 - \left(\sum_{j=1}^3 \Gamma_j \right)^2}{\sum_{i=1}^3 \Gamma_i^2 + 3 \left(\sum_{j=1}^3 \Gamma_j \right)^2}. \quad (10)$$

Granice możliwych wartości polaryzacji głównej wynikające z wyrażenia (10) są:

$$0 \leq P_p \leq \frac{1}{2}. \quad (11)$$

Wartości doświadczalne na P_p leżą w granicach podanych przez (9) i (11) i w ten sposób rozwiązano trudności poprzednich teorii polaryzacji.

Wzór (7) został później uogólniony przez F. Perrina [15] na przypadek, gdy zamiast oscylatorów liniowych zostały przyporządkowane, w myśl hipotezy Jabłońskiego [6], aktom absorpcji i emisji niezależne od siebie i różnie skierowane oscylatory przestrzenne. Perrin otrzymał następujący wzór

$$P_0 = \frac{3 \overline{\cos^2 \alpha} - 1}{\overline{\cos^2 \alpha} + 3} \quad (12)$$

gdzie $\overline{\cos^2 \alpha}$ jest wartością średnią $\cos^2 \alpha$.

Należy zauważyć, że zgodnie ze wzorem (12), granice wartości P_0 są dla przypadku oscylatorów przestrzennych te same jak i granice P_0 dla oscylatorów liniowych wynikające z (7).

Przyjmując w (10) $\Gamma_1 \neq 0$, $\Gamma_2 = \Gamma_3 = 0$ (przypadek oscylatora liniowego), otrzymuje się $P_p = \frac{1}{2}$. Dla przypadku oscylatora płaskiego, gdy $\Gamma_1 = \Gamma_2 \neq 0$, $\Gamma_3 = 0$, otrzymamy $P_p = 1/7$. Natomiast dla oscylatora przestrzennego, gdy $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 \neq 0$, mamy $P_p = 0$. Badania Jabłońskiego [16] wykazały, że polaryzacja podstawowa drobin nie zależy „znacznie“ od temperatury oraz nie zależy od rodzaju rozpuszczalnika. Polaryzacja podstawowa może być przeto poważnym źródłem informacji o drobinach fluoryzujących.

3. Wpływ drgań torsyjnych drobin luminezujących na polaryzację podstawową

Równania (8) i (10) oraz wynikające z nich możliwe wartości na P_0 zawarte w przedziale $-\frac{1}{3} \leq P_0 \leq \frac{1}{2}$ zostały otrzymane przy założeniu, że nie występują żadne czynniki depolaryzujące. W rzeczywistości jednak zawsze istnieją pewne

czynniki depolaryzujące. Celem pozbycia się termicznych obrotów drobin luminezujących oraz migracji energii wzbudzenia używa się stałych roztworów fluoryzujących o bardzo małym stężeniu barwnika. Pomimo to nie udało się osiągnąć granic podanych zależnościami (9).

Doświadczalne wartości stopni polaryzacji podstawowej zawarte są w przedziale:

$$-\frac{1}{3} < P_0 < \frac{1}{2}. \quad (13)$$

Celem wyjaśnienia tego faktu Jabłoński [14, 13], analizując różne możliwe źródła depolaryzacji, wysunął hipotezę depolaryzacji w wyniku istnienia drgań torsyjnych drobin luminezujących wokół ich położenia równowagi. Obok tych drgań „zewnątrznych“ istnieją także w drobinie tzw. drgania torsyjne, „wewnętrzne“. Kwantowo-mechaniczna teoria drgań torsyjnych molekuł rozwinięta została przez Paulinga [17], Sterna [18] i Hanusową [19]. Polaryzację główną wynikającą z uwzględnienia depolaryzacji wskutek drgań torsyjnych nazywać będziemy polaryzacją pseudogłówną P'_p .

Uwzględniając drgania torsyjne drobin luminezujących Jabłoński otrzymał dla przypadku identyczności oscylatorów absorpcji i emisji, następujące wyrażenie na pseudogłówną polaryzację P'_p [13, 20]:

$$3\delta^2 - 2\delta + \frac{P_p - P'_p}{P_p(3 - P'_p)} = 0, \quad (14)$$

gdzie $\sqrt{\delta} = \sqrt{\varepsilon^2}$,

$$\varepsilon^2 = \frac{u}{2} = \frac{\hbar}{I\omega} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \right) \quad (15)$$

oznacza średni kwadrat kąta zawartego pomiędzy osią drobin luminezującej a jej kierunkiem w położeniu równowagi, I — moment bezwładności drobin, ω — częstość drgań torsyjnych, T — temperaturę bezwzględną, k i h — stałe Boltzmanna i Plancka.

Na podstawie (14) wynika więc następujące wyrażenie na stopień polaryzacji pseudogłówny w zależności od temperatury

$$P'_p = P_p \frac{9u^2 - 12u + 4}{(3u^2 - 4u)P_p + 4} \quad (16)$$

lub [22]

$$\frac{1}{P'_p} = \frac{1}{P_p} + \left(\frac{1}{P_p} - \frac{1}{3} \right) \left[\frac{1}{(\frac{3}{2}u - 1)^2} - 1 \right]. \quad (17)$$

W przypadku gdy $2u = \delta \ll 1$ i $\hbar\omega \ll kT$ na podstawie (16) lub (17) jest [20]

$$P'_p = P_p \left[1 - (6 - 2P_p) \frac{\hbar}{I\omega} \left(\frac{1}{2} + \frac{kT}{\hbar\omega} \right) \right]. \quad (18)$$

Ze wzoru (16) można także wyznaczyć u :

$$u = \overline{\sin^2 \gamma} = \frac{2}{3} \left(1 - \sqrt{\frac{P'_p(3 - P'_p)}{P_p(3 - P'_p)}} \right) \quad (19)$$

gdzie $\overline{\sin^2 \gamma}$ jest średnią wartością kwadratu sinusa kąta, o który obróci się oś oscylatora wskutek drgań torsyjnych drobiny.

W przypadku małych u na podstawie wzoru (16) mamy dla:

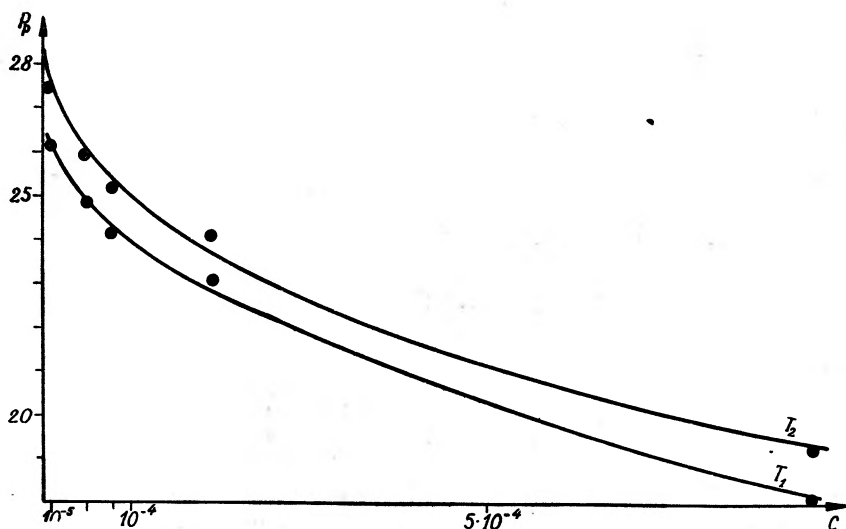
a) oscylatora liniowego ($P_p = 1/2$)

$$P'_p = \frac{1}{2} - \frac{5}{4} u \quad (20)$$

b) płaskiego symetrycznego oscylatora ($P_p = 1/7$)

$$P'_p = \frac{1}{7} - \frac{20}{49} u. \quad (21)$$

Korzystając z danych doświadczalnych Fieofiłowa [21] ($P'_p = 1/14$ w temperaturze $T = 263^\circ \text{K}$ dla benzenu w glicerynie) Jabłoński obliczył dla $P_p = 1/7$



Rys. 2. Zależność stopnia polaryzacji P_p od stężenia antracenu w pleksiglasie dla dwóch różnych temperatur (wg pracy [23])

średnie standartowe odchylenie kątowe w drganiach torsyjnych drobiny benzenu $\sqrt{\delta} = 0,334 = 19^\circ$. Na podstawie tej wartości oszacował następnie częstość drgań torsyjnych i porównał ją z częstościami otrzymanymi bezpośrednio na podstawie badań ramanowskich. Okazuje się, że zgodność jakościowa jest nadzwyczaj dobra ⁴.

Niedawno ilościowe sprawdzenie teorii Jabłońskiego przeprowadził J. Grzywacz [23] dla antracenu w pleksiglasie. Stopnie polaryzacji stałych luminoforów antracenu w pleksiglasie mierzono w temperaturze pokojowej oraz w temperaturze około -150°C , uzyskanej w dewarze z ciekłym powietrzem. Wyniki pomiarów przedstawione są na rys. 2. Na osi rzędnych odłożono stopień polaryzacji P_p w procentach, a na osi odciętych stężenie c w g/cm^3 . W wyniku ekstrapolacji do $c = 0$ otrzymano następujące wartości polaryzacji pseudopodsta-

⁴ Obliczone przez Bojarskiego [22] na podstawie wzoru (17) z doświadczeń Fieofiłowa częstości oscylacji torsyjnych dla benzenu zgadzają się z częstościami otrzymanymi przez Fruhlinga [24] z widm ramanowskich.

wowej $P'_p(T)$:

$$\begin{array}{ll} \text{dla} & T_1 = 295^\circ \text{ K}, \quad P'_p = 26,6\% \\ \text{dla} & T_2 = 125^\circ \text{ K}, \quad P'_p = 27,8\%. \end{array} \quad (22)$$

Oszacowana przez Grzywacza wartość polaryzacji podstawowej $P = 28,7\%$ dla $T = 0$ wraz z wartościami (22) otrzymanymi dla dwóch różnych temperatur, pozwoliły na podstawie przewidywań teorii Jabłońskiego (wzór (17)) obliczyć dla antracenu częstość drgań torsyjnych $\omega = 4,4 \cdot 10^{12} \text{ sek}^{-1}$ oraz momentu bezwładności $I = 15,3 \cdot 10^{-38} \text{ g} \cdot \text{cm}^2$ w pleksiglasie. Otrzymane wartości na ω i I w porównaniu z wartościami znalezionymi przez Fruhlinga [24] z badań zewnętrznego efektu Ramana w czystych kryształach antracenu ($\omega = 1,47 \cdot 10^{13} \text{ sek}^{-1}$, $I = 15,2 \cdot 10^{-38} \text{ g} \cdot \text{cm}^2$) wydają się być w dobrej zgodności. Częstość drgań torsyjnych w kryształach antracenu jest zazwyczaj większa od częstości w stałym izotropowym roztworze antracenu.

Niedawno Laffitte [25, 26] na gruncie „modelu metalicznego”⁵ obliczyła momenty dipolowe przejść dla różnych luminezujących drobin wzdłuż trzech osi układu współrzędnych, przy czym, przy odpowiednim wyborze współrzędnych, różną od zera okazuje się tylko jedna z trzech składowych.

Istnienie w drobinie pewnych łańcuchów wiązań sprzężonych według Laffitte jest przyczyną, iż polaryzacja podstawowa nie osiąga teoretycznej wartości $1/2$, gdyż oscylatory emisji i absorpcji tworzą w tym przypadku między sobą pewien kąt różny od zera. Okazuje się jednak, że doświadczalne wartości głównej polaryzacji P_p są mniejsze od wartości teoretycznych otrzymanych na podstawie modelu metalicznego [20]. Dla fluoresceiny w stałym roztworze otrzymuje się na podstawie modelu metalicznego $P_p = 0,47$ zamiast $P_p = 0,50$. Zmierzona wartość pseudogłównej polaryzacji zP'_p wynosi dla tejże fluoresceiny $0,45$. Przyjmując całą różnicę $P_p - P'_p = 0,02$ jako odpowiedzialną za drgania torsyjne otrzymuje się dla fluoresceiny w pleksiglasie

$$\sqrt{\varepsilon^2} \approx 5^\circ 13'.$$

Oczywiście, prawdziwe standartowe odchylenie kątowe w drganiach torsyjnych drobin fluoresceiny może się nieco różnić ze względu na to, że wartość P'_p jest obciążona pewnymi błędami doświadczalnymi (światło wzbudzające nie jest dokładnie spolaryzowane w 100%, wpływ rozwartości wiązki wzbudzającej, współdziałanie krótkofalowych pasm absorpcji) oraz tym, że model metaliczny jest grubym przybliżeniem.

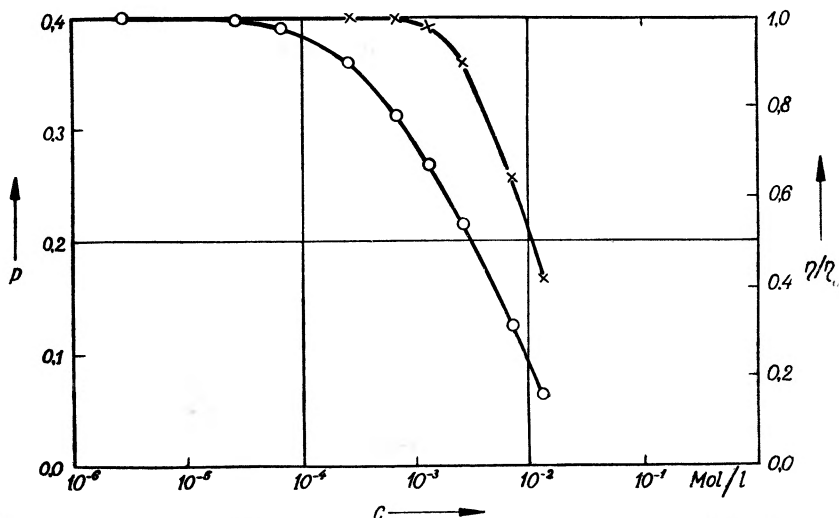
Model metaliczny pozwala także na teoretyczne wytłumaczenie zmiany stopnia polaryzacji z długością fali światła wzbudzającego [25].

4. Depolaryzacja stężeniowa fluorescencji

Zjawisko stężeniowej depolaryzacji fotoluminescencji w lepkich roztworach barwników fluoryzujących zostało odkryte już w 1924 r [27, 28, 29]. Bardziej dokładne pomiary stężeniowej depolaryzacji przeprowadzili Chauchois [30],

⁵ Dokładne omówienie modelu metalicznego drobin czytelnik znajdzie w artykule D. Frąckowiak, *Postępy Fizyki*, 7, 155 (1956).

Fieofiłow i Swiesznikow [31], Pekerman [32], Gałanin [33] dla niektórych barwników w glicerynie oraz Kawski [34, 35] dla antracenu, rodaminu *B*, eoizyny i fluoresceiny w stałych roztworach pleksiglasowych. Na rys. 3 przedstawiono wyniki pomiarów [31] dla fluoresceiny w glicerynie. Widzimy, że w pewnym dość dużym przedziale stężeń stopień polaryzacji pozostaje stały,



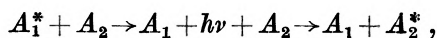
Rys. 3. Stężeniowa zależność stopnia polaryzacji (○) i wydajności (×) fotoluminescencji fluoresceiny w glicerynie na podstawie pomiarów Fieofiłowa i Swiesznikowa [31]

a przy stężeniu barwnika $\sim 10^{-4}$ Mol/l zaczyna szybko spadać. Z tegoż rysunku także widać, że malenie stopnia polaryzacji ze wzrostem stężenia fluoresceiny następuje znacznie wcześniej niż gaszenie stężeniowe (malenie względnej wydajności). Interesujący jest fakt, że stopień polaryzacji dla $c = 2,3 \cdot 10^{-3}$ Mol/l zmalał do połowy swej maksymalnej wartości. Podobnie dla rodaminu *B* w glicerynie połówkowe stężenie wynosi $1,5 \cdot 10^{-3}$ Mol/l.

Widma absorpcji i fluorescencji, wydajność i trwanie fluorescencji są takie same zarówno w rozcieńczonych jak i w nie bardzo stężonych roztworach. Doświadczenia wykazują jednak, że cechy te przy znacznym wzroście roztworu mogą się zmieniać. Zachodzi wówczas tzw. gaszenie stężeniowe.

Ponieważ drobiny w stężonych stałych roztworach (lub bardzo lepkich) są tak samo sztywno zorientowane jak w roztworach rozcieńczonych, możemy więc depolaryzację stężeniową wytłumaczyć jeżeli przyjmiemy, że światło fluorescencji jest wysyłane z drobin inaczej zorientowanej aniżeli drobina pierwotnie wzbudzona (absorbująca światło). Między aktem absorpcji i emisji światła musi zatem nastąpić przeniesienie energii wzbudzenia od drobin absorbującej do drobin emitującej.

Najprościej byłoby przyjąć, że zachodzi tu reabsorpcja pierwotnej fluorescencji w roztworze i związana z tym wtórna fluorescencja według następującego schematu [36]:



gdzie A_1 i A_2 oznaczają dwie różne drobiny tego samego rodzaju (gwiazdka * oznacza drobinę wzbudzoną).

Jednakże już w r. 1924 Gaviola i Pringsheim [27] stwierdzili, że takie wyjaśnienie nie tłumaczy depolaryzacji stężeniowej. Przy badaniu depolaryzacji stężeniowej należy uwzględnić wpływ reabsorpcji światła luminescencji wewnątrz badanego roztworu. Reabsorpcja ta jest spowodowana częściowym nałożeniem widm emisji i absorpcji i powoduje powstawanie silnie zdepolaryzowanej wtórnej fluorescencji posiadającej to samo widmo. Wawiłow [37] opracował metodę uwzględniania fluorescencji wtórnej. Metoda ta została następnie w nieco zmodyfikowanej postaci zastosowana przez Fieofilowa i Swiesznikowa [31] przy badaniu depolaryzacji stężeniowej. Niedawno Budó i Ketskéméty [38] skrytykowali metodę Wawiłowa i stwierdzili, że nie nadaje się ona do wyznaczania „prawdziwej“ polaryzacji, gdyż:

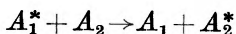
a) nie uwzględnia ona faktu, że natężenie wtórnej fluorescencji jest proporcjonalne do drugiej potęgi „prawdziwej“ wydajności roztworu,

b) mierzony stopień polaryzacji zależy nie tylko od prawdziwego stopnia polaryzacji i prawdziwej wydajności, lecz także i od współczynnika absorpcji k_2 roztworu. Przy pomocy dość skomplikowanego rachunkowego sposobu podanego przez Budó i Ketskéméty'ego [39, 40], który w poszczególnych przypadkach doświadczenia staje się znacznie prostszy [41], można uzyskać dokładne wartości stopni polaryzacji pozbawione wpływu wtórnej fluorescencji.

Przez dostateczne zmniejszenie grubości warstwy badanego roztworu można także wpływ wtórnej fluorescencji sprowadzić praktycznie do zera.

Uwzględnienie wpływu reabsorpcji pokazuje, że depolaryzacja tylko częściowo może być wyjaśniona tym trywialnym efektem. Prosty rachunek pokazuje, że odległości międzymolekularne drobin luminezujących, przy których zachodzi zjawisko samodepolaryzacji, kilka razy przewyższają kinetyczne promienie drobin, a więc zjawisko to także nie może być wyjaśnione zderzeniami drobin.

W celu wyjaśnienia depolaryzacji stężeniowej należy więc za J. i F. Perrinem [42, 43] przyjąć bezpośrednie bezpromieniste przekazywanie energii wzbudzania od jednej do drugiej sąsiadującej molekuly według schematu:



F. Perrin [43] obliczył metodami kwantowo-mechanicznymi prawdopodobieństwo (na sekundę) przenoszenia energii wzbudzenia od molekuly wzbudzonej do niewzbudzonej i otrzymał [44]:

$$W = \frac{1}{\tau} \left(\frac{R_0}{R} \right)^6, \quad (23)$$

gdzie τ — średni czas życia stanu wzbudzonego, R — odległość pomiędzy dwoma różnymi drobinami A_1 i A_2 tego samego rodzaju, przy czym

$$R_0 \approx \frac{\lambda}{n\pi} \left(\frac{\bar{v}}{\tau} \right)^{1/6}, \quad (24)$$

λ — oznacza długość fali promieniowania fluorescencji, n — współczynnik załamania ośrodka, \bar{t} — średni czas pomiędzy dwoma zderzeniami molekuly A z otaczającymi ją molekułami rozpuszczalnika. Na podstawie (23) otrzymujemy następujące wyrażenie na względne prawdopodobieństwo przenoszenia energii wzbudzenia

$$\frac{W}{W + \frac{1}{\tau}} = \frac{R_0^6}{R_0^6 + R^6}, \quad (25)$$

które dla zwiększającej się odległości R w otoczeniu $R = R_0$ bardzo gwałtownie spada od jedności do zera. R_0 jest zatem miarą odległości, na której może być przekazana energia wzbudzenia (odległość krytyczna).

Dla $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, $\tau = 10^{-8}$ sek i $\bar{t} = 10^{-14} \cdot 10^{-13}$ sek otrzymuje się $R_0 = 150 \cdot 250 \text{ \AA}$ [43]. Odpowiadający tym odległościom obszar stężeń ($2 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-4}$ Mol/l) leży znacznie poniżej stężenia krytycznego, przy którym zachodzi depolaryzacja stężeniowa fluorescencji fluoresceiny. Już F. Perrin zauważył, że niezgodność jego teorii z doświadczeniem jest wynikiem nieuwzględnienia przez niego rozmycia widm absorpcji i emisji oraz ich przesunięcia (rys. 1). Teoria F. Perrina została następnie udoskonalona przez Förstera [45, 46], który uwzględnił częściowe nakładanie się widm absorpcji i fluorescencji. Według Förstera prawdopodobieństwo migracji energii wzbudzenia wskutek oddziaływania sił dyspersji jest odwrotnie proporcjonalne do szóstej potęgi odległości między dwoma jednakowego rodzaju drobinami luminezującymi zgodnie z wzorem (23), przy czym

$$R_0 = \left(\frac{9\kappa^2 (\ln 10)^2 c \tau I_{\tilde{\nu}}}{16\pi^4 n^2 N'^2 \tilde{\nu}_0^2} \right)^{1/6}, \quad (26)$$

gdzie κ — jest stałą bezwymiarową rzędu wielkości 1, zależną od orientacji obu drobin, c — prędkością światła w próżni, n — współczynnikiem załamania środowiska, τ — średnim czasem życia stanu wzbudzonego, $N' = 6,02 \cdot 10^{20}$ — liczbą drobin na milimol, $\tilde{\nu}_0$ — liczbą falową odpowiadającą przejściu elektronowemu w widmie (wartość średnia pomiędzy maksimami absorpcji i fluorescencji) w cm^{-1} i

$$I_{\tilde{\nu}} = \int_0^{\infty} \varepsilon(\tilde{\nu}) \varepsilon(2\tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}) d\tilde{\nu} \quad (27)$$

jest całką nałożenia widma absorpcji z jego odbiciem lustrzanym w skali liczb falowych. Wielkość $\varepsilon(\tilde{\nu})$ jest molowym dziesiętnym współczynnikiem ekstynkcji. Całka (27) jest miarą wzajemnego nałożenia widma absorpcji i fluorescencji.

Na podstawie (23) R_0 ma znaczenie takiej wzajemnej odległości (odległość krytyczna) pomiędzy dwiema sąsiednimi drobinami luminezującymi, przy której prawdopodobieństwo przekazania energii wzbudzenia jest równe prawdopodobieństwu emisji fotoluminescencji. Jak widzimy, w wyrażeniu (26) nie występuje \bar{t} — średni czas pomiędzy dwoma zderzeniami drobin luminezującej z otaczającymi ją drobinami rozpuszczalnika, który w teorii Perrina mógł

być tylko z grubsza oszacowany. W związku z tym wzór (26) ma także zastosowanie w przypadku stałych roztworów fluoryzujących. Dla fluoresceiny w wodzie na podstawie (26) i (27) Förster obliczył $R_0 = 50 \text{ \AA}$ i stąd otrzymał na krytyczne stężenie wartość

$$C_0 = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{N'R_0^3} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ Mol/l} \quad (28)$$

dobrze zgadzającą się z doświadczalną. W ten sposób Förster uzasadnił doświadczalnie wyznaczoną wartość stężenia krytycznego. Jednakże teoria depolaryzacji stężeniowej Förstera, jak zauważył niedawno Ore [47], nie jest całkowicie zadowalająca nawet z punktu widzenia przenoszenia energii wzbudzenia tylko pomiędzy najbliższymi drobinami (sąsiadami). Förster pominął fakt, że chociaż drobina A_2 jest najbliższym sąsiadem A_1 , to prawdopodobieństwo, że A_1 jest równocześnie najbliższym sąsiadem A_2 , jest mniejsze od jedności. Uwzględniając to Ore otrzymuje ostatecznie następujące wyrażenie ⁶

$$\frac{P}{P_0} = \frac{6\eta_1/\eta}{5 + \eta_1/\eta} \quad (29)$$

przy czym

$$\frac{\eta_1}{\eta} = \int_0^\infty \left\{ \frac{\xi^2(\xi^2 + \gamma^2)}{[(\xi^2 + \gamma^2)^2 - \gamma^4 \exp(-11\xi/16)]} \right\} \exp(-\xi) d\xi, \quad (30)$$

gdzie $\gamma = \left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^{1/2} \frac{C}{C_0}$, a $\frac{\eta}{\eta_0}$ — oznacza względną wydajność.

Na rys. 4 przedstawiono porównanie wyników doświadczalnych Fieofiołowa i Swiesznikowa dla fluoresceiny w glicerynie z dotychczasową i uzupełnioną przez Ore teorią Förstera w przypadku krytycznego stężenia $C_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ Mol/l}$. Na podstawie tego porównania trudno jest wnioskować o poprawności wyrażenia (30) ze względu na to, że stężenie krytyczne C_0 zostało obliczone przez Förstera dla fluoresceiny w wodzie zamiast w glicerynie z powodu braku odpowiednich danych występujących we wzorze (26).

Niedawno podjęto próbę [48] teoretycznego wyznaczenia stężenia krytycznego na podstawie znajomości tylko stężeniowej zależności stopnia polaryzacji. Zakładając równomierny rozkład fluoryzujących drobin w roztworze ⁷ i przyjmując tylko jednokrotne przenoszenie energii wzbudzenia, otrzymano następujący wzór na stopień polaryzacji odpowiadający stężeniu krytycznemu C_0 :

$$P = \frac{3P_0}{6 - P_0}, \quad (31)$$

gdzie P_0 — oznacza obserwowany stopień polaryzacji podstawowej.

⁶ Wzór (29) wyprowadził F. Perrin.

⁷ Byłoby pięknie, gdyby udało się uwolnić od przyjęcia równych odległości drobin luminescujących. Jednakże takie dokładne rozważania wydają się być nadzwyczaj trudne.

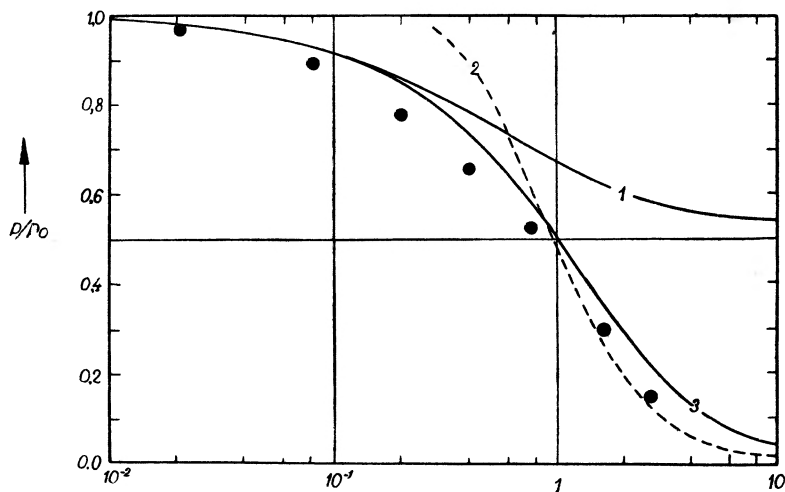
Na podstawie danych doświadczalnych [31, 34] otrzymano zgodnie ze wzorem (31) następujące wartości na stężenia i odległości krytyczne:

Fluoresceina w glicerynie: $C_0 = 2,4 \cdot 10^{-3}$ Mol/l ($R_0 = 55 \text{ \AA}$)

Rodamina B w glicerynie: $C_0 = 1,6 \cdot 10^{-3}$ Mol/l ($R_0 = 63 \text{ \AA}$)

Antracen w pleksiglasie: $C_0 = 1,2 \cdot 10^{-2}$ Mol/l ($R_0 = 32 \text{ \AA}$)

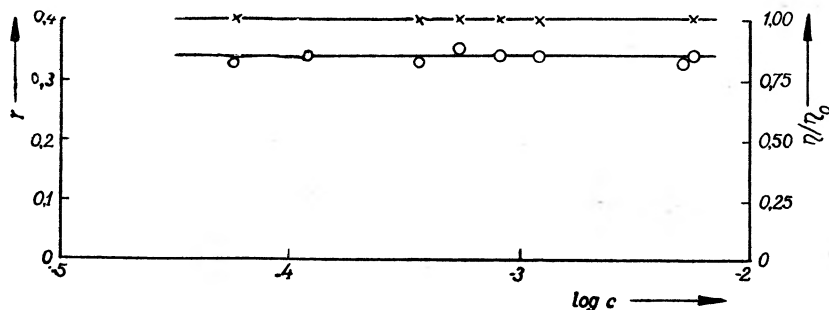
nadzwyczaj dobrze zgadzające się z doświadczeniem.



Rys. 4. Porównanie wyników doświadczalnych Fieofiłowa i Swiesznikowa [31] na depolaryzację stężeniową z teorią Förstera i Orego

1) krzywa teoretyczna w przypadku małych stężeń } na podstawie teorii Förstera
2) krzywa teoretyczna w przypadku dużych stężeń }
3) krzywa teoretyczna na podstawie teorii Orego

● punkty doświadczalne dla fluoresceiny w glicerynie dla stężenia krytycznego $C_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ Mol/l (wg pracy [47])



Rys. 5. Anizotropia emisji (○) i względna wydajność (×) fluoresceiny w pleksiglasie w zależności od stężenia, w przypadku wzbudzenia długością fali $\lambda \sim 460 \text{ m}\mu$ (wg pracy [49])

Duże wartości na R_0 otrzymuje się dla barwników o dużej wydajności fotoluminescencji oraz silnym wzajemnym nałożeniu widm absorpcji i emisji (np. dla chlorofilu a , $R_0 = 80 \text{ \AA}$). W przypadku antracenu nałożenie widm absorpcji i fluorescencji jest nieduże i dlatego otrzymuje się dla antracenu, pomimo dłuższego trwania zaniku fluorescencji, znacznie mniejsze wartości na R_0 .

Teoretyczne rozważania Förstera wykazały więc, że koniecznym warunkiem możliwości migracji energii wzbudzenia jest częściowe nałożenie widm absorpcji i fluorescencji. Na rys. 5 przedstawiono wyniki pomiarów anizotropii emisji i względnej wydajności od stężenia dla fluoresceiny (ciężar drobinowy 332,3) w pleksiglasie [34, 49]. W dość dużym przedziale stężeń (od $3 \cdot 10^{-6}$ do $6,6 \cdot 10^{-3}$ g/cm³) nie obserwuje się gaszenia ani spadku stopnia polaryzacji ze wzrostem stężenia barwnika. Bliższe badania wykazały, że widma absorpcji i emisji nakładają się na siebie nieznacznie, a więc zgodnie z przewidywaniami teorii Förstera nie może zachodzić w tym przedziale stężeń jeszcze depolaryzacja stężeniowa.

Niezależnie od Förstera, Wawiłow [50] rozwinął ogólną fenomenologiczną teorię depolaryzacji stężeniowej, w której zakłada *a priori* dwa niezależne prawdopodobieństwa przekazywania energii wzbudzenia drogą rezonansu pomiędzy drobiną wzbudzoną a niewzbudzoną tego samego rodzaju. Jedno przekazywanie prowadzi do wygaszania luminescencji, drugie do depolaryzacji, przy czym prawdopodobieństwo drugie jest znacznie większe od pierwszego. Rozważając stratę anizotropii rozkładu przestrzennego drobin wzbudzonych w wyniku takiego przekazywania energii, Wawiłow otrzymuje następujące wyrażenie na stopień polaryzacji od stężenia

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{P_0} + \left(\frac{1}{P_0} - \frac{1}{3} \right) \frac{c\tau_0}{k_2} f e^{-\Omega c} \left(\frac{1}{1 + \frac{c\tau_0}{k_1} + \frac{c\tau_0}{k_2} (1 - f e^{-\Omega c})} \right), \quad (32)$$

które dla małych stężeń barwnika ma następującą postać (gdy gaszenie można pominąć, $\frac{c\tau_0}{k_1} \approx 0$, $e^{-\Omega c} \approx 1$, $f \approx 1$):

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{P_0} + \left(\frac{1}{P_0} - \frac{1}{3} \right) \frac{\tau_0}{k_2} c, \quad (33)$$

przy czym τ_0 — czas życia wzbudzonej drobinie dla $c \rightarrow 0$, Ω — sfera statyczna, $\frac{1}{k_1}$ i $\frac{1}{k_2}$ — prawdopodobieństwa wygaszania i depolaryzacyjnego przekazywania energii.

Teoria Wawiłowa jest teorią czysto formalną, nie wyjaśniającą mechanizmu przekazywania energii i zamiany jej w ciepło. Sens fizyczny stałych występujących w równaniach (32) i (33) podał Gałanin [33].

Niedawno Weber [51] podjął próbę teoretycznego uzasadnienia ustalonej przez Fieofiłowa i Swiesznikowa empirycznej zależności liniowej $1/P$ od C . Zakładając, że prawdopodobieństwo przekazywania energii jest proporcjonalne do kwadratu cosinusa kąta pomiędzy oscylatorami i odwrotnie proporcjonalne do szóstej potęgi odległości między drobinami, Weber otrzymał liniowy związek między odwrotnością stopnia polaryzacji i stężeniem. Wyliczone przez niego na podstawie danych doświadczalnych Fieofiłowa i Swiesznikowa „odległości krytyczne“ są o połowę mniejsze od wartości wyznaczonych za po-

mocą wyrażen (26) i (31). Stężenia krytyczne są więc o rząd wielkości większe od wartości doświadczalnych.

Ostatnio bardzo ogólną teorię samodepolaryzacji fotoluminescencji roztworów rozwinął A. Jabłoński [52, 53], w której tak jak i w powyższych teoriach uważa się migrację energii wzbudzenia za przyczynę depolaryzacji stężeniowej fotoluminescencji. Teoria Jabłońskiego wprowadza najmniej uproszczeń ze wszystkich dotychczasowych teorii. Ponadto uwzględnia ona, w odróżnieniu od wyżej wzmiankowanych teorii, fluktuację stężenia drobin luminezujących oraz reemigrację energii wzbudzenia. Teoria Jabłońskiego została opracowana dla przypadku stałych roztworów fluoryzujących.

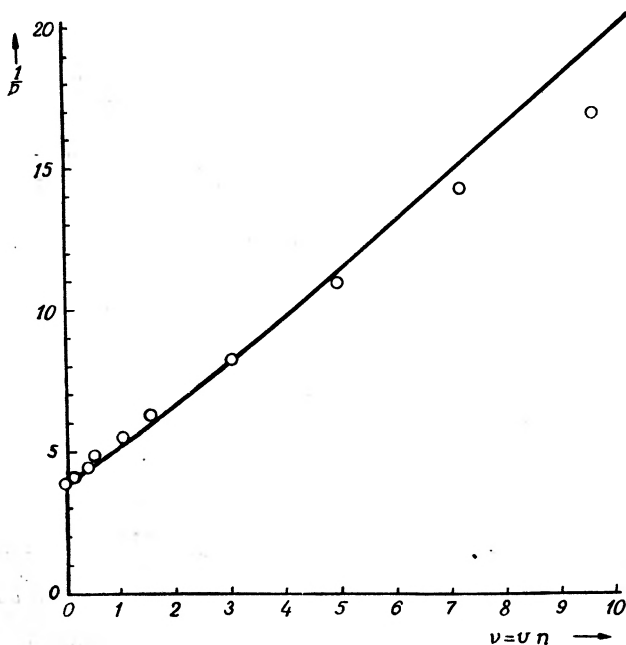
W teorii samodepolaryzacji Jabłońskiego wprowadzono uproszczony model centrum luminezującego, składającego się z jednej początkowo wzbudzonej drobin luminezującej, otoczonej tzw. „sferą czynną“, w której mogą znajdować się niewzbudzone drobin tego samego rodzaju. Ze względu na różną liczbę niewzbudzonych, pierwotnie luminezujących drobin, zawartych wewnątrz sfery czynnej, wszystkie centra luminezujące dzieli się na grupy. Powiadamy, że centrum należy do k -ej grupy, gdy zawiera jedną wzbudzoną i $(k-1)$ niewzbudzonych drobin. Energia wzbudzenia może wędrować tylko pomiędzy tymi drobinami luminezującymi, które należą do danego centrum, tzn. znajdują się wewnątrz sfery czynnej. Prawdopodobieństwo przenoszenia energii zakłada się jako proporcjonalne do czasu i równe dla wszystkich niewzbudzonych drobin należących do danego centrum. Celem opisu depolaryzacji fotoluminescencji przez migrację energii każdą grupę centrów dzieli się na dwie podgrupy: podgrupę A zawierającą centra, w których energia wzbudzenia związana jest z „wyróżnioną“ drobiną, pierwotnie wzbudzoną przez absorpcję światła spolaryzowanego, oraz podgrupę B zawierającą centra, w których energia wzbudzenia związana jest z drobiną nie wzbudzoną pierwotnie. Światło wysyłane przez centra podgrupy A jest spolaryzowane, podczas gdy światło wysyłane przez centra podgrupy B jest całkowicie zdepolaryzowane ze względu na izotropowy rozkład orientacji molekuł wzbudzonych w czasie migracji energii wzbudzenia.

Jabłoński otrzymał na podstawie powyższych założeń bardzo ogólne wyrażenie (uwzględniające także wygaszanie przez drobin własne i obce), opisujące zależność stopnia polaryzacji od stężenia molekuł luminezujących. Wzór Jabłońskiego, opisujący zależność stopnia polaryzacji od stężenia drobin luminezujących w przypadku, gdy nie zachodzi wygaszanie przez drobin obce, ma następującą postać

$$P = 3P_0 \frac{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\nu^{k-1}}{k!} \left[\frac{1}{1+W_k\tau_0} + \frac{k-1}{k+1+W_k\tau_0} \right]}{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\nu^{k-1}}{k!} \left[\frac{3k-(k-1)P_0}{1+W_k\tau_0} + \frac{(k-1)\tau_0}{k+1+W_k\tau_0} \right]}, \quad (34)$$

gdzie $\nu = v \cdot n$, n — jest liczbą drobin luminezujących w 1 cm^3 , v — objętość sfery czynnej niezależna od stężenia drobin luminezujących, P_0 — podstawowy stopień polaryzacji (dla $\nu = 0$), W_k — prawdopodobieństwo samowygaszania,

τ_0 — średni czas życia. Wzór (34) zawierający wyraz W_k , opisujący samowygaszanie, jest wyrażeniem zbyt skomplikowanym, aby w tej postaci nadawało się ono do praktycznego użytku. Dla przypadku, gdy można pominąć wygaszanie przez drobiny własne, tzn. gdy $W_k \approx 0$, równanie (34) przyjmuje następującą postać



Rys. 6. Odwrotność stopnia polaryzacji fluorescencji antracenu w pleksyglasie w zależności od stężenia $\nu = \nu \cdot n$. \circ — punkty zmierzone, — krzywa teoretyczna obliczona przy pomocy wzoru (36) (wg pracy [34])

$$P = 3P_0 \frac{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\nu^{k-1}}{(k-1)!} \frac{2}{k+1}}{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\nu^{k-1}}{(k-1)!} \left[3 - P_0 + \frac{2P_0}{k+1} \right]} \quad (35)$$

Wyrażenie (35) może być także zapisane w postaci [54]

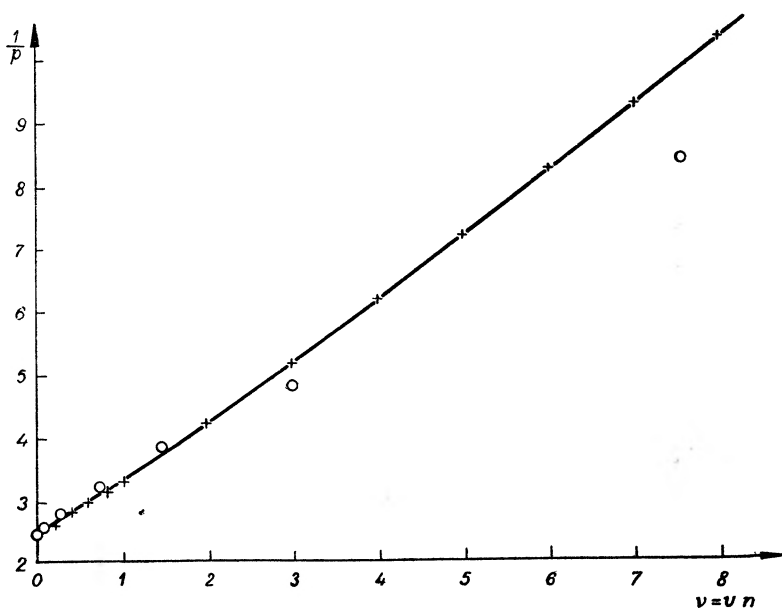
$$\frac{r_0}{r} = \frac{\frac{1}{P} - \frac{1}{3}}{\frac{1}{P_0} - \frac{1}{3}} = \frac{\nu^2}{2(\nu - 1 + e^{-\nu})} \quad (36)$$

W przypadku, gdy $\nu \ll 1$, z (36) wynika

$$\frac{r_0}{r} = \frac{\frac{1}{P} - \frac{1}{3}}{\frac{1}{P_0} - \frac{1}{3}} \approx 1 + \frac{1}{3}\nu, \quad (37)$$

gdzie r_0 — oznacza podstawową anizotropię emisji.

Okazuje się, że w zakresie niedużych stężeń zgodność doświadczenia z teorią samodepolaryzacji Jabłońskiego jest bardzo dobra (rys. 6 i 7). W przypadku dużych stężeń antracenu w pleksiglasie zaobserwowano pewne odchylenie punktów doświadczalnych od krzywej teoretycznej opisanej wzorem (36)



Rys. 7. Odwrotność stopnia polaryzacji fluorescencji fluoresceiny w glicerynie w zależności od stężenia $v = v \cdot n$. \circ — doświadczalne pomiary Fieofilowa i Swiesznikowa [31], — — krzywa teoretyczna obliczona za pomocą wzoru (36) (wg pracy [54])

[34], co spowodowane jest pominięciem wyrazu W_k , opisującym samowygaszanie w równaniach (35) i (36) [55].

5. Depolaryzacja obrotowa fluorescencji

Wyżej przedstawione depolaryzacje: stężeniowa oraz wynikająca z uwzględnienia drgań torsyjnych drobin luminescujących, słuszne są tylko w przypadku wystarczająco lepkich roztworów, w których drobin podczas trwania zaniku fluorescencji zachowują swoją orientację. Drobiny wzbudzone natomiast, znajdujące się w roztworze ciekłym, mogą wykonywać obrotowe⁸ ruchy brownowskie i tracić wskutek tego początkową anizotropię rozkładu wzbudzonych drobin, uwarunkowaną anizotropią wiązki światła wzbudzającego.

Zagadnienie depolaryzacji obrotowej fluorescencji roztworów znane jest od chwili wykrycia polaryzacji fluorescencji roztworów [1, 60] i opracowane w szeregu monografii [56, 57, 58, 36]. Z tego też względu w niniejszym artykule omówimy najważniejsze wyniki ostatnich lat.

⁸ Postępowy ruch brownowski nie ma żadnego wpływu na polaryzację fluorescencji.

F. Perrin [61, 4] wyprowadził następujące wyrażenie na stopień polaryzacji P fluorescencji, wzbudzonej liniowo spolaryzowanym światłem, jako funkcję lepkości η i temperatury bezwzględnej T roztworu:

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{P_0} + \left(\frac{1}{P} - \frac{1}{3}\right) \frac{kT}{V\eta} \tau, \quad (38)$$

gdzie k jest stałą Boltzmanna, V — objętością drobin łącznie z otoczką solwatacyjną, τ — średnim czasem życia stanu wzbudzonego, $P_0 = \lim_{\eta \rightarrow \infty} P$ — polaryzacja podstawową.

Wzór (38) zapisany przy pomocy anizotropii emisji (5) przyjmie następującą postać [71]

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_0} \left(1 + \frac{kT}{V\eta} \tau\right). \quad (39)$$

Równanie (38) zostało wyprowadzone przy założeniu kulistego kształtu drobin luminezujących zawieszonych w rozpuszczalniku. Na podstawie równania (38) wynika, że $1/P$ jest liniową funkcją $1/V\eta$ dla stałej temperatury T oraz τ nie zmieniającego się z lepkością roztworu.

Doświadczalne badania wielu badaczy nie wykazały zadowalającej zgodności ze wzorem (38), szczególnie dla roztworów o małej lepkości, gdy stopień polaryzacji jest bardzo mały [62, 63, 64]. Odchylenia od prostej $1/P = f(T/\eta)$ w przypadku małych lepkości η tłumaczono dotąd, przyjmując:

- 1) zależność lepkości η od objętości drobin V i średniego czasu życia stanu wzbudzonego τ [61, 64, 65] lub
- 2) elipsoidalny kształt drobin luminezujących [66, 67, 68] lub
- 3) z pomocą założenia o naruszeniu wykładniczego charakteru zaniku luminescencji.

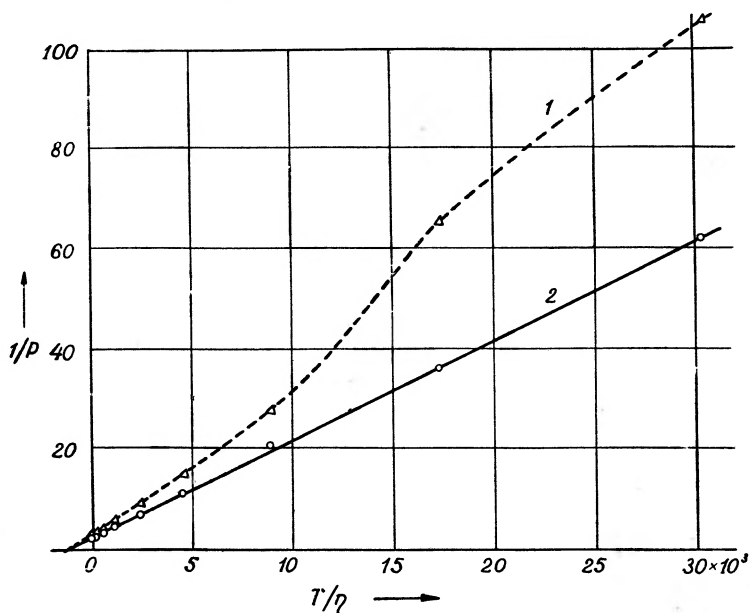
Już sam Perrin [67] doszedł do wniosku, że odchyłki wyników doświadczalnych od liniowości (38) w przypadku małych lepkości roztworów nie mogą być wyjaśnione niekulistym kształtem drobin luminezujących.

Niedawne prace szkoły węgierskiej [40] pokazały, że mierzone małe stopnie polaryzacji obarczone są szczególnie dużymi błędami, z powodu nieuwzględnienia przez wielu badaczy wtórnej fluorescencji. Gati i Szalay [69] przeprowadzili dokładne doświadczalne sprawdzenie wzoru (38) dla fluoresceiny o stężeniu 10^{-4} Mol/l w wodno-glicerynowym roztworze. Na rys. 8 przedstawiono porównanie wyników doświadczalnych z wyrażeniem (38). Krzywa 1 na rys. 8 przedstawia wyniki doświadczalne w przypadku roztworu o grubości warstwy 1 cm. W czasie pomiarów temperatura T była stała. Natomiast krzywa 2 została otrzymana z uwzględnienia poprawki na wtórną fluorescencję. Wyniki doświadczalne oraz rachunki uwzględniające poprawkę na wtórną fluorescencję wykazały, że odchylenie punktów doświadczalnych od liniowości (38) może być ilościowo wytłumaczone uwzględnieniem właśnie wtórnej fluorescencji.

Okazuje się poza tym, że podstawowy stopień polaryzacji P_0 tej samej drobin luminezującej może być różny w zależności od rodzaju rozpuszczal-

nika [70]. Ponadto stwierdzono, że tylko w przypadkach, w których drobina fluoryzująca jest nierozpuszczalna w jednej ze składowych rozpuszczalnika, $1/p$ jest funkcją liniową $1/V\eta$ [56, 70].

Jabłoński [71] zauważa także, że niezgodność krzywych zależności średniego czasu życia składowych fluorescencji od polaryzacji, obserwowanych przez



Rys. 8. Zależność $1/p = f(T/\eta)$. Krzywa 1 przedstawia wyniki doświadczalne dla fluoresceiny w wodno-glicerynowym roztworze o grubości warstwy 1 cm; krzywa 2 przedstawia wyniki pomiarów z uwzględnieniem poprawki na wtórną fluorescencję (z pracy [69])

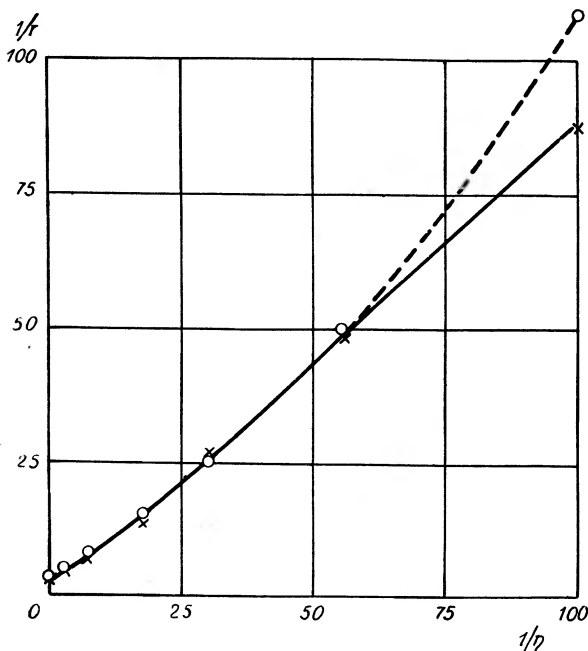
Kessela [72], z krzywymi teoretycznymi obliczonymi przez niego [12, 73] z teorii Perrina, zwraca pośrednio uwagę na niedokładność teorii Perrina. W związku z tym przyjmuje [71], że drobina luminezująca w ciekłym rozpuszczalniku wykonuje nie tylko ruchy obrotowe Browna — jak to przyjął Perrin — lecz także drgania torsyjne wokół jej chwilowej orientacji równowagi. Taka drobina może „przeskoczyć“ od czasu do czasu w nową orientację równowagi, jeżeli tylko przypadkowo jej energia drgań stanie się znaczna i konfiguracja otaczających drobin rozpuszczalnika uprzywilejowana. Uwzględniając także wpływ drgań torsyjnych Jabłoński otrzymuje zamiast równania (39) następujące

$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \frac{kT}{V\eta}\tau}{r'_0 - \frac{a}{\eta}}, \quad (40)$$

gdzie r'_0 i a oznaczają pewne stałe, które mogą być tak dobrane aby były najodpowiedniejszymi dla krzywych doświadczalnych. Wyrażenie (40) dla $1/r$ jako funkcja $1/\eta$ odbiega od liniowości w tym samym kierunku co doświadczalna

krzywa Perrina i krzywe Pringsheima-Vogelsa. Na rys. 9 przedstawiono $1/r$ w funkcji od $1/\eta$ dla uraniny w glicerynie + woda [71]. Punkty teoretyczne obliczono na podstawie równania (40) dla $\frac{kT}{\nu}\tau = 0,23$, $r'_0 = 0,359$ i $a = 0,00137$.

Odchyłka ostatniego punktu doświadczalnego od krzywej teoretycznej leży w granicach błędów doświadczalnych. Na podstawie równania (40) widać, że



Rys. 9. Zależność $1/r$ od $1/\eta$ dla uraniny w wodno-glicerynowym roztworze. + — punkty doświadczalne wzięte z [56], O — punkty obliczone przy pomocy równania (40) (wg pracy [71])

graniczna wartość anizotropii emisji r'_0 dla $1/\eta = 0$ jest mniejsza od podstawowej anizotropii emisji $r_0 = 0,4$ (dla oscylatora liniowego) i może się różnić w różnych rozpuszczalnikach zgodnie z obserwacjami [70]. Wartość graniczna anizotropii emisji może także maleć w tych przypadkach, gdy procesy są niezależne od czasu zaniku. W przypadku, gdy drobina uzyska bezpośrednio po wzbudzeniu (zgodnie z zasadą Francka-Condon) nadmiar energii drgań, wówczas może znacznie powiększyć się prawdopodobieństwo reorientacji. Taki proces Jabłoński nazywa „depolaryzacją przez wstrząs początkowy“. Oczywiście efekt ten zależy od długości fali światła wzbudzającego.

6. Uwagi końcowe

Z samodepolaryzacją wiąże się ściśle zjawisko depolaryzacji światła fluorescencji w miarę jego gaśnięcia po przerwaniu wzbudzenia. Zjawisko to może być wytłumaczone podobnie jak depolaryzacja stężeniowa migracją energii

wzbudzenia pomiędzy drobinami luminezującymi. Depolaryzacja luminescencji przewidziana przez teorię Wawiłowa [74, 50, 32] rezonansowej migracji energii wzbudzenia w miarę jej gaśnięcia została wykryta doświadczalnie przez Sewczenkę [75] dla szkieł uranowych oraz przez Gałanina [76, 77] dla fluoryzujących roztworów barwników organicznych⁹. Depolaryzacja przy wygasaniu może być także spowodowana, jak to zaobserwowali A. Jabłoński i W. Szymanowski [78, 12, 73], błędem obrotowych ruchów drobin (ruchów Browna) w ciągu trwania stanu wzbudzonego. Celem pozbycia się tego rodzaju depolaryzacji bada się roztwory fluoryzujące o bardzo dużej lepkości. Ostatnio, dla przypadku gdy depolaryzacja fotoluminescencji roztworu zachodzi wyłącznie dzięki migracji energii wzbudzenia pomiędzy drobinami luminezującymi tego samego rodzaju, Jabłoński [7] otrzymał następujące wyrażenie na zależność od czasu t stopnia polaryzacji $P(t)$ fotoluminescencji wysyłanej przez centrum zawierające k drobin luminezujących:

$$\frac{1}{P_k(t)} - \frac{1}{3} = \left(\frac{1}{P_0} - \frac{1}{3} \right) \frac{k}{1 + (k-1)e^{-k\mu t}}, \quad (41)$$

gdzie P_0 — podstawowy stopień polaryzacji,

μ — prawdopodobieństwo migracji energii (na jednostkę czasu).

Gdy $t \rightarrow \infty$ (przypadek fosforescencji) na podstawie (41) wynika

$$\frac{1}{P_k(\infty)} - \frac{1}{3} = \left(\frac{1}{P_0} - \frac{1}{3} \right) k. \quad (42)$$

Postać graniczna (42) wyrażenia (41) zgadza się dobrze z obserwacjami Frąckowiaka [79] w przypadku fotoluminescencji długotrwałego świecenia.

Literatura

- [1] F. Weigert, Phys. Zeitschrift **23**, 232 (1922).
- [2] A. Jabłoński, ZS. f. Phys. **73**, 460 (1931).
- [3] W. L. Lewszin, S. J. Wawiłow, ZS. f. Phys. **16**, 135 (1923).
- [4] F. Perrin, Ann. de phys. **12**, 169 (1929).
- [5] S. J. Wawiłow, ZS. f. Phys. **55**, 690 (1929).
- [6] A. Jabłoński, ZS. f. Phys. **96**, 236 (1935).
- [7] A. Jabłoński, Acta Phys. Polon. **16**, 471 (1957).
- [8] A. Jabłoński, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys., **8**, 265 (1960).
- [9] S. J. Wawiłow, W. L. Lewszin, ZS. f. Phys. **16**, 135 (1923).
- [10] M. Makowiecka, Acta Phys. Polon., **2**, 361 (1934).
- [11] A. Jabłoński, Acta Phys. Polon. **5**, 271 (1936).
- [12] A. Jabłoński, ZS. f. Phys. **95**, 53 (1935).
- [13] A. Jabłoński, Acta Phys. Polonica **10**, 193 (1950).
- [14] A. Jabłoński, Acta Phys. Polon. **10**, 33 (1950).
- [15] F. Perrin, Acta Phys. Polon. **5**, 335 (1936).
- [16] A. Jabłoński, Acta Phys. Polon. **7**, 15 (1938).

⁹ Dokładne omówienie depolaryzacji przy gaśnięciu fotoluminescencji roztworów, czytelnik znajdzie w opracowaniach monograficznych [32, 58].

- [17] L. Pauling, *Phys. Rev.* **36**, 430 (1930).
- [18] T. E. Stern, *Proc. Roy. Soc. A*, **130**, 551 (1931).
- [19] W. Hanus, *Acta Phys. Polon.* **10**, 173 (1951).
- [20] A. Jabłoński, *Nuovo Cimento*, **2**, 995 (1955).
- [21] P. P. Fieofilow, *Doklady AN SSSR*, **57**, 343 (1947).
- [22] C. Bojarski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys.*, **6**, 713 (1958).
- [23] J. Grzywacz, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys.*, **6**, 705 (1958).
- [24] A. Fruhling, *Ann. de Physique* **6**, 401 (1951).
- [25] E. Laffitte, *Ann. de Phys.* **10**, 71 (1955); *Thésés*, Paris 1954.
- [26] E. Laffitte, *C. R.* **232**, 812 (1951); **234**, 424 (1952); **235**, 36 (1952); **236**, 680 (1953).
- [27] E. Gaviola, P. Pringsheim, *ZS. f. Phys.* **24**, 24 (1924).
- [28] F. Weigert, G. Käppler, *ZS. f. Phys.* **25**, 99 (1924).
- [29] W. L. Lewschin, *ZS. f. Phys.* **26**, 274 (1924).
- [30] Y. Chauchois, *J. Chim. Phys.* **27**, 336 (1930).
- [31] P. P. Fieofilow, B. Swiesznirow, *Ż. eksper. teor. Fiz.*, **10**, 1372 (1940).
- [32] S. J. Wawilow, *Mikrostruktura światła*, (tłum.) Warszawa PWN 1953.
- [33] M. D. Gałanin, *Żurnał eksp. i teor. fiz.* **28**, 485 (1955).
- [34] A. Kawski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys.*, **6**, 533 (1958).
- [35] A. Kawski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys.*, **6**, 671 (1958).
- [36] Th. Förster, *Fluoreszenz Organischer Verbindungen*, Vandenhoeck u. Ruprecht, Goettingen 1951.
- [37] S. J. Wawilow, *Doklady AN SSSR*, **16**, 263 (1937).
- [38] A. Budó, J. Ketskemény, *Acta Phys. et Chem. Szeged* **4**, 86 (1958).
- [39] A. Budó, J. Ketskemény, *Zs. f. Naturf.* **12a**, 673 (1958).
- [40] A. Budó, J. Ketskemény, E. Salkovits, L. Gargya, *Acta Phys. Hung.* **8**, 181 (1957).
- [41] L. Gati, L. Szalay, *Acta Phys. et Chem. Szeged* **4**, 90 (1958).
- [42] J. Perrin, *2^{me} conseil de chim. Solvay*, Gauthier-Villars, Paris 1925, pag. 322.
- [43] F. Perrin, *Ann. physique* **17**, 283 (1932).
- [44] W. Hoogenstraaten, *Der nicht-elektronische Energietransport in Phosphoren*, Vortrag des Internationalen Kolloquiums 1956 in Garmisch-Partenkirchen.
- [45] Th. Förster, *Naturwissenschaften* **33**, 166 (1946).
- [46] Th. Förster, *Ann. der Phys.* **2**, 55 (1948).
- [47] A. Ore, *Journ. Chem. Phys.* **31**, 442 (1959).
- [48] C. Bojarski, A. Kawski, *Annalen d. Phys.* **5**, 31 (1959).
- [49] J. Grzywacz, A. Kawski, *Z. Polacki, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys.*, **8**, 187 (1960).
- [50] С. И. Вавилов, *Собрание трудов*, т. II. Moskwa 1952.
- [51] G. Weber, *Trans. Faraday Soc.* **50**, 552 (1954).
- [52] A. Jabłoński, *Acta Phys. Polon.* **14**, 295 (1955); **13**, 175 (1954).
- [53] A. Jabłoński, *Acta Phys. Polon.* **17**, 481 (1958).
- [54] C. Bojarski, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **6**, 719 (1958).
- [55] A. Kawski, Z. Polacki, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **8**, 817 (1960).
- [56] P. Pringsheim, *Fluorescence and Phosphorescence*, Interscience Publ. Inc. New York, 1949.
- [57] В. Л. Левшин, *Фотолуминесценция жидких и твердых веществ*, Moskwa 1951.
- [58] П. П. Феофилов, *Поляризованная луминесценция атомов, молекул и кристаллов*, Moskwa 1959.
- [59] F. Weigert, *Phys. Zs.* **23**, 232 (1922).
- [60] G. Schmidt, *Phys. Zs.* **23**, 233 (1922).
- [61] F. Perrin, *J. Physique Rad.* **7**, 390 (1926).
- [62] W. L. Lewszin, *Z. f. Phys.* **32**, 307 (1925).
- [63] F. Perrin, *Acta Phys. Polon.* **5**, 335 (1936).

- [64] C. F. Ravilious, R. T. Ferrar, S. H. Liebson, *J. Opt. Soc. Amer.* **44**, 238 (1954).
 [65] N. R. Tawde, N. Ramanathan, *Proc. Phys. Soc. B* **65**, 33 (1952).
 [66] F. Perrin, *J. Physique Rad.* **5**, 497 (1934).
 [67] F. Perrin, *J. Physique Rad.* **7**, 1 (1936).
 [68] R. Memming, *Dissertation*, Stuttgart (1958); *Z. Phys. Chem., Neue Folge*, **28**, 168 (1961).
 [69] L. Gati, L. Szalay, *Acta Phys. et Chem. Szeged* **4**, 90 (1958).
 [70] P. Pringsheim, H. Vogels, *J. de phys.* **8**, 121 (1937).
 [71] A. Jabłoński, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys.*, **8**, 655 (1960).
 [72] W. Kessel, *Zs. f. Phys.* **103**, 125 (1936).
 [73] A. Jabłoński, *Zs. f. Phys.* **103**, 526 (1936).
 [74] S. J. Wawilow, *Dokłady AN SSSR* **42**, 344 (1944); **73**, 1145 (1950).
 [75] A. N. Sewczenko, *Dokłady AN SSSR*, **42**, 349 (1944).
 [76] M. D. Gałanin, *Dokłady AN SSSR*, **57**, 883 (1947).
 [77] M. D. Gałanin, *Trudy Fiz. Institut. im. P. N. Lebidiewa* **5**, 382 (1950).
 [78] A. Jabłoński, W. Szymanowski, *Nature* **135**, 582 (1935).
 [79] M. Frąckowiak, *Acta Phys. Polon.* **16**, 65 (1957).

U w a g a dodana przy korekcie

Ostatnio ukazało się szereg ciekawych prac [H. Zimmermann, N. Joop, *Z. Elektrochem.*, **64**, 1215 (1960); **64** 1219 (1960); **65**, 61 (1961); **65**, 66 (1961); **65**, 138 (1961)] dotyczących widm polaryzacyjnych niektórych związków aromatycznych (np. antracenu, benzenu). Okazuje się, że maksymalny stopień polaryzacji na podstawie pomiarów Zimmermanna i Joopa wynosi dla benzenu w etanolu ($t = -180^\circ \text{C}$) $P = 0,3$ i jest znacznie większy od stopnia granicznego $P = 1/7$. Natomiast podstawowy stopień dla antracenu w etanolu ($t = -180^\circ \text{C}$) w pasmie długofalowym ($\lambda \sim 380 \text{ m}\mu$) wynosi $P = 0,4$. Dotychczasowe wartości stopni polaryzacji antracenu mierzono przy wzbudzeniu światłem ultrafioletowym przez filtr Wooda wycinający głównie linię $365 \text{ m}\mu$ (prócz tej linii w niektórych przypadkach występowały także linie 334 i $313 \text{ m}\mu$) i dlatego podstawowy stopień polaryzacji wynosił tylko około 0,26.

J. A. Janik

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego,
Instytut Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk,
Kraków

Neutrony jako narzędzie badań mechanizmu autodyfuzji w cieczech

I. Wstęp

Stosowanie neutronów jako narzędzia badań strukturalnych można podzielić na dwie grupy problemowe, a mianowicie stosowanie ich do zagadnień molekularnej statyki stanów skondensowanych materii oraz do zagadnień molekularnej dynamiki tych stanów. Pierwsza grupa zagadnień stanowi już dzisiaj dziedzinę szczegółowo opracowaną i omawianą w szeregu podręczników. Dziedzina ta znana jest pod nazwą neutronografii i obejmuje zastosowanie neutronów do wyznaczania położenia atomów oraz wielkości i kierunków ich momentów magnetycznych w kryształach, a także rozkładu przestrzennego atomów w cieczech.

Druga grupa zagadnień zajmuje się ruchami molekularnymi w kryształach, które prowadzą do powstania quasi-cząstek zwanych fononami i magnonami. Zagadnienia te były przedmiotem szeregu artykułów, które w ostatnich latach ukazały się, a w szczególności artykułów B. Burasa i D. O'Connora [1]-J. A. Janika [2] oraz A. Wanica [3].

Stosunkowo najmłodszą tematyką tej grupy zagadnień jest stosowanie rozwiniętych w niej metod doświadczalnych do wyznaczenia parametrów dynamiki molekularnej cieczy. Ostatnio zaatakowano za pomocą metody neutronowej takie zagadnienia, jak problem fononów i rotonów w nadciekłym helu II, wyznaczenie widma częstości ruchów vibracyjnych w niektórych cieczech oraz zagadnienie autodyfuzji w cieczech. To ostatnie zagadnienie jest przedmiotem niniejszego opracowania.

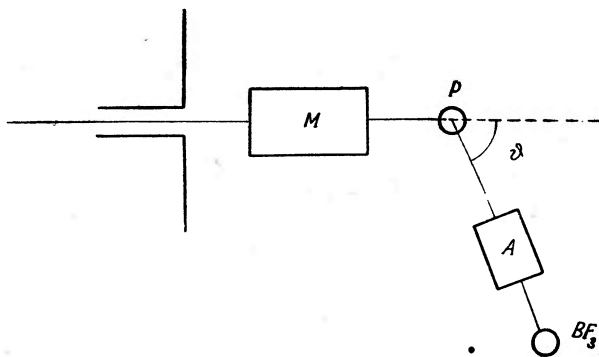
II. Metoda doświadczalna

Ogólną metodą doświadczalną stosowaną w zagadnieniach dynamiki molekularnej substancji atakowanych neutronami jest wyznaczenie podwójnie różniczkowego przekroju czynnego $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ na rozpraszaniu neutronów, tj. przekroju czynnego, który zdaje sprawę zarówno z rozkładu kąтового, jak i rozkładu energetycznego rozproszonych neutronów. Wyznaczenie tej wielkości wymaga dysponowania wiązkami neutronów o dużym natężeniu i należy tutaj

podkreślić, że przy większości istniejących dzisiaj reaktorów, stosowanych jako źródła neutronów, natężenia są zbyt słabe dla szczegółowego wyznaczenia $d^2\sigma/d\Omega dE$.

Szereg informacji jednak można uzyskać przez pomiar samego tylko rozkładu energetycznego neutronów rozproszonych pod pewnym określonym kątem (np. 90°).

Pomiar przeprowadza się w urządzeniu, którego ideowy schemat przedstawiony jest na ryc. 1. Wiązka neutronów wychodzących z reaktora zostaje



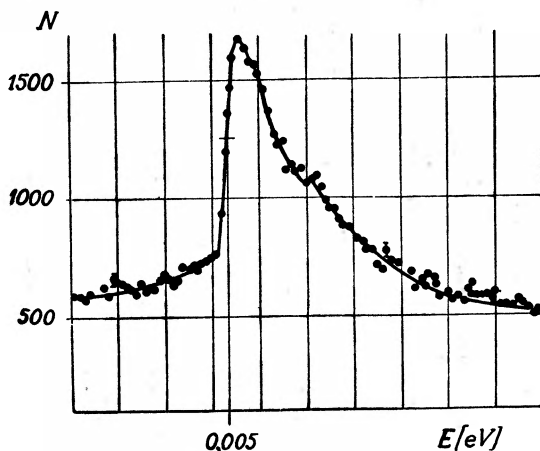
Ryc. 1. Ideowy schemat aparatury do wyznaczania rozkładu kąтового i energetycznego rozproszonych neutronów (objaśnienia w tekście)

zmonochromatyzowana w monochromatorze M , rozproszona na próbce P i analizowana pod względem energii w analizatorze A . Neutrony liczone są przez układ liczników neutronowych (liczniki proporcjonalne wypełnione trójfluorkiem boru lub też ładowane borem liczniki scyntylacyjne).

Różne mogą być konkretne rozwiązania przedstawionego schematu ideowego. Jako monochromatora neutronów używa się kryształów, które dostarczają monochromatycznych wiązek neutronowych dzięki odbiciu braggowskiemu, albo tzw. mechanicznych selektorów prędkości neutronów, albo wreszcie tzw. filtru berylowego. Jako analizatora energii rozproszonych neutronów używa się najczęściej tzw. choppera (który wiązkę ciągłą zamienia w impulsy neutronowe), połączonego z analizatorem czasu przelotu przez neutrony pewnej określonej bazy.

Ze wspomnianych powyżej urządzeń należy nieco dokładniej wyjaśnić sposób działania filtru berylowego. Otóż filtr ten jest warstwą polikrystalicznego berylu. Dyfundujące przez beryl neutrony są rozpraszane przez przypadkowo ustawione pod kątami Bragga płaszczyzny, podobnie jak promienie X w metodzie Debye'a-Scherrera. Ponieważ warunek Bragga może być spełniony tylko dla neutronów o długości fali nie większej niż pewna maksymalna długość λ_k , więc neutrony o większej długości fali, dyfundując przez filtr, nie będą w ogóle znajdować ustawionych zgodnie z warunkiem Bragga płaszczyzn i wobec tego będą przechodzić przez filtr z nieznacznym tylko obniżeniem natężenia. Neutrony o długościach fali mniejszych niż λ_k nie będą w ogóle reprezentowane we wiązce, która przeszła przez filtr, bowiem po drodze zostaną rozproszone na boki.

Widmo neutronów, które przeszły przez filtr berylowy przedstawione jest na ryc. 2. Jak widać, neutrony po przejściu przez filtr nie są, ściśle rzecz biorąc, zmonochromatyzowane, posiadają jednak ostro zaznaczoną energię (0,005 eV) odpowiadającą długości fali λ_k . Energię tę będziemy w dalszym ciągu nazywać energią krawędzi berylowej. To zaznaczenie energii zastępuje dokładną mono-



Ryc. 2. Widmo neutronów po przejściu przez filtr berylowy

chromatyzację, a nawet jest lepsze ze względu na małe rozmycie energetyczne krawędzi berylowej, co pociąga za sobą dobrą zdolność rozdzielczą.

III. Autodyfuzja w cieczech

Współczynnik autodyfuzji w cieczech jest makroskopową wielkością, która zdaje sprawę z przemieszczania się drobin. Wielkość ta jest niezależna od sposobu tego przemieszczania czyli od mechanizmu dyfuzji. Mechanizm dyfuzji jest ściśle związany ze strukturą cieczy. Ciecz jest stanem skupienia materii o niewątpliwie bardzo złożonej strukturze i to zasadniczo odmiennej dla temperatur bliskich punktu krzepnięcia w stosunku do temperatur bliskich punktu krytycznego. Operując bardzo grubym obrazem struktury cieczy można wyróżnić dwa modele tej struktury: model quasi-gazowy, w którym oddziaływanie między drobinami nie prowadzi do żadnych wielodrobinowych struktur wewnątrz cieczy, oraz model quasi-kryształiczny, w którym wyobrażamy sobie, że wewnątrz cieczy w wyniku oddziaływania międzymolekularnego istnieją utrzymujące się przez pewien czas wielodrobinowe struktury podobne do kryształów.

Istnieje pogląd, że struktura cieczy w pobliżu punktu krzepnięcia jest bliska modelowi quasi-kryształicznemu, w pobliżu punktu krytycznego zaś bliska modelowi quasi-gazowemu. W temperaturach pośrednich sytuacja jest niewątpliwie zbyt skomplikowana, żeby można było ją opisać tak uproszczonymi modelami. Z pewnością interweniuje tu w sposób istotny struktura drobin

rozważanej cieczy i tak np. można by sądzić, że ciecze posiadające drobiny symetryczne, pozbawione momentów dipolowych i nie posiadające tendencji do tworzenia wiązania wodorowego, jak np. ciecze powstałe ze skroplenia gazów szlachetnych lub stopionych metali, posiadają nawet w temperaturach bliskich punktu krzepnięcia strukturę odpowiadającą modelowi quasi-gazowemu. Natomiast można by przypuszczać, że takie ciecze, jak np. woda, której drobiny są niesymetryczne, posiadają momenty dipolowe oraz tworzą wiązania wodorowe, będą miały strukturę odpowiadającą modelowi quasi-krystalicznemu nawet dla temperatur wyższych.

Przedstawione powyżej dwa krańcowo różne modele strukturalne cieczy implikują dwa również krańcowo różne mechanizmy dyfuzji. Jest mianowicie rzeczą naturalną przypuszczać, że w cieczy, której struktura jest dobrze opisana modelem quasi-gazowym, występuje mechanizm dyfuzji podobny jak w gazie, tzn. transport rozważanej drobiną poprzez ciecz następuje w wyniku wielokrotnych zderzeń tej drobiną z innymi drobinami. Ten mechanizm dyfuzji będziemy nazywać dyfuzją ciągłą.

Quasi-krystaliczny model struktury cieczy implikuje natomiast mechanizm następujący: drobiną, znajdująca się w danym quasi-kryształu przebywa w nim przez stosunkowo długi czas, nie przemieszczając się wewnątrz cieczy (wykonując tylko oscylacje wokół pewnego położenia równowagi), a następnie przeskakuje do drugiego, sąsiedniego quasi-kryształu itd. Czas przebywania drobiną w określonym quasi-kryształu należy przyjąć za znacznie dłuższy od czasu trwania przeskoku. Ten mechanizm dyfuzji będziemy nazywać dyfuzją skokową.

Jak już było wspomniane wyżej, wartość współczynnika autodyfuzji nie może służyć jako podstawa do rozstrzygnięcia pomiędzy przedstawionymi tutaj mechanizmami. Współczynnik autodyfuzji bowiem opisuje wypadkowy rezultat przemieszczania się drobiną w cieczy będący wynikiem wielkiej liczby elementarnych aktów. Dla właściwego zmierzenia współczynnika autodyfuzji musimy zatem postarać się, aby czas pomiaru obejmował wielką liczbę elementarnych aktów, czyli żeby był dostatecznie długi.

Istnieją dwie metody doświadczalnego wyznaczenia współczynnika autodyfuzji w cieczech. Jedną z nich jest metoda znaczonych drobin, która polega na tym, że w określone miejsce cieczy wprowadza się pewną liczbę drobin znaczonych promieniotwórczym izotopem danego pierwiastka i mierzy wzrost koncentracji tych drobin w innym miejscu, w czasie. Zakłada się przy tym, że dyfuzja znaczonych drobin odbywa się identycznie tak samo jak dyfuzja pozostałych drobin. Jest jasne, że w tej metodzie czas trwania obserwacji jest o wiele rzędów wielkości dłuższy od czasu trwania elementarnego aktu dyfuzji.

Drugą metodą jest pomiar oparty na zjawisku paramagnetycznego rezonansu jądrowego. Tutaj ograniczymy się jedynie do informacji, że również i w tej metodzie czas trwania obserwacji jest o co najmniej cztery rzędy wielkości dłuższy od czasu trwania aktu elementarnego. Dlatego metodę paramagnetycznego rezonansu można uważać za poprawną metodę wyznaczenia

współczynnika autodyfuzji. I istotnie, wartości tego współczynnika otrzymane obydwoma wspomnianymi metodami wypadają zgodne. Wartości te są rzędu 10^{-5} cm²/sek.

IV. Wpływ mechanizmu dyfuzji na rozpraszanie neutronów

Podwójnie różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie neutronów na drobinach cieczy wyraża się wzorem

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{a^2}{2\pi\hbar} \frac{k'}{k} \int G(\vec{r}, t) e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\vec{r} dt \quad (1)$$

gdzie a jest amplitudą rozpraszania, \vec{k} i \vec{k}' są wektorami falowymi neutronów przed i po rozproszeniu, $\vec{\kappa} = \vec{k} - \vec{k}'$ i oznacza zmianę wektora falowego spowodowaną rozproszeniem, $\hbar\omega$ jest zmianą energii przy rozproszeniu, $G(\vec{r}, t)$ zaś jest tzw. funkcją korelacji, która zawiera informacje dotyczące struktury rozważanej cieczy i oznacza prawdopodobieństwo, że jeżeli jakaś drobina cieczy znajduje się w chwili 0 w miejscu $\vec{0}$, to jakaś drobina (niekoniecznie ta sama) znajdzie się w chwili t w miejscu \vec{r} .

Zdefiniowana powyżej funkcja korelacji zawiera w pewien uwikłany sposób informacje dotyczące przemieszczania się drobin w cieczy czyli dyfuzji.

Wzór (1) dotyczy wypadkowego przekroju czynnego, który jest złożeniem składowej spójnej i niespójnej. Jeżeli mamy do czynienia z substancją rozpraszającą wyłącznie niespójnie (co jest np. prawie dokładnie spełnione dla substancji zawierających wodór), to wtedy $d^2\sigma/d\Omega dE$ wyraża się wzorem:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{incoh}}}{d\Omega dE} = \frac{a_{\text{incoh}}^2}{2\pi\hbar} \frac{k'}{k} \int G_s(\vec{r}, t) e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\vec{r} dt \quad (2)$$

gdzie a_{incoh} oznacza amplitudę niespójnego rozpraszania, $G_s(\vec{r}, t)$ zaś jest tzw. funkcją autokorelacji, która oznacza prawdopodobieństwo, że jeżeli jakaś drobina znajduje się w chwili 0 w miejscu $\vec{0}$, to ta sama drobina znajdzie się w chwili t w miejscu \vec{r} .

W drugim krańcowym wypadku, gdy drobinę cieczy rozpraszają neutrony wyłącznie spójnie, $d^2\sigma/d\Omega dE$ wyraża się wzorem (3)

$$\frac{d^2\sigma_{\text{coh}}}{d\Omega dE} = \frac{a_{\text{coh}}^2}{2\pi\hbar} \frac{k'}{k} \int G_s(\vec{r}, t) e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\vec{r} dt [1 + \gamma(\kappa)] \quad (3)$$

gdzie $\gamma(\kappa)$ jest wielkością, którą wyznacza się metodami klasycznej rentgenografii albo neutronografii i posiadającą związek z przestrzennym rozkładem drobin w cieczy.

Występująca we wzorach (2) i (3) funkcja autokorelacji $G_s(\vec{r}, t)$ związana jest w znacznie bardziej bezpośredni niż ogólniejsza funkcja $G(\vec{r}, t)$ sposób z dyfuzją jakiejś rozważanej drobinę w cieczy. Ta funkcja jest ponadto czuła na mechanizm dyfuzji i przyjmuje różną postać w zależności od tego, czy model dyfuzji ciągłej czy też dyfuzji skokowej weźmiemy pod uwagę.

Vineyard [4] wykonał efektywne obliczenie dla przypadku dyfuzji ciągłej. Założył on mianowicie dla funkcji $G_s(\vec{r}, t)$ kształt funkcji Laplace'a wprowadzając jako parametr współczynnik autodyfuzji D . Wykonanie całkowania zawartego we wzorach (2) i (3) doprowadziło do następujących wzorów na niespójny i spójny różniczkowy przekrój czynny:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{incoh}}}{d\Omega dE} = \frac{a^2_{\text{incoh}} k'}{2\pi\hbar} \frac{2D\kappa^2}{k (D\kappa^2)^2 + \omega^2} \quad (4)$$

$$\frac{d^2\sigma_{\text{coh}}}{d\Omega dE} = \frac{a^2_{\text{coh}} k'}{2\pi\hbar} \frac{2D\kappa^2}{k (D\kappa^2)^2 + \omega^2} [1 + \gamma(\kappa)] \quad (5)$$

Z wzorów tych można by wyznaczać współczynnik autodyfuzji D , zarówno w przypadku niespójnego jak i spójnego rozpraszania przez wykonanie pomiaru rozkładu kąto-energetycznego rozpraszanych neutronów. Należy jednak podkreślić, że pomiar ten nie powinien być traktowany jako metoda pomiaru współczynnika autodyfuzji analogiczna do wspomnianej powyżej metodyznaczonych drobin i metody opartej na paramagnetycznym rezonansie jądrowym, lecz tylko jako sprawdzenie, czy hipoteza dyfuzji ciągłej, którą zakłada się przy wyprowadzaniu wzorów (4) i (5) jest słuszna czy nie. Niemożność zastosowania zjawiska rozpraszania neutronów do pomiaru współczynnika autodyfuzji pochodzi stąd, iż nie jest w tym wypadku spełniony warunek, że czas obserwacji jest znacznie dłuższy niż czas elementarnego aktu dyfuzji. Istnieją mianowicie podstawy do przypuszczenia, że czas trwania elementarnego aktu dyfuzji w przypadku dyfuzji skokowej jest rzędu 10^{-11} sek, podczas gdy czas współdziałania neutronu z dyfundującą drobiną równy w przybliżeniu czasowi przelotu neutronu przez rozmiary drobin jest rzędu 10^{-13} sek. Zatem w przypadku dyfuzji skokowej neutron nie „zauważy“ dyfuzji drobin, „zauważy“ ją natomiast tylko wtedy, gdy dyfuzja ma charakter ciągły. Jeżeli więc w doświadczeniu z rozpraszaniem neutronów otrzyma się wartość współczynnika autodyfuzji zgodną z pomiarem np. metodąznaczonych drobin, będzie to oznaczało, że mechanizm dyfuzji ciągłej jest słuszny dla badanej cieczy. W przypadku, gdy dana ciecz podlega dyfuzji skokowej, wartości D otrzymane ze wzoru (4) lub (5) powinny wypaść mniejsze niż z pomiarów właściwymi metodami.

W praktyce nie jest wygodny, a poza tym niejednokrotnie jest niemożliwy pomiar $d^2\sigma/d\Omega dE$. Należy jednak zwrócić uwagę na okoliczność, że wielkość ta zarówno we wzorze (4) jak i (5) posiada maksimum lokalne dla wartości $k = k'$ czyli $\omega = 0$, tzn. dla elastycznie rozproszonych neutronów. Szerokość tego maksimum lokalnego jest, jak to wynika ze wzorów (4) i (5), większa niż 0. Dlatego rozproszenie omawiane będziemy nazywać rozproszeniem quasi-elastycznym. Rozmycie energetyczne neutronów rozpraszanych jest rezultatem autodyfuzji. Wyraża się ono wzorem (6)

$$\Delta E = 2\hbar D\kappa^2 \quad (6)$$

zarówno w przypadku spójnego jak i niespójnego rozpraszania.

Pomiar D za pomocą rozpraszania neutronów polega zatem na zmierzeniu poszerzenia energetycznego wiązki neutronów rozproszonych pod jakimś ustalonym kątem (np. 90°).

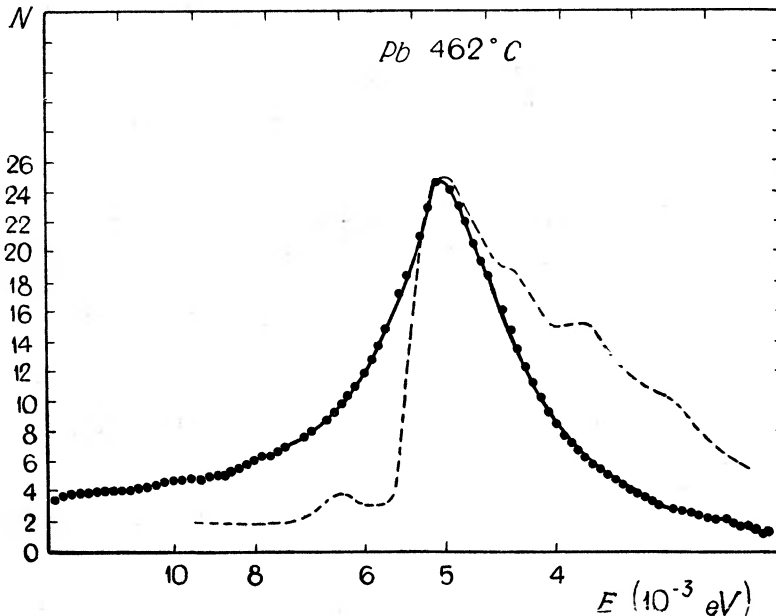
Przedstawione powyżej rozważania są streszczeniem wywodów Vineyarda, opartych, jak to już było wspomniane powyżej, na hipotezie dyfuzji ciągłej. Alternatywne obliczenia dla modelu dyfuzji skokowej zostały przeprowadzone przez Singwiego i Sjölandera [5]. Autorzy ci otrzymali na poszerzenie energetyczne quasi-elastycznie rozproszonych neutronów wzór (7):

$$\Delta E = \frac{2\hbar}{t_0} \left(1 - \frac{e^{-2W}}{1 + t_0 D \kappa^2} \right) \quad (7)$$

We wzorze tym W oznacza występujący w klasycznej rentgeno- i neutronografii tzw. czynnik Debye'a-Wallera, t_0 zaś — czas przebywania drobin w określonym quasi-kryształe między skokami.

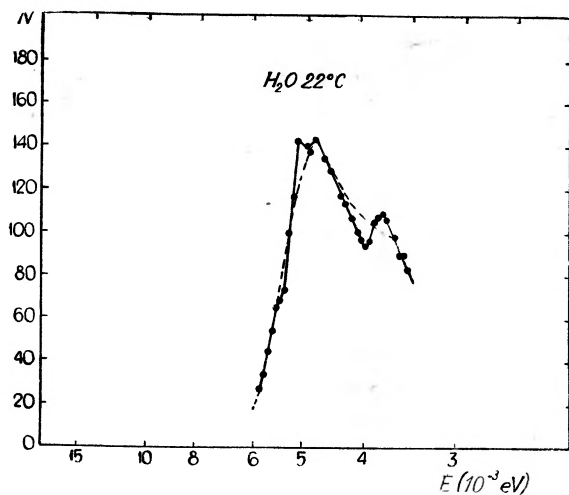
V. Badanie mechanizmu dyfuzji w ciekłym ołowiu i w wodzie zimnymi neutronami z filtru berylowego

Pierwsze badania metodą quasi-elastycznego rozpraszania neutronów wykonane zostały na dwóch cieczach, o których przypuszczać można, że są krańcowo różne pod względem struktury, a mianowicie na ciekłym ołowiu, który ze stosunkowo dobrym przybliżeniem powinien odpowiadać modelowi quasi-gazowemu, oraz na wodzie, która ze względu na silną asocjację przez wiązanie



Ryc. 3. Widmo neutronów quasi-elastycznie rozproszonych od ciekłego ołowiu. Linia przerywana przedstawia widmo neutronów padających na ołów

wodorowe powinna odpowiadać modelowi quasi-krystalicznemu. Badania te wykonane zostały przez Palevsky'ego w Brookhaven National Laboratory [6]. Wyniki dla ołowiu przedstawione są na ryc. 3. Obserwuje się wyraźne poszerzenie energetyczne quasi-elastycznie rozproszonych neutronów, przejawiające się jako pochylenie krawędzi berylowej. To poszerzenie energetyczne przyjęte za podstawę do obliczenia wartości D na gruncie wzoru (6) daje wartość około $1 \cdot 10^{-5}$ cm²/sek, podczas gdy wartość współczynnika autodyfuzji dla ciekłego ołowiu otrzymana metodą znaczonych atomów wynosi około $3 \cdot 10^{-5}$ cm²/sek.



Ryc. 4. Widmo neutronów quasi-elastycznie rozproszonych na wodzie. Linia przerywana przedstawia widmo neutronów padających na próbkę

Wynik więc doświadczenia Palevsky'ego można by zinterpretować jako sugerujący przynajmniej pewien udział mechanizmu dyfuzji skokowej obok mechanizmu dyfuzji ciągłej.

Analogiczny pomiar dla wody dał wynik przedstawiony na ryc. 4. W tym przypadku otrzymuje się, jak widać, bardzo małe pochylenie krawędzi berylowej wynoszące mniej więcej 1/10 tego pochylenia, którego należałoby oczekiwać bazując na wartości współczynnika autodyfuzji wynoszącej około $2,5 \cdot 10^{-5}$ cm²/sek. W tym więc przypadku należy przyjąć prawie całkowity brak mechanizmu dyfuzji ciągłej.

Analogiczne pomiary z zimnymi neutronami dla wody wykonane zostały przez Larssona i tow. [7] oraz przez Stillera i tow. [8] i dały ten sam rezultat.

VI. Badanie mechanizmu dyfuzji w ciekłym ołowiu i wodzie monochromatycznymi neutronami

Dla obu wspomnianych w poprzednim rozdziale cieczy były już chronologicznie wcześniej wykonywane pomiary, przy których neutrony padające były monochromatyzowane albo przez braggowskie odbicie od kryształu (co po-

ciągało za sobą fakt, że posiadały energię o rząd wielkości większą niż zimne neutrony), albo też przez przepuszczenie przez mechaniczne selektory prędkości.

W przypadku ołowiu odnośne pomiary wykonywane były przez Pelaha i tow. [9] przy użyciu neutronów monochromatyzowanych przez kryształ, o energii około 0,07 eV. Uzyskane poszerzenie energetyczne daje na D wartość około $2 \cdot 10^{-5}$ cm²/sek. Wartość ta jest wprawdzie niższa od cytowanej w poprzednim rozdziale wartości współczynnika autodyfuzji w ołowiu wynoszącej $3 \cdot 10^{-5}$ cm²/sek., z drugiej jednak strony jest ona wyższa od uzyskanej za pomocą zimnych neutronów wartości $1 \cdot 10^{-5}$ cm²/sek.

W przypadku wody pomiary wykonane zarówno neutronami monochromatyzowanymi za pomocą kryształu (Brockhouse [10] $E = 0,03$ eV), jak i za pomocą mechanicznego selektora (Cribier i tow. [11] $E = 0,006$ eV) dały na D wartość zbliżoną do $2,5 \cdot 10^{-5}$ cm²/sek., czyli do wartości współczynnika autodyfuzji w zupełnej niezgodności z wynikami otrzymanymi metodą filtru berylowego.

VII. Dyskusja

Nie została do chwili obecnej wytłumaczona niezgodność wyników otrzymanych metodą filtru berylowego oraz wyników uzyskanych za pomocą monochromatycznych neutronów. Należy jednak zwrócić uwagę na fakt, że zdolność rozdzielcza metody filtru berylowego jest znacznie lepsza niż przy pozostałych opisanych doświadczeniach. Dlatego nie jest wykluczone, że wyżej przedstawione niezgodności dadzą się sprowadzić do niezgodności zdolności rozdzielczych omawianych metod.

Zdaniem autora metoda krawędzi berylowej dostarcza wyniku, który nie może być kwestionowany, czego nie można powiedzieć o pozostałych opisanych wynikach doświadczeń.

Istnieje pewien dodatkowy argument sugerujący poprawność wyniku uzyskanego metodą filtru berylowego dla wody, przedstawiony w cytowanej powyżej pracy Larssona i tow. [7]. W pracy tej została mianowicie przeprowadzona analiza wyników oparta na wzorze (7) odnoszącym się do przypadku dyfuzji skokowej, a nie tak jak wzór (6) — do przypadku dyfuzji ciągłej. Przy podstawieniu do tego wzoru wartości poszerzenia energetycznego uzyskanego doświadczalnie i wartości D wynoszącej $2,5 \cdot 10^{-5}$ cm²/sek. otrzymano na t_0 , tzn. na czas pomiędzy dwoma przeskokami, wartość $2 \cdot 10^{-12}$ sek., podczas gdy wartość tzw. czasu dielektrycznej relaksacji dla wody, który można pojęciowo zrównać z czasem pomiędzy przeskokami wynosi około $8 \cdot 10^{-12}$ sek., jest więc co do rzędu wielkości ta sama.

Jest rzeczą jasną, że konieczne są dalsze systematyczne badania i to zarówno metodą filtru berylowego jak i za pomocą monochromatycznych neutronów dla różnych cieczy zarówno wodorowych jak i niewodorowych, wykazujących jak i nie wykazujących wiązania wodorowego, a w szczególności również

i dla skroplonych gazów szlachetnych. Wydaje się jednak, że już na gruncie opisanych doświadczeń można wyciągnąć interesujące wnioski dotyczące autodyfuzji, rzutujące w sposób istotny na strukturę cieczy.

Literatura

- [1] B. Buras, D. O'Connor, *Nukleonika*, **4**, 119 (1959).
- [2] J. A. Janik, *Postępy Fizyki*, **9**, 429 (1958).
- [3] A. Wanic, *Postępy Fizyki*, **11**, 257 (1960).
- [4] G. H. Vineyard, *Phys. Rev.*, **110**, 999 (1958).
- [5] K. S. Singwi, A. Sjölander, *Phys. Rev.*, **119**, 863 (1960).
- [6] H. Palevsky, *Proceedings of the Symposium on Inelastic Scattering of Neutrons by Solids and Liquids*, Wiedeń 1960, (IS/29).
- [7] K. E. Larsson, S. Holmryd, K. Otnes, IS/15.
- [8] H. H. Stiller, H. R. Danner, IS/35.
- [9] I. Pelah, W. L. Whittemore, A. W. McReynolds, *Phys. Rev.*, **113**, 767 (1959).
- [10] Brockhouse, *Nuovo Cimento*, Suppl.
- [11] D. Cribier, B. Jacrot, IS/40.

MIECZYŚLAW SUBOTOWICZ, *Astronautyka*

PWN, Warszawa 1960, str. 586, cena zł 60

W ostatnich paru latach tempo rozwoju astronautyki jest bardzo intensywne i nieomal każdy miesiąc przynosi nowe postępy w tej dziedzinie. Postępy te wiążą się z rozwojem wielu dziedzin fizyki, chemii, medycyny, nawet psychologii, tak że orientowanie się w głównych zagadnieniach związanych z postęпами astronautyki nie jest łatwe. Dlatego dawał się odczuć brak jakiegos przewoźnika po tych zagadnieniach, na poziomie wyższym niż dziełka popularno naukowe. Takim przewoźnikiem na poziomie naukowym jest „Astronautyka“ M. Subotowicza.

Książkę tę rozpoczyna rozdział omawiający zasady napędu odrzutowego, kończący się przedstawieniem relatywistycznej teorii rakiety, po którym następuje rozdział o locie kosmicznym jako problemie aerodynamicznym, omawiający zagadnienie lotów ultraszybkich w atmosferze. Następnie przechodzi autor do omówienia źródeł energii pojazdu kosmicznego. Po przedyskutowaniu zagadnienia wysokich temperatur w silniku rakiety omawia różne rodzaje paliw chemicznych i szkicuje termodynamikę silnika raketowego. Następnie omawia różne możliwości użycia paliwa jądrowego, projekty rakiety jonowej i fotonowej, a po przedstawieniu zasad magnetohydrodynamiki dyskutuje projekty napędu magnetohydrodynamicznego. W dalszym ciągu omówiona jest konstrukcja raket pojedynczych i złożonych oraz problemy automatyki i telekomunikacji w locie kosmicznym, a więc zdalne sterowanie, automatyczne urządzenia pomiarowe w rakiecie i zagadnienie łączności radiowej w przestrzeni kosmicznej. Dalszy rozdział poświęcony jest zasadom medycyny kosmicznej i omówieniu warunków życia człowieka w rakiecie. Po krótkich rozdziałach resumujących nasze wiadomości o układzie planetarnym i galaktyce oraz o życiu we wszechświecie następuje szczegółowe omówienie sztucznych satelitów ziemi obejmujące zagadnienia teoretyczne, opisy wystrzelonych do 1960 r. satelitów radzieckich i amerykańskich oraz przedstawienie projektów stacji kosmicznych. W przedostatnim rozdziale omówione są niektóre problemy lotu na inne planety, przedyskutowane są orbity pojazdów międzyplanetarnych i beznapędowych lotów na księżyc, po czym opisane są loty raket kosmicznych radzieckich i amerykańskich. Rozdział ten kończy opis projektu ekspedycji kosmicznej na Marsa wraz z analizą ekonomiczną kosztów takiej ekspedycji, które są wielokrotnie niższe niż dzisiejsze koszty zbrojeń. Książkę zamyka rozdział o historii idei lotów kosmicznych oraz obszerny spis literatury, obejmujący prace do drugiej połowy 1960 r. włącznie.

Jak widać z tego pobieżnego przedstawienia treści książki autor poruszył w niej całość problematyki lotów kosmicznych. Problemy przedyskutowane różnią się znacznie stopniem trudności, niektóre partie książki są zrozumiałe dla czytelnika mniej zaawansowanego, inne wymagają większego przygotowania. Wydaje się jednak, że w niektórych miejscach autor tłumaczy zagadnienia, które powinien znać student na pierwszym czy drugim roku studiów i absolwent szkoły średniej, jak na przykład zasadę odrzutu w rozdziale pierwszym lub zagadnienia mechaniki elementarnej w rozdziale o warunkach życia w locie kosmicznym, natomiast zbyt krótko ujmując niektóre zagadnienia trudniejsze, jak termodynamikę rakiety, zagadnienie powrotu rakiety na ziemię, oraz problemy automatyki i telekomunikacji, w szczególności zagadnienie kierowania rakieta i opis działania maszyny liczącej, które są nie całkiem zrozumiałe.

Wprawdzie taka niejednorodność poziomu książki powiększa liczbę czytelników, lecz książka przeznaczona dla czytelników zaawansowanych powinna właściwie kłaść nacisk na trudniejsze zagadnienia. Oprócz tego wyprowadzenia wzorów są w kilku miejscach potraktowane zbyt szkieletowo, czasem trudno zorientować się, który wzór przyjmuje autor jako wzięty z prac oryginalnych, a który wyprowadza. Sądzę, że w następnym wydaniu książki należałoby to podkreślić.

Spśród drobniejszych usterek pozwolę sobie wymienić tylko dwie: wzór (1) na stronie 34 jest niesłuszny, zresztą nie jest potrzebny w dalszych rozumowaniach; na stronie 514 rys. XII—35 bez objaśnienia nie tłumaczy.

Pomimo omówionych nierówności poziomu oraz usterek, których zresztą prawie nie sposób uniknąć przy pisaniu pionierskiej pracy o tak różnorodnych zagadnieniach związanych z lotami kosmicznymi, książka ta stanowi cenną pozycję w naszej literaturze naukowej, może być podstawą do dalszych studiów astronautyki. Dlatego należy wyrazić uznanie autorowi, że podjął się trudu napisania tej książki i że została ona tak interesująco napisana.

Bronisław Średniawa

L. LANDAU i E. LIFSZYC, *Elektrodynamika ośrodków ciągłych*

Tłumaczył Bohdan Karczewski

PWN, Warszawa 1960, str. 550, cena zł 60

Książka ta stanowi szóstą i ostatnią część *Fizyki teoretycznej* Landaua i Lifszica i autorzy zakładają w niej, jak wynika z odnośników, że czytelnik posiada już wiadomości z fizyki teoretycznej wyłożone w poprzednich tomach napisanych przez autorów, a zwłaszcza zasad teorii elektromagnetyzmu i teorii elektronów, w zakresie „teorii pola” oraz zasad termodynamiki i fizyki statystycznej w zakresie „Fizyki statystycznej”. *Elektromagnetyka ośrodków ciągłych* zawiera głównie wykład teorii elektromagnetyzmu w ośrodkach ciągłych oraz teorii makroskopowych własności elektrycznych i magnetycznych materii. Końcowe rozdziały książki wykraczają poza te ramy, gdyż rozpatrywane są w nich własności materii opisane przez teorię elektronów i przez mechanikę kwantową, porzucające założenie ciągłości ośrodków materialnych.

Dużą zaletą książki są liczne zastosowania teorii do zjawisk szczegółowych oraz rozważania na temat związku teorii elektromagnetyzmu z termodynamiką i fizyką statystyczną.

Pierwsze dwa rozdziały książki poświęcone są zastosowaniom elektrostatyki do zjawisk odbywających się w przewodnikach i dielektrykach wraz z omówieniem sił elektrycznych w dielektrykach, piezoelektryczności i segnetoelektryków. Dyskusja własności segnetoelektryków byłaby może bardziej zrozumiała, gdyby autorowie przypomnieli krótko definicję przemian fazowych drugiego rodzaju. W dalszym ciągu omawiane są zjawiska związane z prądem stałym, jak efekt Halla, ogniwa galwaniczne, zjawiska termoelektryczności i elektrodyfuzji oraz własności stałego pola magnetycznego. W ostatnich dwóch rozdziałach poświęconych polu stacjonarnemu omawiane są zjawiska ferromagnetyzmu i nadprzewodnictwa. W rozdziale o ferromagnetyzmie nie całkiem zrozumiała jest argumentacja następująca po wzorze (39.2), poza tym należało by poprawnie wielkość $U_{niejed.}$ nazywać stale „gęstością energii”, a nie „energiją”. Paragraf 40 byłby bardziej zrozumiały, gdyby autorowie przypomnieli definicję antyferromagnetyzmu. Zamieszczenie rozdziałów o ferromagnetyzmie i nadprzewodnictwie podnosi wartość książki jako nowoczesnego podręcznika elektromagnetyzmu.

Po omówieniu teorii zjawisk stacjonarnych następuje część poświęcona polom elektromagnetycznym zmieniającym się w czasie. Część tę otwiera rozdział poświęcony quasi-stacjonarnemu polu elektromagnetycznemu. W rozdziale tym można mieć pewne zastrzeżenia co do opisu indukcji unipolarnej i rysunku 27, który jest niejasny.

Następny rozdział poświęcony magnetohydrodynamicie jest bardzo cenny ze względu na zastosowanie tej teorii do astrofizyki i do projektów napędu rakiet kosmicznych.

Następne trzy rozdziały poświęcone są rozchodzeniu się fal elektromagnetycznych. Należy z uznaniem podkreślić zamieszczenie rozważań prowadzących do relacji dyspersyjnych w elektromagnetyce. Omówione jest rozpraszanie fal elektromagnetycznych, dyfrakcja fal elektromagnetycznych oraz zjawiska rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w ośrodkach anizotropowych.

Następne rozdziały wykraczają już swoją tematyką poza elektrodynamikę ośrodków ciągłych. Autorzy omawiają najpierw zjawiska jonizacji szybkich cząstek w materii zarówno w przypadku tak nierelatywistycznym, jak i relatywistycznym. Następnie omawiają fluktuacje pola elektromagnetycznego, będące zjawiskami typowo kwantowymi.

Przedostatni rozdział poświęcony jest ogólnej teorii rozpraszania fal elektromagnetycznych w gazach, cieczach i ciałach stałych, łącznie z opalescencją w stanie krytycznym. Szkoda, że autorzy nie skorzystali z pięknych prac Smoluchowskiego na ten temat, ani ich nie zacytowali. Książkę kończy rozdział o dyfrakcji promieni rentgenowskich. Po całej książce rozsiane są interesujące zadania.

Elektromagnetyka ośrodków ciągłych, podobnie jak *Mechanika ośrodków ciągłych* jest podręcznikiem przeznaczonym raczej dla pracowników naukowych niż dla studentów. Szczególnie dużą wartość mają rozdziały poświęcone problemom bardzo aktualnym, jak ferromagnetyzmowi czy relacjom dyspersji, których zwykle ogólne podręczniki fizyki teoretycznej nie dyskutują, a których studiowanie w podręcznikach specjalnych lub w pracach oryginalnych pochłania dużo czasu.

Bronisław Średniawa

V. ANGERER-EBERT, *Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen*

Wydanie 12, zupełnie przerobione, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1959, str. VII, 464, ryc. 172.

Książka v. Angerer-Ebert pt. *Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen* doczekała się 12 wydań. Tak wysoka liczba wydań jest najlepszym dowodem wielkiego zapotrzebowania na publikację tego typu. Ostatnie wydanie zostało gruntownie przerobione pod kątem widzenia najnowszych osiągnięć techniki laboratoryjnej, w oparciu o doświadczenia przeszło 160 wielkich laboratoriów przemysłowych oraz o bardzo bogatą literaturę oryginalną (ponad 1000 pozycji).

Książka składa się z czterech niezależnych części.

Część pierwsza pod ogólnym tytułem *Materiały oraz wskazówki o ich obróbce i przetwarzaniu*, informuje o metodach oczyszczania metali i niemetali, o klejeniu, lutowaniu i spawaniu materiałów często trudno łączących się (aluminium), jak również o metodach obróbki szkła i kwarcu oraz o wytwarzaniu warstw metalicznych, cienkich folii i drucików.

Część ta pomyślana jako vademecum mechanika w laboratorium fizycznym, może w zasadniczy sposób ułatwić wykonanie nietypowych elementów konstrukcyjnych. Wartość tej części książki jest bardzo duża.

W części drugiej, podzielonej na 13 rozdziałów, zawarto najbardziej typowe techniki nowoczesnego eksperymentu, a mianowicie technikę wysokich i niskich ciśnień, technikę ekrano-

wania pól elektromagnetycznych, regulację i stabilizację napięcia, ciśnienia, temperatury wilgotności, a także technikę mikroskopii elektronowej. Na szczególną uwagę zasługuje interesujące opracowanie techniki wysokiej próżni (poszukiwanie nieszczelności, wybór mierników próżni, gettery itp.), jak również technika wysokich ciśnień. To ostatnie opracowanie zawiera szereg technicznych rozwiązań przepustów i wentyli. Niektóre techniki opisane w tej części potraktowano niestety marginesowo, jak np. wytwarzanie jednorodnych pól magnetycznych, fotografia barwna (15 wierszy druku). Braki te zostały skompensowane w znacznej mierze dużą liczbą odnośników do literatury oryginalnej.

Część trzecia *O urządzeniach pomiarowych i ich elementach* zawiera 18 rozdziałów. Celem pełniejszego oddania różnorodności tematyki zawartej w tej części książki przytaczam spis treści:

1. Urządzenia akustyczne, 2. Elektrody, 3. Lampy elektronowe, 4. Okienka i lampy do wyładowań, 5. Źródła jonów, 6. Komora jonizacyjna i liczniki, uczulanie, 7. Wysokoomowe opory i izolatory, 8. Sporządzanie warstw przeciwooblaskowych, 9. Sporządzanie przesłon, 10. Wytwarzanie rurek i sztyftów Nernsta (Nernststifte), 11. Elektryczne sporządzanie otworów, 12. Urządzenia optyczne, 13. Sporządzanie szerokokątnych lamp rentgenowskich, 14. Urządzenia termiczne, 15. Zegary, 16. Kompensator uranowy do pomiarów słabych prądów jonizacyjnych, 17. Liczniki i komora Wilsona, 18. Komórki (komórka Kerra, fotokomórka).

Dobór omawianej tematyki w każdym z rozdziałów jest bardzo aktualny i nowoczesny lecz często zbyt wycinkowy, np. w rozdziale o urządzeniach optycznych omówiono jedynie filtry optyczne, własności i otrzymywanie warstw odbijających oraz urządzenia pomocnicze do mikroskopowania w niskich temperaturach.

Ostatnia część książki, omawiająca przygotowywanie pracy w laboratorium, w poprzednich wydaniach książki występowała jako dodatek, w ostatnim wydaniu znacznie poszerzona, zdaniem autorów powinna uzupełnić lukę w piśmiennictwie na ten temat. Opracowanie to jest jednak w dalszym ciągu niewyczerpujące. Rozdział o bezpieczeństwie pracy zawiera np. tylko uwagi o szkodliwości rtęci, brak jednak danych o szkodliwości innych substancji, używanych obecnie często w laboratoriach (ołów, beryl itp.). Również uwagi o zabezpieczeniach przed promieniowaniem jądrowym nie wyczerpują zagadnienia.

Zauważone braki nie pomniejszają jednak w żadnym stopniu wartości książki v. Angerera-Eberta. Książka ta jako przejrzyste i wartościowe opracowanie techniki pomiaru, rozumianej w najszerszym znaczeniu, powinna znaleźć miejsce w każdym laboratorium fizycznym.

Andrzej Kisiel

H. PFEIFER, *Elektronisches Rauschen*, Teil 1, Leipzig 1959.

Charakterystyczna dla ostatnich lat ingerencja elektroniki niemal we wszystkie dziedziny życia społeczeństwa, a w szczególności w technikę i nauki eksperymentalne, zmusza ludzi odwołujących się do jej pomocy do analizowania i poszerzania możliwości, jakie ta młoda i rozwijająca się dyscyplina sobą przedstawia.

Jedną z bardzo istotnych wad związanych z każdym urządzeniem elektronicznym jest poziom szumów, zwłaszcza w wypadku, gdy jest on większy lub porównywalny z sygnałem użytecznym. Dążenia do zmniejszenia ograniczeń związanych z szumami rozwijają się w zasadzie na dwóch różnych drogach.

Teoria informacji daje nam między innymi wskazówki, jak przeciwdziałać już istniejącym szumom, a analiza procesów fizycznych odpowiedzialnych za powstanie szumu pozwala go opisać jakościowo i ilościowo, co z kolei umożliwia konstruowanie nowych elementów i urządzeń o coraz większym, a więc lepszym stosunku sygnału do szumu.

Książka H. Pfeifera *Elektronisches Rauschen* jest właśnie poświęcona analizie wszelkiego rodzaju szumów i trzeba stwierdzić, że dzięki umiejętnościom i wiedzy autora przedstawia całokształt tych zagadnień w sposób jasny, konsekwentny, w zasadzie wyczerpujący, a jednocześnie syntetyczny. Materiał jest podany w formie dostępnej dla osób znających podstawy wyższej matematyki, a wnioski końcowe sformułowane w sposób zrozumiały dla elektryka z wykształceniem średnim.

Stosunkowo krótki pierwszy dział książki, potraktowany jako wprowadzenie, stanowi omówienie najważniejszych metod matematycznych stosowanych w teorii szumów (funkcje rozkładu, analiza Fourierska wielkości fluktuujących) oraz związanych z nią zjawisk fizycznych (teoria diody płaskiej, równania Llewellyna-Petersona, fale ładunku przestrzennego).

Źródła wszelkiego rodzaju szumów są omówione szczegółowo w dziale składającym się z trzech rozdziałów. Pierwszy z nich dotyczy szumów pochodzących od wszelkiego rodzaju oporów, a więc zawiera analizę szumów: termicznych, generowanych w układzie antenowym, związanych z tzw. zjawiskiem migotania i efektem śrutowym oraz szumów charakterystycznych dla elementów półprzewodnikowych (diod i tranzystorów).

Teoria szumów występujących w lampach elektronowych jest przedstawiona w dwóch dalszych rozdziałach — pierwszy dotyczy zakresu niskich częstotliwości radiowych, a drugi wysokich i bardzo wysokich.

Podział taki wydaje się być bardzo słuszny, gdyż nadaje książce posiadającej charakter monografii naukowej również poważne zalety praktyczne, zaakcentowane bogatym materiałem doświadczalnym, czy to w postaci szeregu wykresów ilustrujących treść, czy też w formie tablic umieszczonych w uzupełnieniu.

Przy omawianiu szumów w zakresie niskich częstotliwości, oprócz klasycznych składników, autor wyodrębnił teorię szumów pochodzących od zjawiska emisji wtórnej, a opisując zjawiska odpowiedzialne za szumy przy wysokich częstotliwościach postąpił analogicznie ze wzmacniającymi kwantowo-mechanicznymi (masery).

Takie potraktowanie materiału, pomimo iż maserów nie możemy zaliczyć do lamp elektronowych, na pewno spotka się z uznaniem zarówno fizyka analizującego możliwości swojej aparatury, jak i elektronika konstruującego przyrządy zwłaszcza dla potrzeb radioastronomii i fizyki jądrowej.

Poza wspomnianą niekonsekwencją formalną trudno w tej książce doszukać się jakichś poważniejszych braków, a dla tych, którzy mogliby zarzucić zbyt syntetyczne ujęcie, poważnym zadośćuczynieniem jest szczegółowa bibliografia obejmująca wszystkie podstawowe prace, jakie ukazały się z zakresu omawianego przedmiotu do 1958 r. Sygnalizowana w przedmowie druga część książki, mająca się niedługo ukazać, będzie posiadać jeszcze bardziej praktyczny charakter, o czym świadczy przewidywany tytuł: *Szumy w układach i ich pomiary*.

O. Daszkiewicz

Prof. Weisskopf dyrektorem CERNu

Z początkiem grudnia 1960 r. Rada Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych powzięła decyzję w sprawie powołania profesora Wiktora Weisskopfa na stanowisko dyrektora generalnego CERNu. W. Weisskopf obejmuje to stanowisko z dniem 1 sierpnia 1961 r. Jego poprzednik John B. Adams powraca do Anglii, gdzie obejmuje stanowisko dyrektora laboratorium badań plazmowych w Culham.

W. Weisskopf będzie dyrektorem generalnym CERNu przez dwa lata, tj. do sierpnia 1963 r., po czym zamierza powrócić do MIT. Kierownictwo CERNu spoczywa obecnie w rękach pięciu dyrektorów: dyrektora generalnego, dwóch dyrektorów do spraw badań naukowych, dyrektora do spraw fizyki stosowanej i dyrektora administracyjnego.

W grudniu 1960 r. powzięto ponadto uchwałę w sprawie powiększenia liczby oddziałów CERNu z sześciu do dwunastu, a mianowicie: 1) Oddział synchrotronu protonowego 28 GeV, 2) Oddział synchrocyklotronu 600 MeV, 3) Oddział doświadczalnej fizyki jądrowej, 4) Oddział inżynierii jądrowej, 5) Oddział opracowywania wyników, 6) Oddział fizyki teoretycznej, 7) Oddział komór Wilsona i komór pęcherzykowych, 8) Oddział aparatury jądrowej, 9) Oddział studiów i projektów akceleratorów, 10) Oddział zarządu budynków, 11) Oddział finansów, 12) Oddział administracji ogólnej.

Rada Naukowa zaakceptowała również budżet CERNu na rok 1961 w wysokości 67,7 miliona franków szwajcarskich (około 16 milionów dolarów). Poważną część tego budżetu pochłonie budowa dwóch nowych akceleratorów oraz elektrowni zasilającej te urządzenia, które będą zlokalizowane w Meyrin koło Genewy. Powzięto jednomyślnie decyzję w sprawie przyjęcia Hiszpanii

do CERNu. W ten sposób liczba państw członkowskich powiększyła się do 14. Do tej pory należały do CERNu następujące państwa: Austria, Belgia, Dania, Francja, Grecja, Holandia, Jugosławia, Niemiecka Republika Federalna, Norwegia, Stany Zjednoczone, Szwajcaria, Szwecja i Włochy.

Z okazji objęcia przez W. Weisskopfa stanowiska dyrektora generalnego CERNu przypominamy pokrótce życiorys tego wybitnego fizyka jądrowego. Urodził się w Wiedniu w 1908 r. Studiuje w Getyndze pod kierunkiem Maxa Born'a i Jamesa Francka i w 1931 r. uzyskuje tytuł doktora. Po uzyskaniu doktoratu obejmuje asystenturę u prof. Heisenberga w Lipsku, a w rok później u prof. Schrödingera w Berlinie. Po kilkumiesięcznym pobycie w Charkowie udaje się w 1933 r. do Zurichu, gdzie rozpoczyna współpracę z W. Paulim. W 1936 r. udaje się do Instytutu Bohra w Kopenhadze, a w rok później opuszcza Europę, by objąć stanowisko wykładowcy fizyki na Wydziale Fizycznym Uniwersytetu w Rochester (USA). W latach wojny kieruje sekcją fizyki teoretycznej laboratoriów w Los Alamos. Po wojnie uzyskał profesurę na wydziale fizyki Politechniki w Massachusetts (MIT). Przez pewien okres czasu W. Weisskopf piastował stanowisko prezydenta Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego.

Przebudowa kalifornijskiego Bevatronu

W ciągu najbliższych trzech lat kalifornijski Bevatron na 6,2 GeV będzie poddany gruntownej przebudowie, mającej na celu rozszerzenie możliwości eksperymentalnych tego akceleratora. Projekt przebudowy zakłada, że prace zakończone będą z początkiem 1964 r., a koszt przedsięwzięcia wyniesie około 9,6 milionów dolarów. Przebudowa będzie finansowana przez Amerykańską Komisję Energii Atomowej. Warto

nadmienić, że koszt budowy Bevatronu w pierwszej wersji jest porównywalny z kosztami projektowanej przebudowy. Mimo dużych osiągnięć w fizyce cząstek elementarnych, jakie zawdzięcza się Bevatronowi (odkrycie antyprotonu i antyneutronu), urządzenie to nie nadaje już za potrzebami bieżącymi. Przebudowa Bevatronu zmierzać będzie nie tyle do zwiększenia energii protonów, ile do zwiększenia wiązki około 100 razy. Przewiduje się, że po przebudowie Bevatron będzie dostarczał 10^{13} protonów w jednym impulsie, przy czym częstość impulsów będzie wynosić 10 na minutę. Układ wstępnego przyspieszenia protonów ulegnie całkowitej przebudowie i będzie składał się z nowego źródła protonów o dużej wydajności oraz akceleratora liniowego, dającego protony o energii około 20 MeV.

62-calowe zwierciadła kwarcowe

Znana wytwórnia szkła „Corning“ podjęła się wykonania dwóch 62-calowych zwierciadeł z topionego kwarcu, przeznaczonych do teleskopu astronomicznego, zainstalowanego w obserwatorium astronomicznym marynarki wojennej Stanów Zjednoczonych w Flagstaff w Arizonie. Grubość zwierciadeł wyniesie 10 cali. Dzięki użyciu optyki kwarcowej, mało czułej na zmiany temperatury, teleskop umożliwi badania astrometryczne odległych ciał niebieskich oraz obiektów słabo świecących, jak np. pojazdów kosmicznych. Przewiduje się, że produkcja tych największych zwierciadeł kwarcowych, jakie kiedykolwiek wykonano, zajmie około 6 do 8 miesięcy.

Szybki reaktor w Dounreay

Wkrótce rozpocznie się w Dounreay pełny rozruch reaktora jądrowego pracującego na szybkich neutronach. Badania nad szybkimi reaktorami są głównym tematem prac tego ośrodka reaktorowego. Wspomniany reaktor osiągnął stan krytyczny już w listopadzie 1950 r., lecz tymczasowo przeprowadzano próby przy niskich poziomach mocy. Wkrótce reaktor rozpocznie pracę w zakresie mocy megawatowych.

Impulsowa aparatura rentgenowska dużej mocy

Firma Zenith Radio Corporation wyprodukowała impulsową aparaturę rentgenowską dostarczającą 1 mikrosekundowe impulsy promieniowania X dużej mocy. Natężenie prądu w impulsie wynosi 130 A. Najwyższe napięcie, pod jakim może pracować lampka rentgenowska, wynosi 150 kV. Aparatura przewidziana jest między innymi do wykonywania zdjęć kinematograficznych szybko przebiegających procesów, których bezpośrednio obserwować nie można.

Sekcja fizyki ciała stałego w Harwell

W Harwell utworzono sekcję fizyki ciała stałego w celu wykorzystania środków, jakimi dysponują laboratoria jądrowe w tym ośrodku. W szczególności chodzi o badania nad ugięciem i rozproszeniem neutronów na ciałach stałych. Sekcją kieruje W. M. Lomer. W skład sekcji wchodzi trzy grupy badawcze, pracujące nad różnymi zagadnieniami. Grupa pierwsza, pod kierunkiem G. E. Bacona, pracuje w dziedzinie krystalografii neutronowej ze szczególnym uwzględnieniem struktury magnetycznej ciał stałych. Grupa druga, kierowana przez R. D. Loudęgo, zajmuje się dynamiką kryształów; grupa trzecia, w której przewodniczy A. D. Le Claire, stosuje technikę atomów znaczonych oraz technikę rezonansową do badania różnych właściwości ciał stałych. Wkrótce utworzona zostanie czwarta grupa, badająca defekty w kryształach.

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej zawarła w styczniu 1961 r. setną z kolei umowę w sprawie wykonania prac badawczych z zakresu wykorzystania energii jądrowej. Kontrahentem MAEA jest tym razem Instytut Badań Jądrowych Czeskosłowackiej Akademii Nauk w Pradze. Program prac badawczych subwencjonowanych przez MAEA, a wykonywanych w laboratoriach i instytutach państw członkowskich datuje się od 1958 r.

Dotychczasowe kontrakty dotyczyły następujących problemów: a) usuwania odpadów promieniotwórczych (21 kontraktów z 11 krajami), b) ochrona biologiczna przed promieniowaniem jonizującym (21 kontraktów z 13 krajami), c) radiobiologia (29 kontraktów z 20 krajami), d) rozwój techniki izotopowej (8 kontraktów z 8 krajami), e) energetyka jądrowa i zastosowanie izotopów w rolnictwie i medycynie (21 kontraktów).

Setna umowa tego rodzaju zobowiązuje Instytut Badań Jądrowych Czechosłowackiej Akademii Nauk do przeprowadzenia badań fizykochemicznych nad zjawiskiem promieniotwórczego skażenia gleb przez ciekłe odpady o niskiej aktywności, które zazwyczaj są ubocznym produktem zakładów przemysłowych, stosujących substancje promieniotwórcze i laboratoriów radiochemicznych. Problem usuwania ciekłych odpadów promieniotwórczych następuje w niektórych krajach o niekorzystnych warunkach geograficznych i geologicznych bardzo duże trudności. Istnieje projekt nasycania takimi niskoaktywnymi odpadami pewnych pokładów geologicznych, które byłyby w stanie związać je w sposób trwały. Wspomniany wyżej kontrakt dotyczy właśnie szczegółowych opracowań tego projektu.

15 tysięcy fizyków w przemyśle amerykańskim

Biuro Statystyki przy amerykańskim Departamencie Pracy ogłosiło biuletyn dotyczący naukowego i technicznego personelu, zatrudnionego w prywatnym przemyśle Stanów Zjednoczonych. Spis ten, sporządzony z początkiem 1959 r. dla potrzeb Narodowego Funduszu Naukowego (National Science Foundation) objął ogółem 47 500 przedsiębiorstw, zatrudniających personel naukowy i techniczny. Wśród 764 tysięcy osób znajduje się 615 tysięcy inżynierów i 149 tysięcy pracowników nauko-

wych, w tym 72 tysiące chemików, 18 tysięcy biologów, 15 tysięcy fizyków, 15 tysięcy naukowców, reprezentujących nauki geologiczne i 29 tysięcy innych specjalistów. Porównanie wyników ostatniego spisu z poprzednimi spisami wskazuje na to, że najszybciej wzrasta obecnie liczba zatrudnionych matematyków (17% rocznie), a najmniej chemików (3% rocznie).

IX Kolokwium Spektroskopowe

IX Międzynarodowe Kolokwium Spektroskopowe odbyło się w czerwcu 1961 r. w Lyonie i zostało poświęcone metodom spektralnym, mającym zastosowanie w analizie chemicznej. Obrady toczyły się w sekcjach: widm atomowych, widm drobinowych i metod rezonansu jądrowego.

Reaktor dla Jugosławii

W kwietniu 1961 r. Rada Wykonawcza Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej rozpatrywać będzie wniosek rządu jugosłowiańskiego w sprawie przydziału dla Jugosławii reaktora jądrowego typu *Triga Mark II* oraz zapasu materiału rozszczepialnego w formie wzbogaconego uranu (20% izotopu U 235) zawierającego ogółem 2,62 kg uranu 235. Rząd Jugosławii pragnie zainstalować ten reaktor w Instytucie Jądrowym „Jozef Stefan“ w Lubljanie. Reaktor typu *Triga Mark II* wyprodukowany przez amerykańską firmę „General Dynamics Corporation“ jest reaktorem małej mocy (100 kW) przeznaczonym do celów badawczych i szkoleniowych. Strumień neutronów osiąga wartość $4 \cdot 10^{12}$ neutronów/cm² sek. Podobna transakcja, w której MAEA pośredniczyła między nabywcą a producentem reaktora, miała miejsce w ubiegłym roku, kiedy to Finlandia zakupiła reaktor w Stanach Zjednoczonych, o czym informowaliśmy w ostatniej Kronice.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Oddział Warszawski

Skład osobowy Zarządu Oddziału Warszawskiego PTF (stan z marca 1961 r.) przedstawia się następująco:

Przewodniczący	— prof. dr Witold Łaniecki
Wiceprzewodniczący	— dr Roman Mierzecki
Skarbnik	— dr Edmund Igras
Sekretarz	— mgr Teresa Saniewska
Sekcja dydaktyczna	— mgr Aniela Nowicka
Sekcja popularyzatorska	— mgr Andrzej Filipkowski
Sekretarz techniczny	— mgr Kazimiera Misiewska

W okresie od 1. I. 1959 r. do 31. XII. 1960 r. w Oddziale Warszawskim PTF odbyło się ogółem 59 zebrań naukowych, w czasie których wygłoszono następujące referaty:

9. I. 1959. Mgr Z. Moroz — *Pomiar momentu magnetycznego mezonu μ* ; mgr D. Trynkowska — *Badanie poziomów energetycznych ^3He* ; dr H. Rzewuski — *Wyznaczanie energii wiązania atomów Ge i Si w sieci krystalicznej*.

16. I. 1959. Prof. H. Laneman — *Korelacja β - γ z rezonansowym rozpraszaniem γ* ; mgr S. Ugniewski — *Statystyczne badania nad twórczością naukową*.

23. I. 1959. Mgr T. Rzeszot — *Awaria reaktora w Vinca*; mgr E. Skrzypeczak — *Pomiar masy Λ^0* .

20. II. 1959. Mgr J. Żylicz — *Widmo γ ^{199}Hg* ; mgr A. Zaręba — *Jonizacja zderzeniowa w germanie*.

27. II. 1959. Prof. H. Laneman — *Polaryzacja kołowa promieniowania γ* ; mgr M. Gryziński — *Przyczynek do teorii powstawania supernowych*.

6. III. 1959. Dr P. Jaszczyzn — *Przekazywanie energii w fosforach krystalicznych*.

13. III. 1959. Dr W. Kusch — *Jądrowa absorpcja mezonów μ* .

20. III. 1959. Prof. dr Robinson — *Problemy grawitacji*; mgr P. Zuprański — *Dyfrakcja w czasie*.

3. IV. 1959. Prof. dr L. Sosnowski — *Masery*; prof. dr L. Natanson — *Moda w fizyce*.

10. IV. 1959. Mgr J. Wojtkowska — *Otrzymywanie monoenergetycznych promieni γ* ; mgr S. Kosek — *Spektroskopowy pomiar temperatury w Sceptre*.

17. IV. 1959. Mgr E. Skrzypeczak — *Masy mezonów K^0 , \bar{K}^0 , K^+ , K^-* ; mgr R. Sosnowski — *Nowe prace nad niezmienniczością względem odwrócenia czasu w oddziaływaniach silnych*.

24. IV. 1959. Prof. S. Rosenthal — *Komplementarność w fizyce atomowej*.

8. V. 1959. Prof. dr E. Grillot — *Fluorescencja*.

15. V. 1959. Mgr A. Filipkowski — *Kilka przypadków hyperonów Ξ wytwarzanych sztucznie*; mgr R. Sosnowski — *Odstępstwa od rozkładu Fermiego w widmie β* .

22. V. 1959. Mgr J. Żylicz — *Badanie widm β i γ produktów tantalu*; mgr T. Domański — *Obecny stan prac nad liniowym akceleratorem protonów*.

29. V. 1959. Mgr P. Zieliński — *Metoda modulacji ciśnienia przy pomiarach absorpcji w podczerwieni*.

5. VI. 1959. Mgr P. Rondio — *Przekrój czynny reakcji $\bar{\nu} + p \rightarrow \beta^+ + n$* ; mgr R. Gajewski — *Interferencyjne promieniowanie hamowania*.

30. IX. 1959. Prof. I. M. Frank — *Optyka poruszających się źródeł światła*.

2. X. 1959. Prof. W. I. Weksler — *Stan obecny problemu akceleracji cząstek naładowanych*.

9. X. 1959. Mgr J. Turkiewicz — *Potencjalne rozpraszanie neutronów*; prof. D. O'Connor — *Rozpraszanie zimnych neutronów w wodzie*.

16. X. 1959. Prof. M. P. Sołowiow i M. M. Kulumin — *24-litrowa komora propanowa i pierwsze prace wykonane na niej z wiązką mezonów o energii rzędu GeV*.

23. X. 1959. Prof. L. Sosnowski — *Ważniejsze prace przedstawione na konferencji poświęconej metodom detekcji i analizy promieniowania* (Sztokholm, sierpień 1959 r.).
6. XI. 1959. Prof. U. Facchini — *Reakcje jądrowe przez jądro złożone i reakcje przez oddziaływanie bezpośrednie.*
13. XI. 1959. Dr K. Rosiński — *Modulacja fluorescencji rezonansowej częstością laserową.*
20. XI. 1959. Mgr A. Filipkowski — *Hyperfragmenty Σ* ; mgr P. Zuprański — *Nabój protonu, elektronu i neutronu.*
27. XI. 1959. Mgr J. Bielewicz — *Zamiana energii rozszczepienia na energię elektryczną.*
4. XII. 1959. Mgr M. Gryziński — *Ograniczenie plazmy polem szybkozmiennym*; mgr C. Dąbrowski — *Badania z zakresu odwracalności czasu* (Simms i Steffen).
18. XII. 1959. Mgr Z. Ryll — *Rozpraszanie jądrowe promieni γ .*
8. I. 1960. Prof. dr L. Sosnowski — *Nowe potwierdzenie eksperymentalne szczególnej teorii względności*; mgr J. Żylicz — *Jądro odkształcone o nieosiowej symetrii.*
15. I. 1960. Mgr R. Sosnowski — *Osiem przypadków nowych cząstek „dziwnych“ (mezony D^\pm).*
22. I. 1960. Dr P. Zieliński — *Analiza statystyczna cząstek o energii większej od 10^{12} eV w emulsjach jądrowych* (praca prof. M. Mięśowicza, doc. Gieruli i dr P. Zielińskiego).
19. II. 1960. Doc. dr Z. Wilhelmi — *Z mego pobytu w Stanach Zjednoczonych.*
26. II. 1960. Mgr A. Filipkowski — *Możliwość wiązania hyperonu Ξ w jądrze*; mgr A. Wróblewski — *Pierścienie Van Allena.*
4. III. 1960. Mgr C. Dąbrowski — *Polaryzacja promieniowania rezonansowego 57Fe* ; mgr J. Zakrzewski — *Z mego pobytu w H. H. Wills Laboratory w Bristolu.*
11. III. 1960. Dr A. Wolska — *Rekombinacja powierzchniowa w germanie typu p.*
18. III. 1960. Dr R. Mierzecki — *Struktura subtelną linii rayleighowskiej* (Fabieliński i inni); mgr E. Skrzypczak — *Wyznaczanie parzystości mezonu π .*
25. III. 1960. Prof. dr W. Królikowski — *Prace warszawskie dotyczące silnych oddziaływań.*
1. IV. 1960. Mgr R. Sosnowski — *Możliwości doświadczalne stwierdzenia istnienia neutrina μ -mezonowego*; mgr S. Rałuszkiewicz — *Efekt Faradaya w półprzewodnikach.*
8. IV. 1960. Dr K. Rosiński — *Dudnienia świetlne jako wskaźnik struktury atomowych poziomów energetycznych*; mgr M. Moroz — *Polaryzacja neutronów w reakcjach $(d+d)$; $(d+t)$.*
22. IV. 1960. Mgr M. Gryziński — *Wytwarzanie stabilnej gorącej plazmy w małej objętości*; mgr A. Filipkowski — *Czy istnieje stan wzbudzony barionu w reakcji K^-D^0 ?*
29. IV. 1960. Prof. dr Ostermann — *Bezrdzeniowe akceleratory.*
6. V. 1960. Mgr E. Skrzypczak — *Produkcja i rozpad antyhiperonów Σ* ; mgr S. Kosek — *Rezonans jądrowy w słabych polach magnetycznych.*
13. V. 1960. Mgr A. Wróblewski — *Doświadczalne potwierdzenie reguły $\Delta T = 1/2$* ; mgr H. Laneman — *Pomiar przesunięcia ku czerwieni w oparciu o zjawisko Mössbauera.*
20. V. 1960. Mgr R. Sosnowski — *Analiza anormalnych wypadków wiązań cząstki neutralnej (poszukiwanie cząstki D^0)*; dr P. Zieliński — *Analiza rozkładów katowych cząstek z oddziaływań jądrowych najwyższej energii.*
27. V. 1960. Prof. dr A. Kastler — *Magnetic Resonance and Relaxation Study on Atomic Ground States.*
3. VI. 1960. Mgr R. Sosnowski — *Pozorna masa fotonu*; mgr R. Sosnowski — *O zagadnieniu modulacji i dudnieniach w przejściach kwantowych.*
2. VI. 1960. Prof. dr W. Szymanowski — *Elektrografia* (odczyt zorganizowany przez OWPTF).
7. X. 1960. Prof. dr L. Sosnowski — *Laser — spójne źródło światła*; doc. dr T. Skałiński — *Metody uzyskiwania największych linii elektronowego rezonansu magnetycznego.*
14. X. 1960. Mgr J. Żylicz — *Promieniowanie pozytonowe helu 166 w świetle teorii Dawydowa*; dr P. Zieliński — *Analiza statystyczna zderzeń jądrowych o energii większej od 10^{12} eV.*

21. X. 1960. Prof. dr J. Pniewski — *Emisja powolnych fragmentów w zderzeniach wysokich energii.*

28. X. 1960. Dr M. Suffczyński i mgr J. Kołodziejczyk — *Konferencja z dziedziny fizyki półprzewodników w Pradze.*

4. XI. 1960. Mgr C. Dąbrowski — *Struktura nadształta promieni γ uwarunkowana oddziaływaniem kwadrupolowym sieci krystalicznej*; dr A. Tramer — *Wpływ pola wewnętrznego na widmo oscylacyjne kryształów.*

11. XI. 1960. Doc. dr J. Gierula — *Z mego pobytu w Uniwersytecie w Chicago w laboratorium prof. M. Scheina.*

18. XI. 1960. Dr Z. Szymański — *Sily kwadrupolowe i sily „pairing“ w jądrach atomowych*; mgr A. Filipkowski — *Dane doświadczalne świadczące o niezachowaniu parzystości w silnych oddziaływaniach.*

25. XI. 1960. Dr T. Figielski — *Diody tunelowe*; mgr A. Wróblewski — *Nowe wyniki badania rozpraszania elektronów na protonach.*

2. XII. 1960. Prof. dr J. Werle i prof. dr W. Królikowski — *Konferencja w Rochester (wybrane zagadnienia).*

9. XII. 1960. Mgr A. Feltynowski i mgr L. Łukaszuk — *Znaczenie potencjału elektromagnetycznego w teorii kwantów; ewentualne zastosowanie w optyce fazowej.*

16. XII. 1960. Doc. dr A. Zawadzki — *Pochodzenie promieniowania kosmicznego.*

Ponadto wygłoszono 22 odczyty popularne dla młodzieży szkolnej oraz 9 odczytów popularnych dla szerszej publiczności. Frekwencja na odczytach popularnych wahała się w granicach od 200 do 500 osób.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr J. ROLIŃSKI
Doc. dr T. SKALIŃSKI

Sekretarz
Dr D. FRĄCKOWIAK

Skarbnik
Doc. dr M. MAJEWSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk - Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI
Gliwice - Prof. mgr IRENA POSTĘPSKA
Kraków - Doc. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ
Lublin - Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź - Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań - Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
Szczecin - Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń - Dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Warszawa - Prof. dr WITOLD ŁANIECKI
Wrocław - Prof. dr JÓZEF MAZUR

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

TREŚĆ

W. Rubinowicz — Erwin Schroedinger	385
B. Średniawa — W dwudziestą rocznicę śmierci prof. Witolda Wilkosza	389
M. J. Moravcsik — Fizyka wysokich energii (<i>tłum. B. Średniawa</i>)	393
M. L. Goldberger — Słabe oddziaływania (<i>tłum. Walerian Majewski</i>)	403
W. A. McKinley — W poszukiwaniu długości elementarnej w fizyce mikroscopowej (<i>tłum. B. Olszewski i K. Wojciechowski</i>)	415
J. Szpilecki — Zastosowanie elektrodynamiki relatywistycznych elektronów w technice fal submilimetrowych i milimetrowych	423
A. Kawski — Depolaryzacja fotoluminescencji roztworów	443
J. A. Janik — Neutrony jako narzędzie badań mechanizmu autodyfuzji w cieczech	467
RECENZJE	
Mieczysław Subotowicz — Astronautyka (B. Średniawa)	477
L. Landau i E. Lifszyc — Elektrodynamika ośrodków ciągłych (B. Średniawa)	478
V. Angerer-Ebert — Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen (A. Kisiel)	479
H. Pfeifer — Elektronisches Rauschen (O. Daszkiewicz)	480
KRONIKA	483

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI” — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch”, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki”.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch”, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

28-56-24 Syren