

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 27
ZESZYT 2
1976

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JAROSŁAW PIASECKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Prof. dr ANDRZEJ BIAŁAS
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI
Mgr HENRYK KACZOREK
Doc. dr ADAM KUJAWSKI
Prof. dr JAN STANKOWSKI

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ
Doc. dr TOMASZ HOFMOKL
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (*Gdańsk*)
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)
Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)
Doc. dr hab. BOGDAN ADAMCZYK (*Lublin*)
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)
Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)
Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)
Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)
Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)
Doc. dr hab. ANIELA WOLSKA (*Warszawa*)
Doc. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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 27, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1976

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. rzecz. PAN,
Członkowie — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Zygmunt Ajduk

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

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

Nakład 2750 + 120 egz. Ark. wyd. 7,5. Ark. druk. 6
Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 80 g.
Oddano do składania w grudniu 1975
Podpisano do druku w kwietniu 1976
Druk ukończono w kwietniu 1976
Zam. 1100/75. P-23. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Józef Hurwic

Laboratorium Chemii Dielektryków
Uniwersytet Prowansji
Marsylia

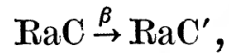
Kazimierz Fajans (1887—1975) **Współtwórca nauki o promieniotwórczości**

18 maja 1975 r., dziewięć dni przed ukończeniem 88 lat, zmarł w Ann Arbor, w Stanach Zjednoczonych Ameryki, wielki uczony, Kazimierz Fajans, który licznymi więzami pozostawał w łączności z Polską.

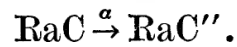
Urodził się 27 maja 1887 r. w Warszawie. Po ukończeniu tutaj gimnazjum wyjechał na studia chemiczne do Niemiec. Odbywał je w Lipsku i Heidelbergu, a po uzyskaniu w 1909 r. doktoratu, pogłębiał w Szwajcarii w Zurychu. Jego nauczycielami akademickimi byli wybitni chemicy tamtych czasów: Wilhelm Ostwald, Georg Bredig i Richard Willstätter. Chemia była przedmiotem głównym jego studiów, ale jako przedmiot uboczny wybrał fizykę. Przygotowując na seminarium Philippa Lenarda referat o badaniach cząstek α , prowadzonych w 1908 r. przez Rutherforda i Geigera, bliżej się zainteresował promieniotwórczością. W Zurychu uzupełniał swoją znajomość fizyki, słuchając wykładów młodego, ale już sławnego Alberta Einsteina. Wreszcie na rok akademicki 1910—11 wyjeżdża do laboratorium Ernesta Rutherforda w Manchesterze. W ten sposób znalazł się w centrum badań, które doprowadziły Rutherforda do odkrycia jądra atomowego. W dniu 7 marca 1911 r. Fajans był obecny na historycznym posiedzeniu Manchesterskiego Towarzystwa Filozoficznego, gdy Rutherford po raz pierwszy zakomunikował o tym swoim podstawowym odkryciu.

W tym laboratorium Fajans rozpoczyna badania promieniotwórczości. Z przybliżonej reguły empirycznej Geigera i Nuttalla wynikało, że podobnie jak w szeregu promieniotwórczym urano-radowym RaA, produkt przemiany emanacji radowej, produkty AcA przemiany emanacji aktynowej w szeregu urano-aktynowym i ThA — przemiany emanacji torowej w szeregu torowym, powinny być bardzo krótkotrwałe. Fajans wraz z Henrym G. Moseleyem potwierdzili ten wniosek wyznaczając okresy połowicznego zaniku tych radionuklidów. Następnie Fajans odkrył pierwszy wypadek rozwidlenia szeregu

promieniotwórczego: mała część ogólnej liczby atomów RaC, równoległe z główną przemianą



ulega przemianie



Po powrocie w r. 1911 do Niemiec Fajans, objawszy początkowo stanowisko asystenta, a następnie docenta na Politechnice w Karlsruhe, kontynuuje tak znakomicie zainicjowane pod kierunkiem Rutherforda badania promieniotwórczości.

Badając w 1912 r. zmiany elektrochemicznych właściwości pierwiastków w wyniku przemian promieniotwórczych, dokonuje swego najbardziej znanego odkrycia: prawa przesunięć promieniotwórczych [1, 2]. Obecnie, gdy znamy skład jądra atomowego i mechanizm przemian α i β , nawet początkujący student z łatwością wyprowadzi to prawo. W owym jednak czasie ustalenie go wymagało niezmiernie żmudnej i wnikliwej analizy danych doświadczalnych dotyczących chemicznego zachowania się poszczególnych pierwiastków.

Odkryte przez Fajansa prawo odegrało doniosłą rolę w dalszym rozwoju nauki o promieniotwórczości. Na początku drugiego dziesięciolecia naszego wieku znano ponad trzydzieści różnych rodzajów atomów promieniotwórczych, które uważano za odrębne pierwiastki, podczas gdy liczba wolnych miejsc w układzie okresowym pierwiastków między ołowiem i uranem była znacznie mniejsza. Prawo przesunięć promieniotwórczych usunęło wszystkie wątpliwości na ten temat, wyznaczając każdemu z tych radionuklidów określone miejsce w tablicy Mendelejewa. Zespół nuklidów zajmujących to samo miejsce w układzie okresowym Fajans nazwał plejadą. Nieco później Frederick Soddy określił poszczególne nuklidy jednej plejady jako różne izotopy tego samego pierwiastka. Nawiasem mówiąc, nazwa „izotop” nie pochodzi od samego Soddy’ego, lecz od lekarki angielskiej Margaret Todd, która mu ją podsunęła.

Prawo przesunięć promieniotwórczych otworzyło Fajansowi drogę do dalszych ważnych odkryć.

Nuklid $\text{U}_{11} \equiv {}^{234}_{92}\text{U}$ uważano za produkt przemiany β uranu X będącego izotopem toru ($Z = 90$). Według prawa Fajansa, przemiana ta powinna jednak wytwarzać pierwiastek Nr 91, umieszczony w układzie okresowym pod tantalum. Istotnie, Fajans wraz ze swym współpracownikiem O. Göhringiem, wykazali, że to, co uważano za uran X, jest w rzeczywistości mieszaniną dwóch nuklidów promieniotwórczych, UX_1 i UX_2 , z których tylko jeden jest izotopem toru: $\text{UX}_1 \equiv {}^{234}_{90}\text{Th}$, UX_2 zaś należy do pierwiastka Nr 91, dotąd nieznanego. W ten sposób Fajans z Göhringiem odkryli nowy pierwiastek [3], przewidziany pod nazwą ekatantalu przez Mendelejewa. Ze względu na krótki okres połowicznego zaniku tego nuklidu (1,13 min) odkrywcy nadali nowemu pierwiastkowi nazwę „Brevium” (*brevis* — krótki, po łacinie). Pięć lat później Otto Hahn i Lise Meitner odkryli trwalszy izotop tego pierwiastka, który nazwali pro-

taktynem. Tę właśnie nazwę nowego pierwiastka ostatecznie przyjęto. Należy zaznaczyć, że do odkrycia protaktynu doszli, niezależnie od wymienionych odkrywców, Soddy z Cranstonem. Otrzymany z UX_1 , w wyniku przemiany β , nuklid $UX_2 \equiv {}^{234}_{91}\text{Pa}$ przekształca się z kolei w dalszej przemianie β w U_{II} .

Opierając się na prawie przesunięć promieniotwórczych Fajans przewidział, że ołów powstający w trzech różnych naturalnych szeregach promieniotwórczych powinien mieć różną masę atomową (liczbę masową). W istocie, dokładne pomiary wykazały, że końcowe człony tych trzech rodzin promieniotwórczych: RaG, ThD i AcD stanowią trzy różne izotopy ołowiu. W ten sposób Fajans rozciągnął pojęcie izotopii również na nuklidy trwałe.

Prawo przesunięć promieniotwórczych nazywa się często prawem Fajansa i Soddy'ego. Nasuwa się pytanie, jaki jest udział Soddy'ego. Soddy w swojej monografii poświęconej pierwiastkom promieniotwórczym, ogłoszonej w r. 1911 [4], wymienia wprawdzie kilka wypadków cofnięcia się pierwiastka, w wyniku rozpadu α , o dwie grupy w układzie okresowym. Nie uważa jednak tego za regułę ogólną i w ogóle nie wymienia przemiany β . Prawo przesunięć sformułował on dopiero w publikacji późniejszej [5], którą redakcja otrzymała 18 lutego 1913 r., już po ukazaniu się publikacji Fajansa (15 lutego 1913 r.) [1, 2] i z powołaniem się na te publikacje. Zestawiając te daty, znany fizyk radziecki, Ilija Frank, przyznaje pierwszeństwo Fajansowi [6]. W liście prywatnym Franka do Fajansa z dn. 26 lutego 1975 r., udostępnionym mi przez adresata za zgodą nadawcy i z którego uprzejmym zezwoleniem publikuję tę wypowiedź, czytamy: „...Kwestia Pańskiego pierwszeństwa jest dla mnie zupełnie oczywista. Powszechnie przyjęto, że o pierwszeństwie decyduje data nadesłania do druku. W danym wypadku Soddy powołuje się na Pański artykuł już opublikowany, zawierający pełne sformułowanie praw przesunięć, tzn., że jego praca jest nie tylko późniejsza, ale i nie może być traktowana jako niezależna...”.

Gwoli ścisłości należy dodać, iż poza Fajansem i Soddy'm, zagadnieniem przesunięć promieniotwórczych zajmowali się Georg v. Hevesy i A. S. Russel. Ten ostatni zresztą przypuszczał, że zarówno przemiany α , jak i β mogą powodować przesunięcia w prawo i w lewo, co jest, oczywiście, błędne.

Prawo przesunięć promieniotwórczych weszło do wszystkich monografii i podręczników omawiających promieniotwórczość, nawet licealnych. Fajans opowiada [7], że gdy w 1958 r. po zwiedzeniu zamku w Kórniku złożył w księdze gości swój podpis, młody człowiek, oprowadzający wycieczkę, ze zdziwieniem oświadczył: — „Ja się uczyłem w gimnazjum Pańskiego prawa, ale nam nie mówiono, że Pan jeszcze żyje”.

Już po odkryciu praw przesunięć Fajans szukał związku między trwałością poszczególnych izotopów danego pierwiastka a ich liczbą masową, używając dzisiejszej terminologii. Doszedł w ten sposób do następujących zależności: trwałość izotopów α -promieniotwórczych danego pierwiastka rośnie wraz z ich liczbą masową, trwałość zaś izotopów β -promieniotwórczych, przeciwnie, maleje ze wzrostem liczby masowej. Istnieją jednak pewne wyjątki od tej reguły, w odróżnieniu od prawa przesunięć, które jest zawsze słuszne.

Badania promieniotwórczości wymagały opracowania metod oddzielania i oczyszczania substancji promieniotwórczych, występujących w minimalnych ilościach. Zastosowano do tego celu bądź współstrącanie mikroskładnika promieniotwórczego z niepromieniotwórczym makroskładnikiem, bądź adsorpcję tego mikroskładnika na powierzchni już przedtem istniejącej fazy stałej. Fajans i niezależnie od niego Fritz Paneth zbadali warunki strącania i adsorbowania substancji promieniotwórczych. Badania te uzupełnił Otto Hahn. Wypływająca z tych badań reguła Fajansa, Panetha i Hahna odgrywa wielką rolę w radiochemii.

W 1917 r. powołano Fajansa na Katedrę Chemii Fizycznej w Monachium, gdzie począwszy od r. 1932 kieruje utworzonym dzięki dotacji Fundacji Rockefellera Instytutem Chemii Fizycznej.

Od r. 1919 głównym tematem badań Fajansa, teoretycznych i doświadczalnych, staje się budowa cząsteczek i kryształów. Ograniczę się tutaj do wzmiankowania o pracach termochemicznych i refraktometrycznych.

W tym samym numerze „Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft” z 5 grudnia 1919 r. ukazały się w wyniku uprzedniego porozumienia autorów trzy niezależne artykuły: Maxa Borna [8], Kazimierza Fajansa [9] i Fritza Habera [10] dotyczące energii sieci krystalicznej. Korelacja Borna, Fajansa i Habera, jak proponują nazwać tę zależność Morris i Short [11], należy do podstawowych osiągnięć termochemii. Z uzyskanych przez Fajansa i jego współpracowników różnorodnych danych doświadczalnych jak: ciepło sublimacji, ciepło hydratacji jonów itd., a przede wszystkim refrakcja, wyciąga on ważne wnioski o siłach wiązania chemicznego oraz deformacji jonów i cząsteczek.

Pod koniec 1935 r., wskutek prześladowań hitlerowskich, Fajans zmuszony jest opuścić Niemcy. Po krótkim pobycie w Cambridge w Anglii osiedla się w Ann Arbor, gdzie obejmuje katedrę na Uniwersytecie Michigańskim. Tam, nawiązując do pierwszego okresu swych badań, otrzymał wraz z A. F. Voigtem, przy użyciu cyklotronu, promieniotwórczy izotop ołowiu, razem zaś z W. H. Sullivanem nowy radioizotop renu. Głównie jednak kontynuował doświadczalne badania refraktometryczne z teoretyczną analizą wiązania chemicznego. Na podstawie bogatego materiału doświadczalnego opracował teorię kwantykuł [12]. Terminu „kwantykuła” użył po raz pierwszy w kwietniu 1943 r. na zjeździe Amerykańskiego Towarzystwa Chemicznego. Kwantykułami nazywa Fajans ugrupowane w pewien sposób (skwantowane) zespoły elektronów związane z jednym jądrem lub rdzeniem atomowym (jądro atomowe wraz z wewnętrznymi powłokami elektronowymi) bądź wielojądrowe. Teoria kwantykuł zasadniczą rolę w wiązaniu chemicznym przypisuje oddziaływaniom elektrostatycznym między kwantykułami i jądrami lub rdzeniami atomowymi.

W 1957 r. Fajans przechodzi na emeryturę, co mu jednak nie przeszkadza, aż do ostatnich tygodni przed śmiercią, w dalszym ciągu rozwijać teorię kwantykuł. Zacytuje tu pracę [13], która na podstawie tej teorii w interesujący sposób

tłumaczy osobliwości zachowania się cząsteczki F_2 w porównaniu z właściwościami odpowiednich cząsteczek innych chlorowców.

Kazimierz Fajans był pełen czaru osobistego. Wykładał błyskotliwie, z humorem. Do końca życia, mimo podeszłego wieku, zachował młodzieńczy umysł, nietknięty sklerozą. W ostatnich swych listach, pisanych, jak zawsze, równym, czytelnym pismem, bez śladów drżenia starczego, stwierdza z nutą smutku, że jego nogi już gorzej funkcjonują niż umysł.

Był laureatem licznych nagród, członkiem kilku akademii nauk i członkiem honorowym wielu towarzystw naukowych. M. in. w 1924 r. otrzymał, wraz z Bohrem, Bornem, Einsteinem, Rutherfordem, Marią Skłodowską-Curie i kilkoma innymi wielkimi uczonymi zagranicznymi, członkostwo Akademii Nauk ZSRR. Fajans, notabene, najdłużej spośród nich pozostał przy życiu. Warto też przypomnieć, iż w dniu 7 czerwca 1929 r. Fajans został wybrany członkiem czynnym Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Polskiej Akademii Umiejętności. W roku 1959 Polskie Towarzystwo Chemiczne mianowało go swym członkiem honorowym.

W 1956 r. Uniwersytet Michigański ufundował nagrodę Kazimierza Fajansa za najlepsze prace doktorskie z chemii. Burmistrz Ann Arbor ogłosił dzień 27 maja 1974 r., tj. dzień 87. urodzin Fajansa jako „Dzień Kazimierza Fajansa w Ann Arbor”.

Wymieńmy jeszcze raz prawa noszące jego imię: prawo Fajansa i Soddy’ego o przesunięciach promieniotwórczych, reguły radiochemiczne Fajansa, Panetha i Hahna, korelacja termochemiczna Borna, Fajansa i Habera. Zasługi naukowe Soddy’ego, Hahna, Borna i Habera zostały uwieńczone nagrodą Nobla. Na początku lat czterdziestych oczekiwano w środowisku naukowym, niemal z całkowitą pewnością, że wtedy Fajans otrzyma tę nagrodę. Wskutek jednak wydarzeń wojennych w ogóle w latach 1940—42 nie przyznano nagród Nobla, później zaś o Fajansie zapomniano.

Kazimierz Fajans, mimo iż cała jego kariera naukowa przebiegała poza Polską, był ściśle związany z krajem ojczystym, zawsze przyznając się do polskości. W rodzinie używał języka polskiego. Miał w Polsce krewnych. Liczni polscy pracownicy naukowcy odwiedzali go w Ann Arbor, gdzie ich gościnnie podejmował.

Gdy w dniu 20 października 1944 r. Polski Instytut Nauki i Sztuki w Nowym Jorku zorganizował w Columbia University posiedzenie dla uczczenia Marii Skłodowskiej-Curie w związku z 10. rocznicą jej zgonu, Fajans wygłosił referat o odkryciu radu, wydrukowany w 1967 r. w „Problemach” [14]. W maju i w czerwcu 1958 r. w kilku polskich ośrodkach uniwersyteckich przedstawił w obszernych referatach zasady teorii kwantykuł. W Warszawie poświęcił jej nawet cały cykl wykładów seminaryjnych dla pracowników nauki. W październiku 1967 r. wziął udział w Warszawie w międzynarodowym sympozjonie z okazji 100. rocznicy urodzin Marii Skłodowskiej-Curie. W niezmiernie interesującym odczycie podzielił się z uczestnikami sympozjonu swymi wspomnie-

niami wiążącymi się z dziejami nauki o promieniotwórczości. Odczyt ten, z pewnymi skrótami, zamieścił miesięcznik „Problemy” [7], następnie zaś przedrukowała radziecka „Priroda” [15]. Kazimierz Fajans nie był tylko biernym obserwatorem tych dziejów, lecz ich współtwórcą. Jego nazwisko weszło na zawsze do historii nauki.

Literatura

- [1] K. Fajans, *Phys. Z.* **14**, 131 (1913).
- [2] K. Fajans, *ibid.* **14**, 136 (1913).
- [3] K. Fajans, O. Göhring, *ibid.* **14**, 877 (1913).
- [4] F. Soddy, *The Chemistry of the Radioelements*, L. Green and Co. 1911.
- [5] F. Soddy, *Chem. News* **107**, 97 (1913).
- [6] I. M. Frank, *Priroda*, Nr 10/1973, s. 70.
- [7] K. Fajans, *Problemy* **24**, 392 (1968).
- [8] M. Born, *Verhandl. Deut. Phys. Ges.* **21**, 679 (1919).
- [9] K. Fajans, *ibid.* **21**, 714 (1919).
- [10] F. Haber, *ibid.* **21**, 750 (1919).
- [11] D. F. C. Morris, E. L. Short, *Nature* **224**, 950 (1969).
- [12] K. Fajans, *Kwantykulowa teoria wiązania chemicznego*, W porozumieniu z Autorem do druku przygotował J. Hurwic, PWT, Warszawa 1961.
- [13] K. Fajans, O. Johnson, *Chem. Phys. Letters* **9**, 95 (1971).
- [14] K. Fajans, *Problemy* **23**, 578 (1967).
- [15] K. Fajans, *Priroda*, Nr 10/1973, s. 74.

Włodzimierz Żuk

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
Lublin

Ośrodek Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie

The Institute of Physics Maria Curie-Skłodowska University in Lublin

Abstract: The article is devoted to the description of the history of foundation and present status of centre of physics M. Curie Skłodowska University in Lublin. The organization of the Institute of Physics and its scientific problematic is given.

1. Historia Ośrodka

Ofensywa 22 lipca 1944 roku oswobodziła Lublin, a wkrótce i całą Lubelszczyznę. Front na dłuższy czas zatrzymał się na Wiśle, na prawym zaś jej brzegu w wolnym Lublinie obrał swą tymczasową siedzibę Komitet Wyzwolenia Narodowego, znalazło się tu także szereg wybitnych przedstawicieli kultury i nauki polskiej, wysiedlonych ze zniszczonej i wciąż jeszcze okupowanej Warszawy.

1 września 1944 rozpoczęto naukę w szkołach podstawowych i średnich i jednocześnie wszczęto starania o utworzenie Uniwersytetu. Dnia 23 października 1944 uchwałą PKWN powołano nową i pierwszą w Polsce Ludowej uczelnię, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, odbyło się posiedzenie Senatu i wybrany został Rektor Uniwersytetu, znany zoolog Uniwersytetu Lwowskiego, prof. Henryk Raabe. Nowo utworzony Uniwersytet posiadał początkowo tylko 4 wydziały: Wydział Przyrodniczy, Lekarski, Rolny i Weterynaryjny. Wydziały humanistyczne istniały natomiast na Uniwersytecie Katolickim, który powstał w Lublinie jeszcze w okresie międzywojennym.

W skład Wydziału Przyrodniczego wchodziła Sekcja Fizyki reprezentowana przez Katedrę Fizyki. W tym czasie przebywał w Lublinie prof. Jan Błaton wraz ze swymi uczniami z tajnych kompletów, żoną Oleną, Janem Rzewuskim — obecnym profesorem Uniwersytetu Wrocławskiego i Jackiem Prentkim. Do zespołu tego dołączył się także wkrótce autor.

Skromne były początki zarówno nowo powstałej uczelni, jak też Katedry Fizyki. Lublin nie posiadał żadnej tradycji z tej dziedziny nauki, kadry, po-

mieszkań jak też aparatury. Początkowa działalność ograniczała się do prowadzenia przez profesora J. Blatona wykładów dla studentów biologii i medycyny oraz przez asystentów ćwiczeń w 2 salach gimnazjum Staszica. Oprócz sal ćwiczeniowych do dyspozycji Katedry oddano jeszcze dwa pokoje, gabinet profesora, pokój asystentów i prawo użytkowania auli służącej jednocześnie jako sala wykładowa dla innych specjalności. Zestawy ćwiczeń w pracowniach studenckich były bardzo skromne i w znacznej części pożyczone z pracowni fizycznych szkół średnich. Kilka podręczników fizyki, własność pracowników lub zakupionych w komisach, stanowiło zaczątek nowej biblioteki Zakładu.



Ryc. 1. Nowe budynki Instytutu Fizyki

W tak skromnych i trudnych warunkach rozpoczął swą działalność nowo powstały ośrodek fizyki w Lublinie. Początkowo była to działalność wyłącznie dydaktyczna, wkrótce jednak także i naukowa. Już w kilka miesięcy po rozpoczęciu pracy udało się uzyskać nowe pomieszczenie, zdobyć potrzebną aparaturę do podstawowych badań optycznych. Jeszcze w 1945 ukazała się w druku pierwsza w nowo utworzonym środowisku praca autora tego artykułu pt. *Fosforescencja kryształów KCl aktywowanych talem*. Wcześniej także nawiązano kontakty z innymi ośrodkami. Jeszcze w listopadzie 1944 roku prof. H. Raabe i kilku profesorów, a także autor tego artykułu wyjeżdżają do Moskwy. Uniwersytet im. Łomonosowa ofiarowuje dla Uniwersytetu Lubelskiego kilka mikroskopów i książki, w tym także podręczniki i czasopisma z fizyki.

Na jesieni 1945 roku przyjeżdża do Lublina prof. Stanisław Ziemecki i przejmuje kierownictwo Katedry Fizyki. Profesor Blaton do czasu swego wyjazdu do Krakowa prowadzi wykłady z fizyki teoretycznej. Po wyjeździe

prof. Blatona Katedrę Fizyki Teoretycznej obejmuje doc. Włodzimierz Urbański. Także kadra asystencka zostaje w międzyczasie silnie wzmocniona. Profesor Stanisław Ziemecki był znanym eksperymentatorem i dydaktykiem i w okresie swej działalności na Uniwersytecie, w latach 1945—1956 kosztem dużego nakładu pracy podniósł zarówno poziom nauczania, jak też stworzył podstawy pracy naukowej. W latach 1946—1947 trzykrotnie wyjeżdżamy z profesorem Ziemeckim w bardzo trudnych warunkach do Niemiec celem zdobycia niezbędnej aparatury. Wyniki wyjazdów były tak dobre, że część zakupionej aparatury UMCS przekazuje Uniwersytetowi Jagiellońskiemu w Krakowie i Uniwersytetowi Warszawskiemu. Staraniem także profesora Ziemeckiego w roku 1954 Fizyka otrzymuje nowy gmach, pierwszy budynek wzniesiony na terenie obecnego miasteczka akademickiego. Dopiero w 1963 roku udaje się zatwierdzić projekt dalszej rozbudowy gmachu fizyki. Rozbudowę tę zakończono w ubiegłym roku i obecnie Ośrodek Lubelski posiada wszelkie warunki do pracy naukowej i dydaktycznej, kwalifikowaną kadre, pomieszczenia i podstawową aparaturę.

2. Działalność naukowa

Druga połowa lat czterdziestych to okres podziwu świata dla energii atomowej i zainteresowania fizyką jądrową. Aktualna staje się tematyka związana z fizyką neutronową, problematyka kontrolowanej reakcji łańcuchowej, a także zagadnienia separacji izotopów i analizy izotopowej pierwiastków.

W roku 1946 rozpoczęto w Ośrodku budowę spektrometru mas, zaś w 1949 r. opublikowano już wyniki badań nad jonizacją gazów przeprowadzonych przy zastosowaniu tej aparatury. W połowie lat pięćdziesiątych ustala się już wyraźnie problematyka naukowa Katedry Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu, decydując o kierunku badań całego ośrodka. Jest nią fizyka jądrowa niskich energii, spektroskopia γ , β i spektroskopia mas. W zakresie tych specjalności szkoleni są pracownicy naukowcy za granicą, przy Katedrze powstaje pracownia Pełnomocnika Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej, nawiązane zostają kontakty naukowe z szeregiem placówek naukowych w kraju i za granicą. Własnymi środkami zbudowano podstawową aparaturę fizyki jądrowej, spektrometry β , γ , układy koincydencyjne i aparaturę do pomiaru korelacji kątowych γ — γ i γ — β .

W końcu lat pięćdziesiątych wysunięty zostaje projekt prowadzenia badań z zakresu fizyki niskich energii na rozdzielonych izotopach promieniotwórczych i celem jego realizacji rozpoczęto konstrukcję elektromagnetycznego separatora izotopów. Separator uruchomiono w 1963 wykorzystując go następnie także do innych badań, w szczególności nad oddziaływaniem jonów średnich energii z siecią krystaliczną ciała stałego. Rozwijane są również badania nad składem izotopowym pierwiastków i wyróżnieniem izotopowym pierwiastków lekkich, zachodzącym w przyrodzie w złożach geologicznych.

Dobre wyniki daje współpraca ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej. Stworzony tutaj zespół Katedry Fizyki Doświadczalnej przenosi własną aparaturę do Laboratorium Problemów Jądrowych prowadząc badania schematów rozpadu jąder krótkożyciowych metodą korelacji kątowych γ — γ . Jednocześnie pracownicy wyspecjalizowani w metodzie elektromagnetycznej separacji biorą udział w programie JASNAPP uzyskując następnie godne uwagi wyniki w metodzie elektromagnetycznej separacji i badań krótkożyciowych izotopów wytwarzanych przy użyciu synchrociklotronu.



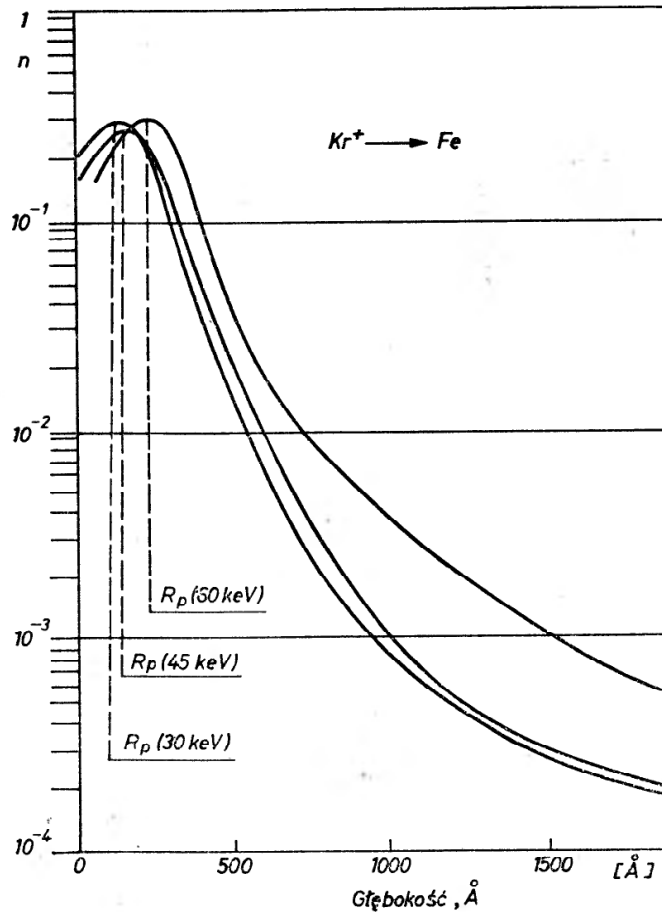
Ryc. 2a. Elektromagnetyczny separator mas (widziany od strony komory kolektora)

Równolegle z rozwijaniem badań eksperymentalnych prowadzone jest szkolenie w ośrodkach krajowych jak też zagranicznych pracowników Katedry Fizyki Teoretycznej w zakresie teorii jądra atomu.

Obok Katedry Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej istniała trzecia katedra, Fizyki Ogólnej, prowadząca szkolenie w sekcji nauczycielskiej. Kierownik Katedry prof. Armin Teske zajmował się historią fizyki i wydał cenne dzieła z tej dziedziny nauki, jak *Marian Smoluchowski — Życie i twórczość. Wybór prac z historii fizyki i filozofii nauki*, a także i inne.

Lata 1969—70 przyniosły szereg zmian. W wyniku przeprowadzonych habilitacji lub nominacji liczba samodzielnych pracowników wzrosła do siedmiu. W chwili obecnej w Ośrodku zatrudnionych jest 3 profesorów i 4 docentów. Znacznie wzrosła liczba pracowników z doktoratami. Na miejsce katedr powstał Instytut z 4 zakładami obejmującymi 11 zespołów naukowych. Wzrosła także

liczba pracowników Ośrodka do około 120, w tym połowa pracowników naukowo-dydaktycznych. Równocześnie wzrosło obciążenie dydaktyczne kadry. W ostatnich 2 latach przyjmowanych jest na 1 rok 150 kandydatów, 75 na sekcję nienauczycielską i 75 na nauczycielską. Wzrost liczby pracowników naukowo-dydaktycznych, liczby pracowników z doktoratem i samodzielnych jak też polepszenie warunków pracy w wyniku oddania nowych pomieszczeń pozwala jednak uzyskiwać dobre wyniki kształcenia tej, dość znacznej liczby studentów.



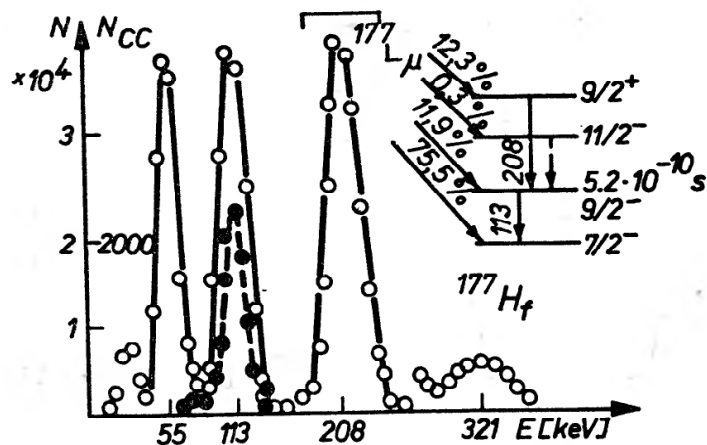
Ryc. 2b. Krzywe rozkładu zasięgu jonów ^{85}Kr w żelazie

W obecnej chwili istnieje 11 zespołów naukowych Instytutu Fizyki UMCS, których działalność określa profil naukowy Instytutu:

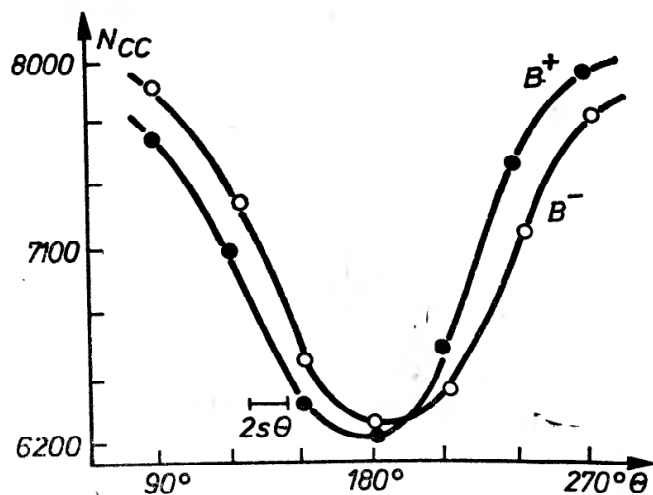
1. Zespół Teorii Jądra Atomowego,
 2. Zespół Słabych Oddziaływań w Fizyce Jądrowej,
 3. Zespół Fizyki Ciała Stałego,
 4. Zespół Teorii Ciała Stałego,
 5. Zespół Fizyki Stosowanej,
 6. Zespół Biofizyki,
 7. Zespół Termodyfuzji,
 8. Zespół Wyładowań w Gazach,
 9. Zespół Dydaktyki,
- i w końcu 2 zespoły reprezentujące jeszcze starą problematykę:
10. Zespół Spektroskopii Jądrowej,

11. Zespół Spektroskopii Mas i Elektromagnetycznej Separacji Izotopów.

Nie jest możliwe w tym artykule dokładne omówienie problematyki naukowej poszczególnych zespołów. Niemniej krótkie scharakteryzowanie problematyki przynajmniej niektórych zespołów wydaje się konieczne dla zaznajomienia czytelnika z profilem naukowym Instytutu Fizyki UMCS.

Ryc. 3a. Widmo proste i koincydencyjne ^{177}Hf

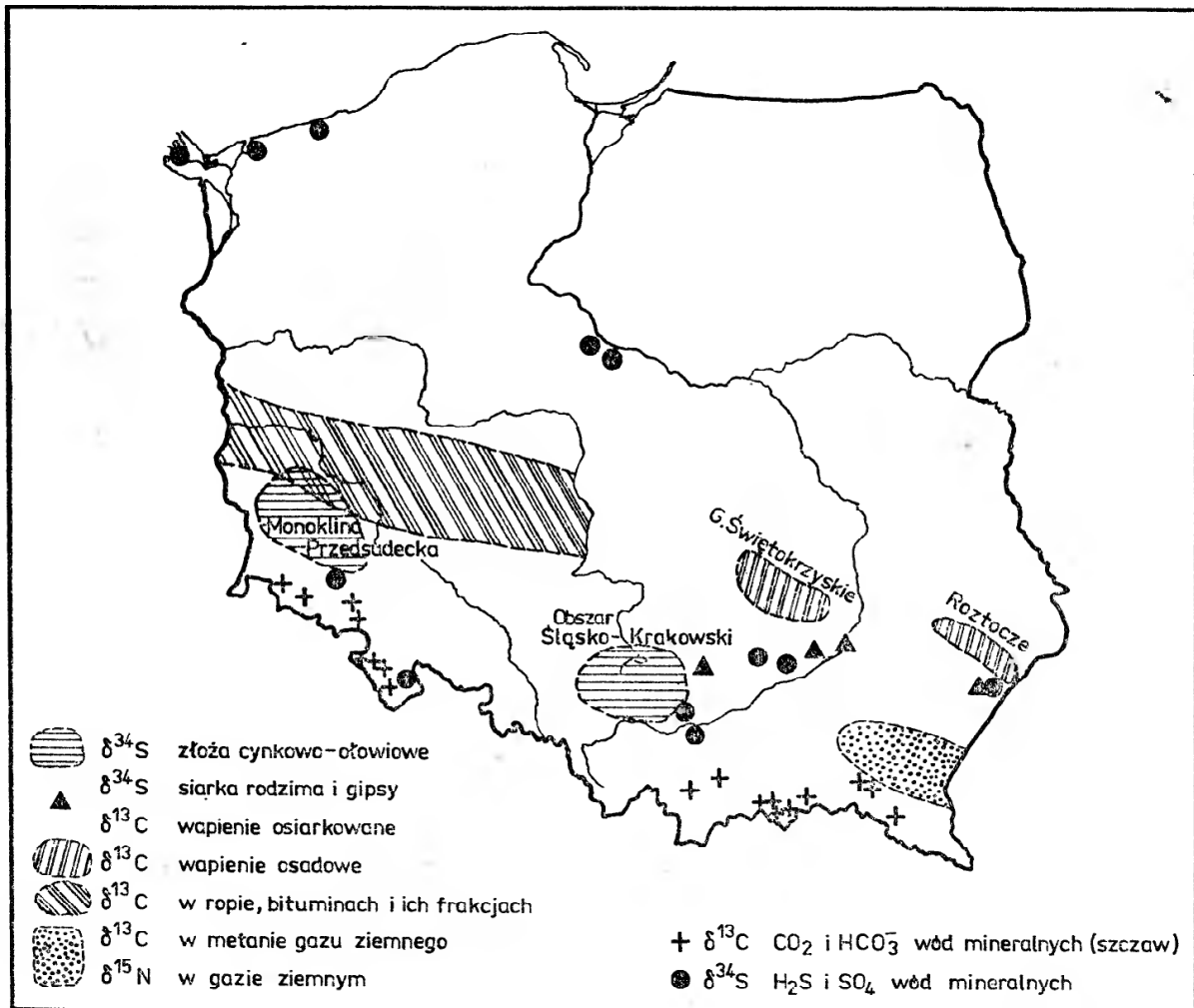
1. Z zakresu teorii jądra atomowego opracowywane są nowe schematy klasyfikacyjne konfiguracji nukleonów; czterocząstkowe korelacje nukleonów w jądrze, momenty magnetyczne oraz przejścia β w schemacie grupy symetrii R_5 . W programie badań przewidziana jest także teoria rozszczepienia jąder atomowych i mikroskopowa teoria parametrów masowych i elektrycznych jąder atomowych.

Ryc. 3b. Rozkład kątowy koincydencji 208—113 keV izotopu ^{177}Hf w tarczy Ni dla dwóch kierunków pola magnetycznego

2. Zespół Fizyki Ciała Stałego zajmuje się fizyką cienkich warstw Bi, Sb, Sn_{1-x} , PbTe, Te, przejściami fazowymi półmetal-półprzewodnik, mechanizmem rozproszenia prądu w cienkich warstwach Sb, domieszkowaniem półprzewodników, a także innymi problemami.

3. Zespół Teorii Ciała Stałego — emisją elektronów z półprzewodników w silnych polach elektromagnetycznych, emisją polową i fotopolową elektronów, tunelowaniem elektronów przez złącza.

4. Zespół Fizyki Stosowanej — określeniem cech dyfuzyjnych ziaren pszenicy, przekrojami czynnymi na jonizację atomów elektronami, badaniem nad oddziaływaniem echa na mowę jaskających się.



Ryc. 4. Z badań nad wyróżnieniem izotopowym pierwiastków lekkich w procesach geologicznych. Zaznaczono przebadane obszary Polski

5. Zespół Biofizyki zainteresowany jest w badaniach transportu przez błony plazmatyczne i złącza międzykomórkowe, badaniem własności elektrycznych błon komórkowych i własności bioelektrycznych glonów.

7. Zespół Termodyfuzji bada termodyfuzję gazów.

8. Zespół Wyładowań w Gazach i Zespół Dydaktyki bada wyładowanie jarzeniowe i zaburzenia rozchodzące się w płazmie wyładowania jarzeniowego. Podejmuje jednocześnie szereg ciekawych tematów związanych z procesem nauczania fizyki w szkole wyższej.

9. Zespół Spektroskopii Jądrowej prowadzi badania krótkożyciowych izotopów z obszaru ziem rzadkich przy zastosowaniu metody elektromagnetycznej

separacji izotopów. Metoda γ — γ korelacji zaburzonych wykorzystywana jest do wyznaczenia współczynnika g i wewnętrznych pól magnetycznych. Prowadzone są także badania nad warunkami tworzenia się pozytu w określonych ośrodkach molekularnych.

10. Zespół elektromagnetycznej separacji izotopów zainteresowany jest mechanizmem hamowania jonów w sieci krystalicznej i implantacją, oraz techniką separacji.

11. Zespół Spektrometrii Mas — wyróżnieniem izotopowym w złożach geologicznych, wyznaczaniem wieku złóż, a także badaniem termoemisji i jonizacji gazów.

W Ośrodku realizowane są 3 tematy węzłowe przez zespół elektromagnetycznej separacji izotopów i spektrometrii mas, tematy finansowane przez PAN i tematy resortowe.

W chwili obecnej Ośrodek rozporządza niezbędnymi do pracy dydaktycznej i naukowej pomieszczeniami oraz najniezbędniejszą aparaturą. Znaczny wzrost liczby zatrudnionych w latach ostatnich odmłodził kadrę naukową, co daje możliwości realizacji ambitnego, nowego programu naukowego. Wprawdzie w chwili obecnej problematyka naukowa nie może być uważana za zbyt jednolitą, niewątpliwie jednak z czasem ulegnie zawężeniu, co pozwoli na lepszą koncentrację wysiłków na niektórych kierunkach badań.

Potrzeby regionu, Lubelszczyzny, przyszłego zagłębia węglowego, jak też stworzone dotąd warunki, a szczególnie powstanie i rozwój wyspecjalizowanych kadr niewątpliwie dają podstawy dalszego rozwoju naukowego Ośrodka Fizyki UMCS.

Andrzej Szymacha

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Zunifikowane teorie oddziaływań słabych i elektromagnetycznych

Unified Theories of Weak and Electromagnetic Interactions

Abstract: This is an elementary introduction to the theory of weak and electromagnetic interactions. The starting point is not the local gauge invariance à la Yang–Mills, but the less abstract requirement of renormalizability. It is shown how this requirement, together with some simplicity arguments, leads to the Weinberg–Salam theory for leptons. It is also shown, how the concept of „charm” appears if one tries to include hadrons into the theory. The possible connection of charm with newly discovered particle of mass 3.1 GeV is indicated.

1. Wstęp

Już w latach trzydziestych, a więc wkrótce po stworzeniu nierelatywistycznej mechaniki kwantowej, zrozumiano, że właściwym aparatem do opisu oddziaływań cząstek relatywistycznych jest kwantowa teoria pola. Dostarczenie energii polu kwantowemu podnosi go na wyższe poziomy energetyczne, a to właśnie oznacza pojawienie się nowych cząstek (lub par), których nie było przed oddziaływaniem. Deekscytacja jednych pól a wzbudzenie innych odpowiada oczywiście procesowi przekształcania się wzajemnego cząstek, zjawiska tak bardzo charakterystycznego dla oddziaływań przy wysokich energiach. Gdy równania pól są liniowe, jak na przykład równania Maxwella w próżni, ich rozwiązania opisują swobodną propagację cząstek — w realistycznym więc przypadku musimy mieć w równaniach również człony nieliniowe. Jednakże nieliniowe równania cząstkowe, nawet dla liczbowych wielkości stanowią trudny problem matematyczny, tym bardziej w przypadku kwantowym, gdy równania te mają być spełnione przez niekomutujące na ogół ze sobą operatory pola. W istocie nikomu, jak dotychczas, nie udało się podać ścisłego rozwiązania żadnego, nawet modelowego, ale w pełni relatywistycznego, nieliniowego równania pola kwantowego w czterech wymiarach czasoprzestrzeni. Mimo więc ogromnej atrakcyjności podejścia do problemu oddziaływań cząstek elemen-

tarnych poprzez kwantową teorię pola, praktyczna przydatność tej idei jest poważnie ograniczona. Jest jednak jeden przypadek, kiedy nieliniowość równań nie jest taka straszna, a mianowicie wtedy, kiedy człon nieliniowy jest, w jakimś sensie, mały w porównaniu z członami liniowymi, a więc wtedy, kiedy możemy stosować rachunek zaburzeń. Co więcej, często sytuacja fizyczna, którą mamy opisać, jest jakby stworzona do podejścia perturbacyjnego. Oto przygotowujemy w akceleratorze wiązkę swobodnych cząstek o określonych pędach i spoczywającą tarczę. Przez długi czas, nim cząstki doleczą do tarczy, każda z tych grup cząstek podlega swobodnej propagacji. Na krótko, kiedy cząstki zbliżą się do siebie, ich ruch (w najogólniejszym sensie rozwoju stanu w przestrzeni Hilberta) modyfikowany jest owym nieliniowym członem, po czym znów mamy do czynienia z propagacją swobodnych cząstek — produktów reakcji. W celu wyznaczenia przekroju czynnego na daną reakcję teoretyk musi obliczyć amplitudę prawdopodobieństwa przejścia, z początkowego stanu kwantowego pól nieoddziałujących (odpowiadającego określonej liczbie swobodnych cząstek) do stanu końcowego znów swobodnych cząstek, pod wpływem zaburzenia, jakim jest oddziaływanie. Żeby móc w pełni posługiwać się analogią ze zwykłym rachunkiem zaburzeń znanym z mechaniki kwantowej, musimy uświadomić sobie, że równania pól uzyskujemy zawsze jako równania Eulera-Lagrange'a z pewnej zasady wariacyjnej. Teoria taka posiada więc zarówno lagranżian, jak i hamiltonian. Wszystkie człony kwadratowe w lagranżianie bądź hamiltonianie odpowiadają członom liniowym w równaniach (a więc swobodnej propagacji), a człony stopnia co najmniej trzeciego odpowiadają oddziaływaniu. W związku z tym mówimy o hamiltonianie swobodnym (niezaburzonym) i hamiltonianie oddziaływania. Interesujące nas amplitudy przejścia będą w najniższym rzędzie po prostu elementami macierzowymi hamiltonianu oddziaływania między stanami własnymi hamiltonianu swobodnego. Na przykład w elektrodynamice kwantowej hamiltonian oddziaływania ma postać:

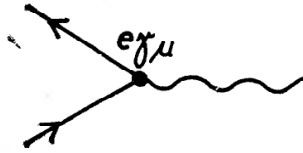
$$H_{\text{int}} = e \int d^3x \bar{\psi}(\vec{x}, t) \gamma_\mu \psi(\vec{x}, t) A^\mu(\vec{x}, t), \quad (1)$$

gdzie ψ jest operatorem pola elektronowo-pozytonowego, a A^μ jest operatorem czteropotencjału pola elektromagnetycznego. Ze względu na trójliniowy charakter tego oddziaływania, jest rzeczą jasną, że będzie on dawał nieznikające elementy przejścia jedynie dla następujących par stanów: $e \rightarrow e + \gamma$, $e + \gamma \rightarrow e$, $\bar{e} \rightarrow \bar{e} + \gamma$, $\gamma + \bar{e} \rightarrow \bar{e}$, $\bar{e} + e \rightarrow \gamma$, $\gamma \rightarrow \bar{e} + e$. Symbolicznie oddziaływanie takie przedstawiamy w postaci tzw. diagramu Feynmana (rys. 1). W zależności od tego, z której strony spojrzymy na powyższy diagram, dostajemy jeden z 6 wyliczonych wcześniej procesów.

Ze względu na zasadę zachowania czteropędu, żaden z owych procesów nie może być procesem rzeczywistym. Dlatego hamiltonian (1) dopiero w drugim rzędzie rachunku zaburzeń będzie prowadził do procesów fizycznych. Na przykład rozpraszanie dwóch elektronów na sobie będzie opisane diagramami z rys. 2, którym odpowiadają ściśle określone, proste wyrażenia analityczne.

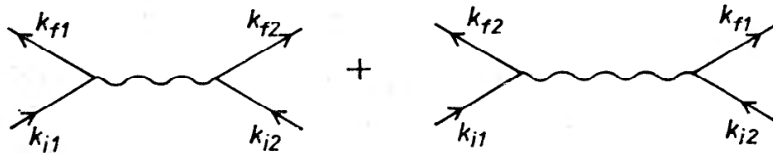
Mówimy, że oddziaływania elektromagnetyczne zachodzą „poprzez wymianę fotonu”.

Powyższe amplitudy są proporcjonalne do e^2 (dokładniej do $e^2/\hbar c \approx \frac{1}{137}$), dlatego mówimy, że oddziaływanie elektromagnetyczne jest słabe, a podejście perturbacyjne ma wielkie szanse powodzenia. Istotnie, znakomita większość



Rys. 1

procesów elektromagnetycznych (rozpraszanie elektronów, tworzenie par, efekt Comptona, promieniowanie atomów itd.) jest z bardzo dobrą dokładnością opisywana już w najniższym, nieznikającym rzędzie rachunku zaburzeń przez oddziaływanie (1). Niestety, sprawa nie przedstawia się tak różowo, jak mogłoby



Rys. 2

wynikać z dotychczasowego omówienia. Liczba $1/137$ nie jest znów taka bardzo mała, dokładność pomiarów optycznych i innych jest często znacznie większa niż 1% i dlatego konieczne jest uwzględnienie wkładów od wyższych rzędów rachunku zaburzeń. I tu pojawiają się zasadnicze problemy.

2. Renormalizacja

Obliczone zgodnie z jednoznacznie narzuconymi przez rachunek zaburzeń regułami amplitudy, np. amplituda procesu z rys. 3a, okazują się nieraz nieskończone. W przeciwieństwie do powyższej, np. amplituda z rys. 3b jest



Rys. 3.

skończona (i mała $\simeq 1/(137)^2$). Czym różnią się powyższe amplitudy? Wyrażając się niezbyt precyzyjnie, powiemy że druga amplituda opisuje proces dwukrotnej wymiany fotonów między różnymi elektronami, a amplituda

pierwsza opisuje proces, w którym jeden foton został wymieniony między różnymi elektronami, ale drugi został wyemitowany i zaabsorbowany przez ten sam elektron. A więc w owej kłopotliwej amplitudzie uwzględnione jest samooddziaływanie elektronu. Samooddziaływanie elektronu jest jednak kłopotliwym problemem także w niekwantowej, klasycznej elektrodynamice.

Już w elektrostatyce, gdzie posługujemy się wzorami

$$\vec{F}_i = e_i \vec{E}(\vec{r}_i), \quad \vec{E}(\vec{r}) = \sum_i \frac{e_i (\vec{r} - \vec{r}_i)}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^3},$$

obliczając siłę działającą na i -ty elektron dostaniemy

$$\vec{F}_i = e_i^2 \frac{\vec{0}}{0^3} + e_i \sum_{j \neq i} \frac{e_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3},$$

a więc wyrażenie kompletnie bez sensu. „Rozwiązujemy” ten problem odrzucając człon samooddziaływania, co w elektrostatyce nie ma groźnych następstw, ale kiedy przejdziemy do oddziaływań cząstek w ruchu, okaże się, że takie skreślenie samooddziaływania prowadzi do sprzeczności z zasadą zachowania energii. Istotnie, rozpatrzmy ruch elektronu w polu bardzo ciężkiej cząstki. Gdyby na elektron działało tylko zewnętrzne, kulombowskie pole owej cząstki, to jego ruch byłby ruchem keplerowskim (z ewentualnymi poprawkami relatywistycznymi — ale to nie jest istotne), niezależnym od stanu pełnego pola elektromagnetycznego, a jedynie od stałej części tego pola pochodzącej od nieruchomego centrum. Znając ruch cząstek, możemy z kolei obliczyć z równań Maxwella promieniowanie, którego moc jest oczywiście różna od zera. Ale skąd bierze się energia tego promieniowania? W rzeczywistości elektron będzie spadał na centrum, gdyż będzie działała na niego siła samooddziaływania (siła „tarcia promienistego”). Widzimy, że nie możemy się bez niej obejść. Ale jak ją wyznaczyć nie wprowadzając nowych, apriorycznych założeń? Zagadnienie to postawiono i rozwiązano w czasach Lorentza, a sposób rozwiązania stanowi, w pewnym sensie, wzorec postępowania nawet we współczesnych teoriach kwantowych. Otóż widać, że kłopoty (człon $\frac{\vec{0}}{0^3}$) biorą się z założenia punktowości cząstki. Załóżmy więc, przynajmniej na chwilę, że elektron jest raczej małą kulką niż punktem materialnym. Założenie to jest bardzo bolesne dla teoretyka, gdyż wprowadza niesłychanie wiele dowolności i stawia szereg nowych problemów. Co bowiem przyjąć za funkcję rozkładu ładunku wewnątrz kulki? Co utrzymuje razem różne części cząstki? Cóż to wreszcie za cząstka elementarna, skoro ma różne części?, itd., itd. Listę problemów można mnożyć bez końca. Zostawimy jednak te kłopoty na potem i przystępujemy do obliczenia pełnej siły, uwzględniając przy tym siły, z jakimi działają na siebie różne części tej samej cząstki elementarnej. Wskutek zjawiska retardacji prawo „akcji i reakcji” nie jest spełnione dla cząstki w ruchu

i suma takich sił oddziaływania wzajemnego różnych części okazuje się różna od zera. Pełne równanie ruchu (w przypadku nierelatywistycznym) elektronu o promieniu r_0 przyjmuje postać:

$$m_0 \vec{a} = \vec{F}_{\text{zewn}} - \alpha \frac{e^2}{c^2 r_0} \vec{a} + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \dot{\vec{a}} + \gamma \cdot r_0 \ddot{\vec{a}} + \dots \quad (2)$$

gdzie stałe α, γ, \dots zależą od szczegółów rozkładu ładunku, a \vec{F}_{zewn} oznacza siłę od pola wytworzonego przez inne ładunki.

W związku z przedstawionymi pryncypialnymi trudnościami, jakie wiążą się z nadaniem rozmiarów cząstce, chcielibyśmy przejść z $r_0 \rightarrow 0$. Ale to oczywiście nie da się zrobić, gdyż człon $\alpha \frac{e^2}{c^2 r_0} \rightarrow \infty$ przy takim przejściu granicznym. Rozwiązanie polega na następującej uwadze. Otóż parametr m_0 („goła” masa elektronu) i liczba $\alpha \frac{e^2}{c^2 r_0}$ nie mogą być w żaden sposób oddzielnie wyznaczone.

Jedyną wielkość, którą możemy zmierzyć (jako stosunek siły zewnętrznej do przyspieszenia wtedy, gdy przyspieszenie to jest stałe) i nazwać masą, to suma $m_0 + \alpha \frac{e^2}{c^2 r_0} \equiv m_{\text{fiz}}$. Przepiszmy równanie ruchu z uwzględnieniem tego związku.

Dostaniemy

$$m_{\text{fiz}} \cdot \vec{a} = e \vec{F}_{\text{zewn}} + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \dot{\vec{a}} + 0(r_0). \quad (3)$$

W tej postaci wzoru przejście z $r_0 \rightarrow 0$ jest w pełni możliwe (jeśli jednocześnie m_{fiz} uważamy za stałe, a nie m_0) i prowadzi do jednoznacznego wyniku z prawidłową siłą samoodziaływania $\sim \dot{\vec{a}}$. Postępowanie takie nazywamy renormalizacją (renormalizacją masy) i stosujemy nie tylko w teorii klasycznej, ale i kwantowej. Przejście z $r_0 \rightarrow 0$ po renormalizacji usuwa wszystkie kłopoty, na jakie natknęlibyśmy się, gdybyśmy chcieli niepunktowość cząstki traktować jako realną.

W stosunku do renormalizacji można przyjąć dwa stanowiska. Albo uważać, że ostateczny wynik do jakiego się dochodzi, stosując przepis renormalizacji, jest fundamentalnym prawem przyrody spełniającym szereg atrakcyjnych wymogów i nie przejmować się tym, że formalnie musieliśmy wykonać przejście $m_0 \rightarrow -\infty$, albo też stać na stanowisku, że cząstka naprawdę ma jakieś rozmiary — tak małe jednak, że obecne doświadczenia nie są jeszcze w stanie ich ujawnić, a zatem takie, że człon $0(r_0)$ we wzorze (3) możemy pominąć ze względów praktycznych. Przy tym drugim podejściu masa m_0 jest skończona, ale sposób rozbicia m_{fiz} na m_0 i poprawkę jest na razie nie do ustalenia. Niezależnie od przyjętej filozofii konsekwencje praktyczne są takie same, otrzymane równania i mierzalne efekty są od tego niezależne.

Zwróćmy wreszcie uwagę, że możliwość usunięcia rozbieżności poprzez renormalizację równania (2) nie jest czymś, co było oczywiste od samego

początku. Gdyby człon przy \vec{a} okazał się rozbieżny, albo nawet tylko zależny od szczegółów rozkładu (czyli od sposobu przejścia do granicy ładunku punktowego), a tym bardziej, gdyby człony przy wyższych pochodnych przyspieszenia nie znikwały w granicy $r_0 \rightarrow 0$, to przejścia tego nie byłibyśmy w stanie wykonać, a w każdym razie uzyskany wynik nie byłby jednoznaczny. Mówiąc ogólnie, możemy sobie wyobrazić, że wszystkie a priori możliwe teorie lokalne (z cząstkami punktowymi) zarówno klasyczne, jak i kwantowe rozpadną się na dwie klasy — teorie renormalizowalne i teorie nierenormalizowalne.

W elektrodynamice kwantowej, ze względu na możliwość kreacji wirtualnych par elektron-pozyton, a więc możliwość polaryzacji próżni, nie tylko masa ale również ładunek fizyczny nie jest równy „gołemu” ładunkowi e_0 , z którego startujemy w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń. Dlatego w elektrodynamice kwantowej renormalizujemy zarówno masę jak i ładunek. Dalsze różnice biorą się oczywiście stąd, że w teorii kwantowej nie operujemy siłami i przyspieszeniem, lecz hamiltonianem oddziaływania i amplitudami. Rozbieżności amplitud takich jak amplituda procesu z rys. 3a biorą się z całkowania po wszystkich pędach wirtualnego fotonu tworzącego zamkniętą pętlę (przenoszącego samooddziaływanie). Aby uzyskać wynik skończony, „obcinamy” tę całkę do skończonego obszaru przestrzeni czteropędów o rozmiarach Λ . Obcięcie to jest dokładnym analogiem wprowadzenia skończonego promienia r_0 w teorii klasycznej. Wprowadzając obcięcie Λ , liczymy wszystkie amplitudy w danym rzędzie. Korzystając z ogólnych reguł teorii kwantowej odczytujemy z postaci tych amplitud wartości fizycznej masy i fizycznego ładunku. Zależą one od gołych parametrów m_0 i e_0 oraz od parametru obcięcia Λ

$$m_{\text{fiz}} = m(m_0, e_0, \Lambda),$$

$$e_{\text{fiz}} = e(m_0, e_0, \Lambda).$$

Rozwikłując ten układ względem m_0 i e_0 , a następnie wstawiając do interesujących amplitud dostajemy je wyrażone przez e_{fiz} , m_{fiz} i Λ . Jeśli w tak otrzymanym wyrażeniu możliwe jest przejście $\Lambda \rightarrow \infty$, to mówimy, że teoria jest renormalizowalna. Istotnie, elektrodynamika kwantowa jest teorią renormalizowalną, co obok małości stałej subtelnej struktury zadecydowało o jej ogromnym sukcesie. Nic przeto dziwnego, że od z górami 25 lat, tj. od czasu, kiedy udało się wykonać program renormalizacji w elektrodynamice, usiłowania teoretyków szły w kierunku stworzenia renormalizowalnej kwantowej teorii pola innych, tj. silnych i słabych oddziaływań.

Jeśli chodzi o silne oddziaływania, to okazało się, że już stara teoria Yukawy zbudowana w istocie na wzór elektrodynamiki, z oddziaływaniem typu

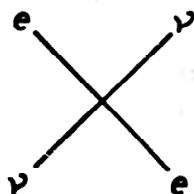
$$g\bar{\psi}\gamma^5\psi\varphi,$$

gdzie φ jest polem mezonu π , jest teorią renormalizowalną, jednak, niestety, w tym przypadku renormalizowalność jest mało istotna, gdyż stała sprzężenia nie jest mała, a zatem sam rachunek zaburzeń nie może być stosowany, a tym

samym nie można było nawet potwierdzić czy oddziaływanie powyższe ma jakiś realny sens. Wepchnęło to teorię silnych oddziaływań, przynajmniej na poziomie fundamentalnym, w dość głęboki impas na całe dziesięciolecia. Dopiero ostatnio, właśnie dzięki teoriom podobnego typu jak zunifikowana teoria oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, której poświęcony jest ten artykuł, pojawiła się pewna nadzieja na rozwiązanie również problemu silnych oddziaływań, ale nie będziemy się tu tym zajmowali.

3. Trudności „klasycznej“ teorii słabych oddziaływań

Znacznie bardziej obiecująco przedstawia się sprawa utworzenia dobrej kwantowo-polowej teorii oddziaływań słabych. Już przecież sama nazwa wskazuje, że właśnie dla tych oddziaływań rachunek zaburzeń powinien być przydatnym narzędziem, pod warunkiem zbudowania teorii renormalizowalnej. Przystępując do słabych oddziaływań, musimy zdać sobie sprawę z tego, że w przeciwieństwie do elektrodynamiki postać oddziaływania słabego, nawet w najniższym rzędzie, nie może być przeniesiona z teorii klasycznej, makroskopowej. Dlatego przed rozwiązaniem problemów renormalizacji należało ustalić



Rys. 4

postać fenomenologicznych amplitud słabych oddziaływań. Badania te mają bogatą i raczej znaną historię. W roku 1957 ustalili się poglądy, że, przynajmniej dla procesów czysto leptonowych, amplituda ma tzw. postać $V-A$, co dla reakcji np. rozpraszania neutrina na elektronie (rys. 4) oznacza:

$$A = -\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_e \bar{u}_e \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu. \quad (4)$$

Amplitudę taką (i podobną dla procesu np. $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$) dostaniemy z kwantowej teorii pola, jeśli przyjmiemy, że hamiltonian oddziaływania ma postać

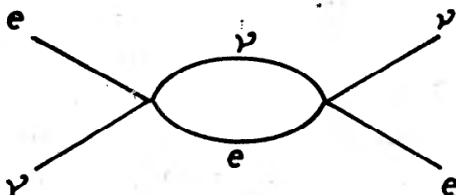
$$H = -\frac{G}{\sqrt{2}} \int d^3x J^\alpha(\vec{x}, t) J_\alpha^\dagger(\vec{x}, t), \quad (5)$$

gdzie

$$J^\alpha = \bar{\psi}_e \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e} + \bar{\psi}_\mu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_\mu}.$$

Znaczek e jest symbolem elektronu, μ — mionu, ν_e — neutrina elektronowego, a ν_μ — neutrina mionowego. Oddziaływanie powyższe często określa się

mianem oddziaływania czterofermionowego, albo też oddziaływania prąd-prąd (prądem w teorii pola nazywają się na ogół każde biliniowe w polach wyrażenie). W elektrodynamice natknęliśmy się na wyrażenie $\bar{\psi}\gamma^{\alpha}\psi$, które jest po prostu czteroprądem elektrycznym. Przez analogię wyrażenie $\bar{\psi}_e\gamma^{\alpha}(1+\gamma_5)\psi_{\nu_e}$ nazywamy prądem słabym. Zwróćmy uwagę, że w wyrażeniu na prąd elektromagnetyczny występują operator ψ elektronu i operator sprzężony $\bar{\psi}$ tego samego elektronu. Operator taki ma więc nieznikające elementy macierzowe między stanami $e \rightarrow e$, $\bar{e} \rightarrow \bar{e}$, próżnia $\rightarrow e + \bar{e}$, $e + \bar{e} \rightarrow$ próżnia — w tym sensie mówimy, że jest to prąd neutralny. Operator $\bar{\psi}_e\gamma^{\alpha}(1+\gamma_5)\psi_{\nu_e}$ daje nieznikające elementy macierzowe między stanami $\nu \rightarrow e^-$, $e^+ \rightarrow \bar{\nu}$, $\nu + e^+ \rightarrow$ próżnia, próżnia $\rightarrow e^- + \bar{\nu}$. Operator ten obniża ładunek o jeden. Mówimy, że jest to prąd naładowany. Oczywiście prąd do niego sprzężony podwyższa ładunek o 1, tak że hamiltonian (5) zachowuje ładunek.



Rys. 5

Niestety, zastosowanie hamiltonianu (5) do obliczenia poprawki wyższego rzędu do amplitudy A prowadzi do diagramu przedstawionego na rys. 5 i reprezentującego całkę rozbieżną kwadratowo. Powyższe stwierdzenie oznacza, że jeśli wprowadzimy obcięcie Λ , to wyrażenie analityczne odpowiadające powyższemu diagramowi przyjmie postać:

$$(\dots) \cdot \Lambda^2 + (\dots) \cdot \Lambda + (\dots) \log \Lambda + \text{wyrażenie skończone przy } \Lambda \rightarrow \infty.$$

Ze względu na różne potęgi Λ poszczególne człony, zaznaczone symbolicznie jako nawiasy (...), muszą mieć różne wymiary, a zatem różną strukturę zależności od pędów cząstek początkowych i końcowych. Są to więc człony istotnie różne w takim sensie, w jakim różne były człony w rozwinięciu (2) zawierające różne pochodne przyspieszenia. Oznacza to, że każda z rozbieżności powinna być zaabsorbowana w swoją „gołą” stałą pierwotną, a tych jest zdecydowanie za mało (masa elektronu i stała Fermiego G). Teoria jest więc nie-renormalizowalna. Jest to ogólna prawidłowość, im niższy stopień rozbieżności całek, jakie napotykamy, tym łatwiej o renormalizowalność. Na przykład amplituda z rys. 3a jest rozbieżna tylko logarytmicznie. Okazuje się, że można ustalić związek renormalizowalności teorii we wszystkich rzędach rachunku zaburzeń z zachowaniem się przy wysokich energiach najniższych nieznikających (skończonych bo nie zawierających całkowań) amplitud, tzw. amplitud bornowskich [1, 2]. Udowodnienie takiego związku byłoby niecelowe w tym artykule i zajęłoby zbyt dużo miejsca, ale postaramy się pokazać, że związek

taki powinien istnieć. Odwołujemy się przy tym do nierelatywistycznego zapisu teorii zaburzeń. W drugim rzędzie amplituda przejścia ma postać:

$$A_{i \rightarrow f} = \sum_n \frac{\langle f|H|n\rangle \langle n|H|i\rangle}{E_i - E_n}, \quad (E_f = E_i).$$

Jeżeli skończone amplitudy $\langle f|H|n\rangle$ szybko maleją ze wzrostem energii E_n , to powyższa suma (lub całka dla widma ciągłego) będzie zbieżna. Jeżeli jednak amplitudy te rosną, to całka będzie na pewno rozbieżna. Dla amplitud dążących do stałej będziemy mieli dokładnie rozbieżność logarytmiczną. Po zapoznaniu się z tymi heurystycznymi argumentami możemy podać ważne twierdzenie.

Warunkiem koniecznym renormalizowalności teorii jest, aby wszystkie możliwe bornowskie amplitudy procesu $2 \rightarrow 2$ (dwie cząstki przechodzą na dwie cząstki) dążyły co najwyżej do stałej, gdy energia reakcji dąży do nieskończoności przy ustalonym kącie rozproszenia. Oczywiście amplituda może również dążyć do zera.

Spójrzmy z punktu widzenia powyższego twierdzenia na amplitudę A rozpraszania $\nu + e \rightarrow \nu + e$. Po podstawieniu postaci spinorów Diraca $u(p)$ i wykonaniu niezbędnych sum można przekonać się, że dla każdej polaryzacji początkowych i końcowych elektronów amplituda ta rośnie jak E^2 , gdzie E jest energią cząstek początkowych w układzie środka masy (lub jak E_{lab} — energia cząstki padającej w układzie laboratoryjnym). Jest to słynny liniowy wzrost przekroju czynnego reakcji neutrinowych. Jasne więc jest, że teoria nie może być renormalizowalna.

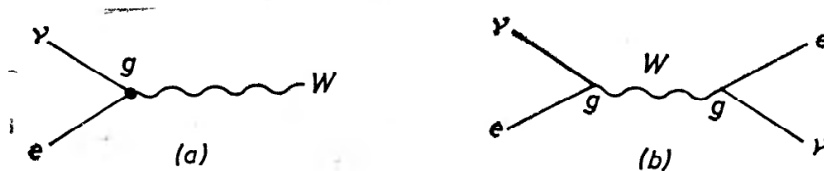
Z praktycznego punktu widzenia trudności związane z nierenormalizowalnością słabych oddziaływań łagodzone były nieco przez fakt ich niezmiernie słabości ($Gm_p^2 \simeq 10^{-5}$), co odsuwało problemy poprawek wyższego rzędu na dalszy plan. Dla problemów fundamentalnych takie „złagodzenie” trudności oczywiście nie miało znaczenia i już samo to byłoby wystarczającym uzasadnieniem prób ulepszenia teorii. Ale i dla „czystych praktyków” nierenormalizowalność słabych oddziaływań zaczęła stawać się coraz bardziej kłopotliwa. Oto na przykład wspomniany przed chwilą liniowy wzrost przekroju czynnego. Gdyby miał on trwać nieograniczenie, to przy pewnych energiach przekroczyłby absolutną górną granicę wynikającą z samego tylko prawa zachowania prawdopodobieństwa. A więc mimo słabości stałej sprzężenia, przy dostatecznie dużych energiach, drugi rząd (cokolwiek to znaczy) zacząłby być porównywalny, a w końcu ważniejszy od pierwszego rzędu. Tymczasem nie potrafimy go w żaden sensowny sposób policzyć! Wprawdzie nie doszliśmy jeszcze z energią neutrin do tej tzw. „granicy unitarności”, ale też nie jesteśmy tak bardzo daleko i jeśli wierzyć pewnym niezbyt jeszcze wiarogodnym danym, to już zaczyna się obserwować odchylenie od liniowości w przekroju czynnym.

Jeszcze inna sprawa to efekty bądź procesy, które w pierwszym rzędzie w ogóle znikają. Na przykład różnica mas kaonów neutralnych, dokładnie znana doświadczalnie, jest efektem drugiego rzędu w stałej Fermiego — a tym

samym jest niepoliczalna w teorii nierenormalizowalnej. Podobnie rozpad $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, choć bardzo rzadki, jest obserwowany i znów teoria nie może się na jego temat w ogóle wypowiedzieć. Umiejętność liczenia efektów wyższych rzędów jest nie tylko koniecznością estetyczną czy logiczną, ale wręcz doświadczenie bezpośrednio tego od nas wymaga.

4. Bozon pośredni i teoria Weinberga-Salama dla leptonów

Już Fermi tworząc po raz pierwszy teorię słabych oddziaływań oparł się na analogii z elektrodynamiką, wprowadzając pojęcie prądu słabego. W elektrodynamice prąd elektromagnetyczny sprzęga się do pola fotonu (cząstki bezmasowej), co powoduje, że efektywne oddziaływania elektromagnetyczne mogą zachodzić na odległość. O słabych oddziaływaniach wiadomo, że są na pewno bardzo krotkozasięgowe — nie znamy ponadto kwantów ewentualnego pola, które by to oddziaływanie przenosiło. Dlatego Fermi sprzęgł oba prądy po prostu w jednym punkcie czasoprzestrzeni i ta idea przetrwała długie lata. Jednakże już w roku 1935 Yukawa zauważył, że możemy analogię z elektrodynamiką posunąć jeszcze dalej wprowadzając pojęcie bozonu pośredniego przenoszącego słabe oddziaływanie, nie tracąc nic co dobre z teorii prąd-prąd, a nadając pewne nowe korzystne cechy tak zmodyfikowanej teorii. W języku diagramów Feynmana wprowadzenie bozonu oznacza, że jako podstawowy wierzchołek, który opisuje oddziaływanie, wprowadzamy wierzchołek z trzema końcami (rys. 6a).



Rys. 6

W pierwszym rzędzie oddziaływanie to opisuje tylko rozpad bozonów W^- na $e^- + \bar{\nu}$ oraz $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$. Procesy, które w teorii prąd-prąd były pierwszego rzędu w stałej G , teraz muszą być procesami drugiego rzędu w stałej g i opisane są diagramami takimi, jak ten na rys. 6b.

Jeżeli przyjąć, że hamiltonian oddziaływania ma postać:

$$H^{\text{słabe}} = g \int d^3x J^a(\vec{x}, t) W_a(\vec{x}, t) + \text{h. c.}, \quad (6)$$

gdzie J^a jest tym samym prądem co poprzednio, a W_a polem cząstek W^\pm , to amplituda odpowiadająca diagramowi 6b wyniesie:

$$\frac{g^2}{k^2 - m_W^2} \bar{u}_\nu \gamma^a (1 + \gamma_5) u_e \bar{u}_e \gamma_a (1 + \gamma_5) u_\nu, \quad (7)$$

gdzie k^2 jest kwadratem różnicy czteropędów końcowego neutrino i początkowego elektronu (lub na odwrót końcowego elektronu i początkowego neutrino), a m_W masą bozonu pośredniczącego. Jeżeli przypuścić, że m_W^2 jest dużo większa od tych przekazów czteropędu, które występowały w zbadanych dotychczas procesach, to znaczy jeśli pominąć k^2 w porównaniu z m_W^2 we wzorze (7), to stanie się on identyczny z wzorem (4) przy założeniu:

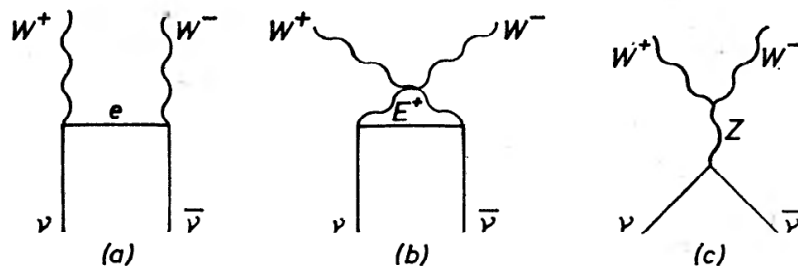
$$\frac{g^2}{m_W^2} = \frac{G}{\sqrt{2}}.$$

Z wzoru tego widzimy, że jeśli m_W jest bardzo duże, to g nie musi być wcale bardzo małe — nie jest wykluczone, że g jest rzędu e , a więc że oddziaływania słabe i elektromagnetyczne są jeszcze bliżej spokrewnione, niżby na to wskazywały tylko formalne analogie. Oczywiście omówimy tę sprawę dokładniej za chwilę, ale już w tym miejscu warto było na to zwrócić uwagę.

Jak widzimy, przy niezbyt dużych energiach i przy ograniczeniu się do najniższego rzędu rachunku zaburzeń wprowadzenie ciężkiego bozonu pośredniego, sprzężonego z odpowiednim prądem, nie wprowadza żadnych zmian, jeśli chodzi o taki proces jak rozpraszanie neutrino czy rozpad mionu. Sprawdźmy czy pomaga w renormalizacji? Jeśli chodzi o amplitudę czterofermionową, to widzimy, że badając jej zachowanie asymptotyczne musimy uwzględnić do-

datkowy czynnik $\frac{1}{k^2 - m_W^2} \sim \frac{1}{k^2}$, a przy ustalonym kącie rozproszenia $k^2 \sim E^2$.

Amplituda, zamiast rosnać jak E^2 , dąży więc teraz do stałej! Fakt ten znany był od dawna. Dlaczego więc przez dwadzieścia lat w podręcznikach pisano o oddziaływaniu prąd-prąd, a nie o oddziaływaniu przez bozon pośredniczący.



Rys. 7

Przyczyna tkwi w tym, że gdybyśmy ograniczyli się jedynie do zamiany hamiltonianu (5) na nowy, z bozonem pośrednim, dany wzorem (6), to teoria, mimo że mniej rozbieżna, byłaby nadal nierenalizowalna. Zgodnie z przedstawionym twierdzeniem *wszystkie* amplitudy $2 \rightarrow 2$ powinny dobrze się zachowywać przy dużych energiach a nie tylko jedna szczególna.

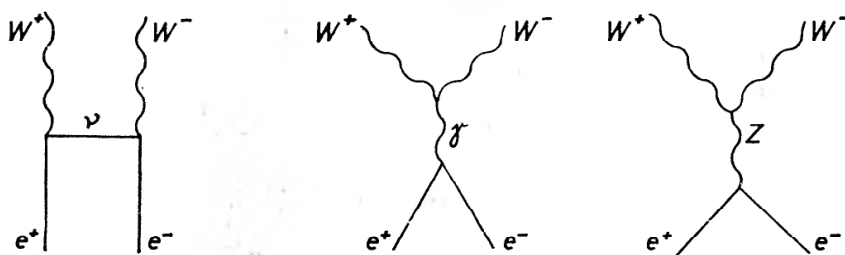
Tymczasem dodanie do teorii bozonu powoduje, że pojawiają się nowe amplitudy, np. taka jak na rys. 7a.

Proste obliczenia wskazują, że dla polaryzacji podłużnej końcowych bozonów amplituda ta rośnie z energią jak E^2 . Dla polaryzacji poprzecznej ampli-

tuda ta zachowuje się tak jak powinna w teorii renormalizowalnej. Elektrodynamika, gdzie bozonem pośrednim jest foton, który musi mieć poprzeczną polaryzację, jest dlatego teorią renormalizowalną.

Idea, która pozwoliła na przełamanie impasu i stworzenie renormalizowalnej teorii oddziaływania fermionów z naładowanymi bozonami o masie różnej od zera, jest idea kompensacji. Zasadnicze twierdzenie, na które się tu cały czas powołujemy, nie wymaga, by każdy diagram „dobrze” się zachowywał, ale by spełnione to było przez całą amplitudę — która może być sumą różnych diagramów o identycznych końcach. Przy pomocy znanych fermionów i bozonów nie da się narysować innego diagramu bornowskiego, który mogłoby skrócić „złe” zachowanie diagramu 7a. Trzeba zdobyć się na śmiały krok i zapostulować istnienie jeszcze czegoś więcej. Tym samym żądanie renormalizowalności prowadzi nas do postulowania istnienia nowych cząstek.

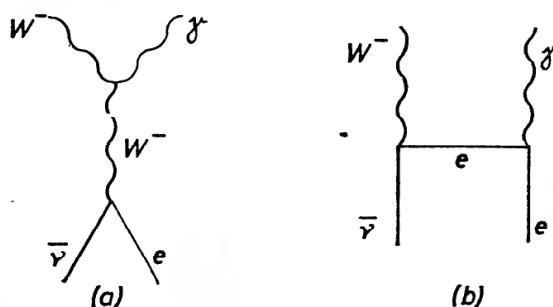
Otwierają się tu dwie możliwości zgodne z zasadą niemnożenia bytów bez potrzeby. Albo można zapostulować istnienie „ciężkiego elektronu” o ładunku dodatnim i liczbie leptonowej takiej jak zwykły elektron, co umożliwiłoby narysowanie diagramu 7b, albo też można postulować istnienie jeszcze jednego ciężkiego bozonu pośredniego Z , ale w przeciwieństwie do W -neutralnego. Rozwijanie pierwszej koncepcji doprowadziłoby nas do teorii Georgiego-Glashowa, drugiej do tzw. modelu Weinberga-Salama. Odkrycie dwa lata temu prądów neutralnych przemawia zdecydowanie (gdybyśmy musieli wybierać jedną z tych dwóch teorii) za teorią Weinberga-Salama i dlatego w dalszym ciągu do niej się ograniczymy. Rysunek 7c sam przez się nie określa jednoznacznie, jak mają wyglądać sprzężenia w dwóch nowych wierzchołkach ($\nu\bar{\nu}Z$ i W^+W^-Z), ale relatywistyczna niezmienniczość znacznie te możliwości ogranicza, pozostawiając swobodę wyboru paru stałych, na które mamy w tej chwili jeden warunek, mianowicie ten, by suma diagramów 7a i 7c nie zawierała członu rosnącego z energią.



Rys. 8

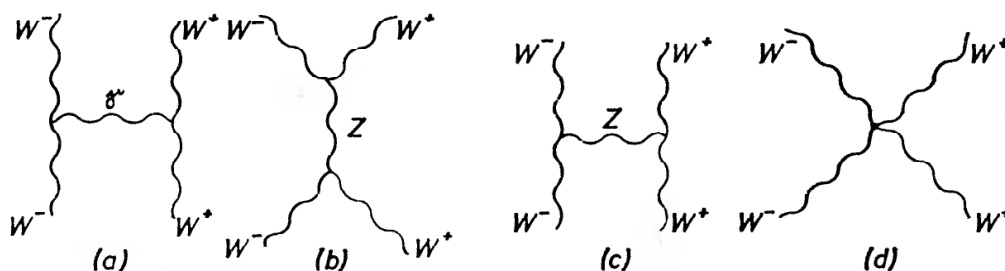
Zbadajmy teraz dalsze diagramy (ilość ich gwałtownie rośnie po dodaniu nowej cząstki i musimy zapewnić by wszystkie „dobrze” się zachowywały). Zbadajmy najpierw diagramy reakcji $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$. Diagram 8a ma podobnie złe zachowania jak 7a, ale ponieważ W^+ i W^- są cząstkami naładowanymi, to istnieje diagram 8b, który jest czysto elektromagnetyczny (w obu wierzchołkach ma stałą sprzężenia e — ładunek elementarny). Jest to też

„zły” diagram i on sam nie może skompensować złego zachowania diagramu 8a, gdyż 8a łamie maksymalnie parzystość, a 8b ją zachowuje. Dlatego i w tym wypadku diagram 8c jest konieczny, choć sprzężenie $e\bar{\nu}Z$ musi z konieczności być nieco inne niż $\bar{\nu}\nu Z$ wprowadzone na diagramie 7c. Jeżeli jednak w sumie diagramów 8a, b i c musi skracać się człon najszybciej rosnący z energią, to stałe sprzężenia bozonów W i Z z leptonami muszą być tego samego rzędu wielkości co e ! Nie da się już oddzielić oddziaływań słabych od elektromagnetycznych. Teoria musi rzeczywiście być teorią zunifikowaną.



Rys. 9

Istnienie cząstek W^\pm , Z , γ i tych wierzchołków, które już wprowadziliśmy, prowadzi do dalszych amplitud, które muszą się „dobrze” zachowywać, np. amplituda reakcji $\bar{\nu} + e \rightarrow W^- + \gamma$ (rys. 9) lub rozpraszania $W^+ + W^- \rightarrow W^+ + W^-$ (rys. 10). Żądanie „dobrego” zachowania amplitudy danej sumą diagramów 9a, b, jak również amplitudy, w której foton na diagramach 9a, b zastąpiony jest przez Z , prowadzi do wielu warunków zawierających tylko wierzchołki już wprowadzone uprzednio.



Rys. 10

Badając sumę diagramów 10a, b, c, d przekonujemy się, że nie można uzyskać dobrego zachowania. Trzeba dodać diagram 10e. Wprowadzone wierzchołki implikują istnienie dalszych amplitud, np.: $Z + \gamma \rightarrow W^+ + W^-$, $Z + Z \rightarrow W^+ + W^-$, $\gamma + \gamma \rightarrow W^+ + W^-$ itp. Ilość warunków na „dobre” zachowanie przekracza znacznie swobodę, jaką mamy w wyborze stałych sprzężenia tych wierzchołków, które już wprowadziliśmy. Z algebraicznego punktu widzenia żądanie „dobrego” zachowania wszystkich amplitud jest silnie nadoznaczonym układem równań, którego spełnienie wydaje się na pierwszy rzut oka mało

prawdopodobne. I rzeczywiście, bez wprowadzenia jeszcze jednej cząstki, tym razem skalarnej, a nie wektorowej, układ warunków jest sprzeczny. To, że wprowadzenie jeszcze jednej cząstki w określony sposób sprzężonej do wszystkich już występujących zamyka układ równań i pozwala go spełnić, graniczy niemal z cudem (dochodzi wszak bardzo wiele nowych amplitud, które dają nowe równania).

Odkrycie tego rozwiązania (na innej zresztą drodze) jest zasługą Salama, Weinberga, t'Hoofta i innych [3, 4, 5]. Byłoby niecelowym wypisywać w tym miejscu wszystkie amplitudy i wszystkie równania, jakie wynikają z warunków renormalizowalności oraz podawać jawną postać wszystkich wierzchołków. Chciałbym jedynie podkreślić, że ze względu na samą istotę twierdzenia o renormalizowalności zajmujemy się cały czas amplitudami nie zawierającymi żadnych całkowań, w szczególności całek rozbieżnych, a zatem problem jest czysto algebraiczny.

Jak mocno podkreślałem, układ jest nadoznaczony, należy więc oczekiwać, że i w rozwiązaniu nie mamy wielkiej swobody. Istotnie, okazuje się, że ustalenie wartości ładunku elektrycznego, stałej Fermiego i jeszcze jednej wielkości, np. masy bozonu W , wyznacza jednoznacznie wszystkie stałe sprzężenia, które rozpatrywaliśmy, masę bozonu Z i moment magnetyczny bozonu W . (Jak wiadomo, w „czystej” elektrodynamice moment magnetyczny cząstki o spinie $1/2$ jest jednoznacznie wyznaczony i równy w najniższym rzędzie magnetonowi Bohra, ale moment cząstki o spinie 1 nie podlega żadnym ograniczeniom.) W praktyce, jako trzeciej stałej (obok e i G) używa się nie masy bozonu W , ale tzw. kąta Weinberga.

Teoria powyższa (w sensie wartości stałych sprzężenia i postaci wierzchołków oraz standardowego rachunku zaburzeń) pozwala jednoznacznie odpowiedzieć na wszystkie pytania dotyczące wzajemnego oddziaływania cząstek e , ν , W^\pm , Z , γ .

Chcemy do schematu włączyć oczywiście mion i odpowiadające mu neutrino. Czy mamy jakąś swobodę? Poza masę mionu — żadnej. Wyobraźmy sobie, że potwórzylibyśmy całe rozumowanie zastępując wszędzie $e \rightarrow \mu$, $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$. Dostalibyśmy teorię, w której byłoby jakieś e , G i jakiś kąt Weinberga. Ale jeśli bozony sprzęgające się z mionem i jego neutrinem są tymi samymi bozonami, a nie ich duplikatami (a są, bo jest tylko jeden foton!), to ich wzajemne stałe sprzężenia raz ustalone wyznaczają jednoznacznie e , G i kąt Weinberga, a zatem mion i jego neutrino muszą z konieczności sprzęgać się identycznie jak elektron i neutrino elektronowe. W teorii tej uniwersalność mion–elektron jest absolutną koniecznością! Uniwersalność mion–elektron jest dobrze potwierdzona doświadczalnie, ale dopiero zunifikowana teoria Weinberga–Salama wyjaśnia jej pochodzenie.

Chciałbym teraz podać kilka najważniejszych konsekwencji tej teorii, konsekwencji mających największe szanse rychłego doświadczalnego sprawdzenia (zapewne nie prędko zrealizujemy reakcję $\bar{\nu} + \nu \rightarrow W^+ + W^-$, albo $\gamma + W^+ \rightarrow \gamma + W^+$!).

Związek masy m_W i m_Z z kątem Weinberga θ_W pozwala podać dolne granice wartości tych mas:

$$m_W = \frac{1}{2\sqrt{2}|\sin\theta_W|} \left[\frac{e^2\sqrt{2}}{G} \right]^{1/2} = \frac{37 \text{ GeV}/c^2}{|\sin\theta_W|} \geq 37 \text{ GeV}/c^2$$

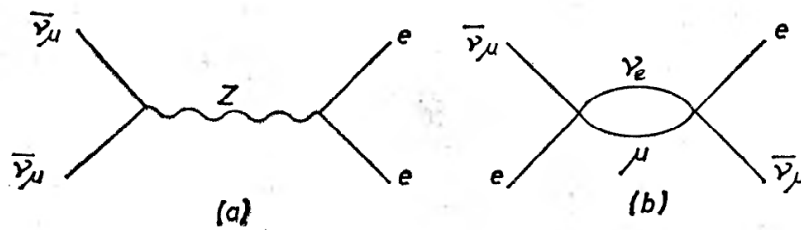
$$m_Z = \frac{m_W}{|\cos\theta_W|} > 37 \text{ GeV}/c^2,$$

czyli nie dziwnego, że cząstek tych dotychczas nie odkryliśmy.

Teoria Salama–Weinberga przewiduje określoną wartość przekroju czynnego na reakcję $\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e$, różną od przewidywanej przez klasyczną teorię prąd–prąd. Odpowiednie doświadczenie (z antineutrinoami z reaktora) przeprowadzane jest systematycznie od wielu lat. Błędy nie pozwalają na rozstrzygającą odpowiedź — wyniki zgodne są z teorią Weinberga przy $\sin^2\theta_W \lesssim 0,4$.

Najbardziej jednak spektakularnym wnioskiem teorii jest istnienie tzw. prądu neutralnego, to znaczy oddziaływania z wymianą Z . Umożliwia ono proces $\bar{\nu}_\mu + e \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e$ (poprzez diagram 11a), który w teorii klasycznej był niemożliwy (chyba, że w drugim rzędzie ze względu na G — diagram 11b).

Odpowiednie doświadczenie zostało wykonane [6] i na 375 000 przebadanych zdjęć z komory pęcherzykowej naświetlonej wiązką $\bar{\nu}_\mu$ znaleziono dwa przypadki, co zgodne jest z wartością kąta Weinberga $\sin^2\theta_W \sim 0,1-0,6$ (statystyka jest tu raczej uboga!). Według teorii klasycznej prawdopodobieństwo wystąpienia tych przypadków byłoby... 10^{-10} . (Oczywiście znacznie większe jest prawdopodobieństwo, że w wiązce neutrino mionowych jest pewien procent neutrino elektronowych — oszacowana prawdopodobna liczba zdarzeń tym spowodowanych wynosi $\sim 0,03-0,02$ na dwa obserwowane w rzeczywistości.)



Rys. 11

Chciałbym zakończyć ten rozdział następującą uwagą. Opisany tu sposób konstruowania teorii, chociaż bardzo „fizyczny” i prosty ideowo, nie grzeszy zbyt dużą elegancją. Wydaje się, że zbyt dużo zależy tu od przypadku. Czy, gdybyśmy na przykład wystartowali z nieco innych oddziaływań, dałoby się uzupełnić listę cząstek i oddziaływań tak, by spełnić wszystkie żądania renormalizowalności? Innymi słowy, czy istnieją inne, renormalizowalne teorie oddziaływań fermionów z cząstkami wektorowymi o masie i ładunku różnym od zera? Okazuje się [7], że istnieje wiele takich teorii i wiadomo jak je konstruować bez badania wszystkich możliwych diagramów. Rzecz w tym, że

każda renormalizowalna teoria oddziaływania z cząstkami wektorowymi (w tym i teoria Weinberga–Salama) ma pewną piękną wewnętrzną symetrię, która wychodzi automatycznie, nawet jeśli się postępuje takim „chałupniczym” sposobem, jaki starałem się opisać powyżej. Prawdziwe jednak jest i odwrotne twierdzenie. Startując z dowolnej grupy symetrii i zakładając istnienie pewnej liczby multipletów fermionów stanowiących reprezentacje tej grupy, możemy dojść w sposób jednoznaczny do renormalizowalnej teorii podobnej do teorii Weinberga–Salama. Jeśli grupa jest grupą prostą, to teoria taka zawiera tylko jedną dowolną stałą sprzężenia. Jeśli grupa jest iloczynem prostym kilku grup, to ilość dowolnych stałych sprzężenia równa się liczbie czynników tego iloczynu. Ilość bozonów wektorowych (łącznie z fotonem) jest z kolei równa rzędowi grupy. Teorie te mają swoją nazwę, są to teorie z cechowaniem nieabelowym (zwane też teoriami Yanga–Millsa) i z tzw. spontanicznym łamaniem symetrii. Teoria Weinberga–Salama jest teorią opartą na grupie $SU(2) \otimes U(1)$ — stąd cztery bozony (W^\pm, Z, γ) i dwie stałe sprzężenia (e i θ_W). Warto wreszcie dodać, że i zwyczajna elektrodynamika jest teorią tego typu, tyle że opartą na abelowej grupie cechowania $U(1)$ i bez spontanicznego łamania.

Naświetlenie tego niezmiernie ciekawego aspektu teorii oddziaływań cząstek wektorowych wymagałoby jednak odrębnego artykułu i dlatego poprzestaniemy na tych kilku ogólnikowych uwagach.

5. Teoria Weinberga–Salama a hadrony

Chociaż w celu opisu struktury teorii Weinberga–Salama wygodniej było ograniczyć uwagę tylko do oddziaływań samych leptonów (na początku ignorowaliśmy nawet istnienie mionu ze swym neutrinem), to sektor leptonowy słabych oddziaływań daje bardzo ubogie możliwości doświadczalnego sprawdzenia teorii. Łatwo obserwowany jest rozpad mionu, ale tam przekaz pędu jest ograniczony i niewielki, zatem nowa teoria nie wnosi nic nowego w porównaniu z klasyczną teorią prąd–prąd, reakcje zaś neutrinowe z elektronami (nie mamy tarczy mionowych) są niezwykle trudne. Znamy wszystkiego dwa przypadki reakcji $\bar{\nu}_\mu + e \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e$, zaś doświadczenie Reinesa z antyneutrinoami z reaktora trwa już 10 lat, a statystyka jest nadal uboga. Całe bogactwo słabych oddziaływań — to słabe oddziaływania hadronów. Poza protonem wszystkie hadrony są nietrwałe, a wiele z nich rozpada się właśnie wskutek słabych oddziaływań. Wreszcie reakcje neutrinowe z hadronami mają o wiele większy przekrój czynny niż z elektronami, a powodem tego jest zwykła kinematyka. Wiemy że przekrój czynny zależy od energii w środku masy, a ta przy danej energii neutrin jest znacznie większa, gdy tarczą jest masywne jądro, a nie leciuteńki elektron.

Z hadronami wiążą się niestety poważne komplikacje. Ich oddziaływania słabe i elektromagnetyczne są zawsze deformowane, czy też modyfikowane, przez oddziaływania silne. Ponadto hadronów jest bardzo dużo — mało kto

już obecnie wyobraża sobie, że są one wszystkie elementarne. Zamiast tego prawo obywatelstwa zdobył sobie pogląd, że hadrony są zbudowane z bardziej elementarnych obiektów — kwarków. Hipoteza ta okazała się płodna nie tylko w zastosowaniu do wyjaśnienia struktury hadronów i ich silnych oddziaływań, ale również, a może nawet przede wszystkim, w opisie ich oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Około roku 1963 ugruntowała się koncepcja [8], że słabe oddziaływania hadronów są przejawem nieskomplikowanych oddziaływań, jakim podlegają 3 kwarki: p , n i λ . Słabe oddziaływania kwarków opisywało się w ramach teorii prąd-prąd dodaniem do pełnego prądu słabych oddziaływań następującego prądu hadronowego:

$$J_{\text{hadronowy}}^a = \bar{\psi}_p \gamma^a (1 + \gamma_5) (\psi_n \cos \theta_c + \psi_\lambda \sin \theta_c),$$

gdzie ψ_p , ψ_n i ψ_λ oznaczają pola kwarku protonowego, neutronowego i kwarku λ a θ_c jest tak zwanym kątem Cabibbo (z doświadczenia wartość $\sin \theta_c \simeq 0,24$). Zakładając, że jest to jedyny hadronowy prąd naładowany, włączenie oddziaływań hadronów do teorii Weinberga–Salama nie przedstawia żadnych trudności formalnych. Należy powtórzyć dokładnie ten krok, który wykonaliśmy włączając do teorii mion i jego neutrino. Analogiem mionu jest kwark protonowy, a analogiem neutrino kombinacja $n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c$. Podobnie jak wtedy, nie mamy tu żadnej dowolności wyboru jakichkolwiek stałych sprzężenia, w szczególności uniwersalność słabych oddziaływań — znana i podziwiana od dawna — znajduje w tej teorii naturalne wyjaśnienie. Ze zrozumiałych powodów teoria Weinberga–Salama nie wnosi nic rewelacyjnego, jeśli chodzi o stosunkowo niskoenergetyczne procesy ze zmianą ładunku hadronów. Wyjaśnia ona w naturalny sposób uniwersalność, ale poza tym odtwarza znaną fenomenologię teorii Cabibbo. Pamiętamy, że w obszarze niskich energii rewelacyjność wniosków z teorii Weinberga–Salama w odniesieniu do leptonów ujawniła się w przepowiedni oddziaływań poprzez prądy neutralne. Oczywiście i tu będziemy mieli ściśle określony prąd neutralny sprzęgający się do bozonu Z , a za jego pośrednictwem do neutralnego prądu leptonowego. Oznacza to, że w teorii tej muszą wystąpić procesy typu:

$$\nu_\mu + \text{nukleon} \rightarrow \nu_\mu + \text{hadrony}.$$

Stara teoria słabych oddziaływań przewidywała, że oddziaływaniu neutrino z materią towarzyszyć musi jego jednoczesne przekształcenie się w mion. Reakcje typu

$$\nu_\mu + \text{nukleon} \rightarrow \mu^- + \text{hadrony}$$

rzeczywiście zachodzą i były dość dokładnie zbadane. Ale według nowej teorii powinniśmy obserwować w materii naświetlonej wiązką neutrinową „gwiazdy”, w których nie byłoby żadnego naładowanego leptonu w stanie końcowym (neutrino po reakcji już oczywiście nie obserwujemy). Wystąpienie tej reakcji jest bardzo ważnym testem teorii Weinberga–Salama. Przeprowadzony w roku

1973 eksperyment [6] jednoznacznie potwierdził istnienie takich reakcji! Zmierzona częstość ich występowania pozwala określić wartość kąta Weinberga, od którego zależy faktyczna stała sprzężenia. I znów otrzymuje się wartość $\sin^2 \theta_W$ zawartą między 0,3—0,4 w zgodzie z poprzednimi wynikami!

Sprzeżenie bozonu Z z prądem neutralnym prowadzi do jeszcze jednej konsekwencji. Otóż ponieważ teraz rolę neutrina gra kombinacja $n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c$, więc w prądzie neutralnym pojawiają się, między innymi, człony (analogiczne do $\bar{\nu}$) zmieniające dziwność

$$\sin \theta_c \cos \theta_c (\bar{n} \lambda + \bar{\lambda} n).$$

(Abstrahujemy tu od szczegółowej struktury macierzy γ i wartości stałych sprzężenia, powyższy zapis jest symboliczny). Obecność takiego członu sprzęgającego się z neutralnym prądem leptonowym z siłą normalnego słabego sprzężenia jest w jawnej sprzeczności z doświadczeniem. Oddziaływanie takie implikuje bowiem, że częstość występowania takich rozpadów jak

$$K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu} + \nu \quad \text{itp.},$$

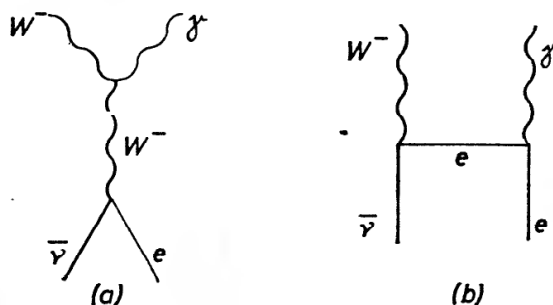
jak również różnica mas kaonów $K_L^0 - K_S^0$ powinny być o 6 rzędów wielkości większe od obserwowanych! Rozwiązanie tej trudności zaproponowali Glashow, Illiopoulos i Maiani [9]. Zauważyli oni, że wszystkie leptony grupują się w dwa multiplety $\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$. Natomiast 3 kwarki tworzą jeden multiplet $\begin{pmatrix} p \\ n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c \end{pmatrix}$

biorący udział w słabych oddziaływaniach, podczas gdy kombinacja $-n \sin \theta_c + \lambda \cos \theta_c$, ortogonalna do drugiej składowej dubletu kwarków jest „niezatrudniona”. Teoria byłaby o wiele bardziej symetryczna, gdyby i ta kombinacja wchodziła w skład jakiegoś dubletu. Wymaga to jednak wprowadzenia jeszcze jednego kwarku o ładunku takim, jak ładunek kwarku p . Zapostulowano więc jego istnienie, przyjmując dlań nazwę kwarku powabnego (ang. *charm* — powabny). Powtórzono całą procedurę i włączono do teorii jeszcze jeden dublet $\begin{pmatrix} p' \\ -n \sin \theta_c + \lambda \cos \theta_c \end{pmatrix}$ — oczywiście w jedyny możliwy sposób, w jaki do teorii

wprowadziliśmy wcześniej dublet $\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$ i $\begin{pmatrix} p \\ n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c \end{pmatrix}$. Ten nowy dublet da oczywiście wkład do prądu naładowanego (opisujący rozpady cząstek, w skład których wchodziłby kwark powabny — zauważmy, że z powodu czynnika $\cos \theta_c$ cząstki te rozpadałyby się na stany dziwne znacznie chętniej niż na stany nie dziwne. Ma to kolosalne implikacje dla doświadczalników poszukujących tych nowych cząstek), ale również da wkład do prądu neutralnego — bardzo podobny do wkładu przed chwilą rozpatrywanego, tyle że zamiast uprzednio występującej kombinacji $(\bar{n} \cos \theta_c + \bar{\lambda} \sin \theta_c) \cdot (n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c)$ dojdzie teraz do prądu neutralnego kombinacja $(-\bar{n} \sin \theta_c + \bar{\lambda} \cos \theta_c) \cdot (-n \sin \theta_c + \lambda \cos \theta_c)$.

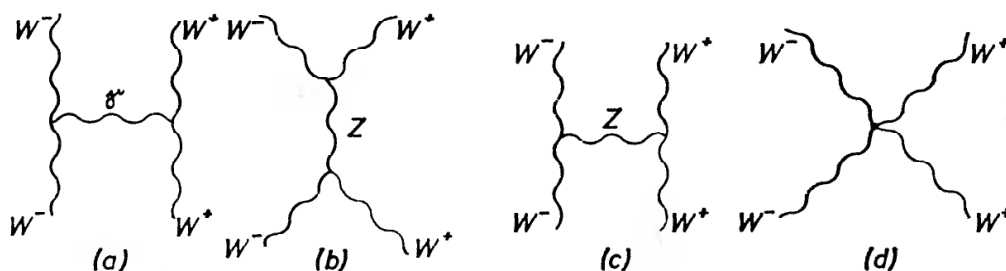
Część zmieniająca dziwność będzie więc teraz $-\sin \theta_c \cdot \cos \theta_c (\bar{n} \lambda + \bar{\lambda} n)$. Ze względu na znak minus, wkład ten skraca się dokładnie z poprzednio zna-

„zły” diagram i on sam nie może skompensować złego zachowania diagramu 8a, gdyż 8a łamie maksymalnie parzystość, a 8b ją zachowuje. Dlatego i w tym wypadku diagram 8c jest konieczny, choć sprzężenie $e\bar{\nu}Z$ musi z konieczności być nieco inne niż $\bar{\nu}\nu Z$ wprowadzone na diagramie 7c. Jeżeli jednak w sumie diagramów 8a, b i c musi skracać się człon najszybciej rosnący z energią, to stałe sprzężenia bozonów W i Z z leptonami muszą być tego samego rzędu wielkości co e ! Nie da się już oddzielić oddziaływań słabych od elektromagnetycznych. Teoria musi rzeczywiście być teorią zunifikowaną.



Rys. 9

Istnienie cząstek W^\pm , Z , γ i tych wierzchołków, które już wprowadziliśmy, prowadzi do dalszych amplitud, które muszą się „dobrze” zachowywać, np. amplituda reakcji $\bar{\nu} + e \rightarrow W^- + \gamma$ (rys. 9) lub rozpraszania $W^+ + W^- \rightarrow W^+ + W^-$ (rys. 10). Żądanie „dobrego” zachowania amplitudy danej sumą diagramów 9a, b, jak również amplitudy, w której foton na diagramach 9a, b zastąpiony jest przez Z , prowadzi do wielu warunków zawierających tylko wierzchołki już wprowadzone uprzednio.



Rys. 10

Badając sumę diagramów 10a, b, c, d przekonujemy się, że nie można uzyskać dobrego zachowania. Trzeba dodać diagram 10e. Wprowadzone wierzchołki implikują istnienie dalszych amplitud, np.: $Z + \gamma \rightarrow W^+ + W^-$, $Z + Z \rightarrow W^+ + W^-$, $\gamma + \gamma \rightarrow W^+ + W^-$ itp. Ilość warunków na „dobre” zachowanie przekracza znacznie swobodę, jaką mamy w wyborze stałych sprzężenia tych wierzchołków, które już wprowadziliśmy. Z algebraicznego punktu widzenia żądanie „dobrego” zachowania wszystkich amplitud jest silnie nadoznaczonym układem równań, którego spełnienie wydaje się na pierwszy rzut oka mało

powinny być cięższe, a w każdym razie dużo cięższe niż ok. 2—3 GeV/c²! Natomiast cząstki zawierające parę kwark–antykwarł — oba powabne — nie powinny być cięższe niż ok. 3—5 GeV/c². Pamiętajmy, że w tych oszacowaniach trzeba uwzględnić wpływ silnych oddziaływań (czego nie da się zrobić zbyt dokładnie). Wnioski dotyczące mas cząstek powabnych (lub zbudowanych z pary kwarków powabnych ale o całkowitym powabie zero) zostały wyciągnięte w sierpniu 1974 r. przez B. W. Lee i M. Gaillard [10]. W listopadzie 1974 r. świat fizyków zelektryzowany został wieścią o odkryciu bardzo długożyciowej, jak na stosunki panujące w świecie hadronów, cząstki o masie 3,10 GeV. Dalsze tygodnie przyniosły odkrycie jeszcze dwóch cząstek pokrewnych. Wszystko wskazuje na to, iż są to przepowiedziane stany związane powabnego kwarku i jego antycząstki! Jeśli interpretacja ta utrzyma się jako niewątpliwa, będzie to jednym z najwspanialszych triumfów teorii cząstek elementarnych, odkryciem przynajmniej na miarę przepowiedni Diraca istnienia pozytonu.

Literatura

- [1] J. M. Cornwall, D. N. Levin, G. Tiktopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1268 (1973).
- [2] C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Lett.* **B46**, 233 (1973).
- [3] A. Salam, w: *Elementary Particle Theory*, N. Svartholm Almquist and Forlag, Sztokholm 1968.
- [4] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [5] G. t'Hooft, *Nucl. Phys.* **B35**, 167 (1971).
- [6] Referat przeglądowny D. Cundy w materiałach *Konferencji Wysokich Energii*, Londyn 1974.
- [7] Np. J. D. Bjorken, Llewellyn Smith, *Phys. Rev.* **D3**, 887 (1973).
- [8] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
- [9] S. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).
- [10] M. K. Gaillard, B. W. Lee, J. L. Rosner, *Search for Charm*, prep. Fermilab Pub. 74/86 THY.

Romuald Wadas

Ośrodek Naukowo-Produkcyjny
Materiałów Półprzewodnikowych
Warszawa

Zagadnienia biomagnetyzmu

The Problems of Biomagnetism

Abstract: Some problems of biomagnetism are listed. The analysis of the experimental data is made on the basis of the exchange interaction and ligand field theory of the central magnetic ion in the biological molecules. Some magnetic properties of the paramagnetic biological complexes are determined.

1. Wstęp

Problematykę biomagnetyzmu stanowią:

- 1) badania własności molekuł paramagnetycznych w organizmach żywych,
- 2) badania wpływu zewnętrznych pól magnetycznych na stany fizyczne jonów i molekuł biologicznych,
- 3) badania pól magnetycznych promieniowanych przez organizmy żywe.

Paramagnetyzm molekuł biologicznych wynika z obecności w nich nieskompensowanych spinów elektronowych. Występują one w wolnych rodnikach oraz molekułach zawierających jony magnetyczne. Odkrytymi dotąd w organizmach żywych jonami magnetycznymi są chrom (Cr^{2+}), mangan (Mn^{3+} i Mn^{2+}), żelazo (Fe^{2+} i Fe^{3+}), kobalt (Co^{3+} i Co^{2+}), miedź (Cu^{2+}) i molibden (Mo^{5+} i Mo^{4+}).

Daje się zauważyć pewną proporcjonalność między zawartością pierwiastków w skorupie ziemskiej i w organizmach żywych. Jest to zrozumiałe, albowiem organizmy żywe budulec swój czerpią z pierwiastków otaczającej je materii. Istnieje jednak jeden wyjątek. Jest nim molibden. Pierwiastek ten rzadko występuje w skorupie ziemskiej i rozmieszczony jest nierównomiernie. Wywołuje zatem zdziwienie jego obecność w komórkach żywych i fakt, że jest niezbędny do życia. Wysuwa się różne hipotezy na ten temat. Niektóre z nich, przedstawiane zresztą przez poważnych badaczy, bliskie są pomysłom powieści fantastycznych.

Cechą pierwiastków magnetycznych wyróżniających je wśród innych metali

obecnych w organizmach żywych jest nie tylko określony stan magnetyczny, ale i możliwość zmiany tych stanów w zależności od pełnionych funkcji metabolicznych. Organizmy żywe w sposób zadziwiająco wspaniały potrafiły wykorzystać do swych celów różnorodność własności magnetycznych jonów magnetycznych, sięgając po najbardziej skomplikowane prawa fizyki. Studia tych zagadnień wprowadzają w zdumienie.

Jonów magnetycznych w organizmach żywych jest stosunkowo niewiele, niemniej rola ich jest bardzo znacząca. Tolerancje zawartości jonów magnetycznych zawarte są w wąskich przedziałach. Przekroczenie ich natychmiast ujawnia się albo w niedorozwoju, albo stanach chorobowych. Dlatego też zawierają je opracowane diety, szczególnie przy leczeniu chorób przewodu pokarmowego, jak również nawozy mineralne w postaci tzw. mikroelementów.

Drugim zagadnieniem biomagnetyzmu jest wpływ zewnętrznego pola magnetycznego na organizmy żywe.

Jony magnetyczne w molekułach biologicznych zajmują z reguły pozycje centralne, tzn. otoczone są jonami i grupami jonów diamagnetycznych, aczkolwiek bardzo niewielkie ilości jonów magnetycznych występują w stanie niezwiązany. Jony diamagnetyczne, wytwarzając pola elektrostatyczne, rozszczepiają częściowo poziomy energetyczne jonów magnetycznych. W takich stanach, traktowanych jako normalne, jony te wraz z otaczającymi związkami wypełniają swoje funkcje. Stan ich jednak zmienia się, jeśli zastosować zewnętrzne pola magnetyczne lub układ pól kompensujących pole geomagnetyczne. Zachodzi pytanie, na ile zmieni się intensywność wypełnionych przez molekuły funkcji. Okazuje się, że w zależności od wielkości natężenia pola magnetycznego intensywność ta maleje lub wzrasta. I to jest przedmiotem badań eksperymentalnych i interpretacji teoretycznej biomagnetyzmu.

Poza kompleksami paramagnetycznymi opisanymi wyżej większość molekuł i ich zespołów jest diamagnetyczna. Pole magnetyczne wywiera na nie również wpływ. Szczególnie dotyczy to diamagnetycznych ciekłych kryształów, które obficie występują w organizmach.

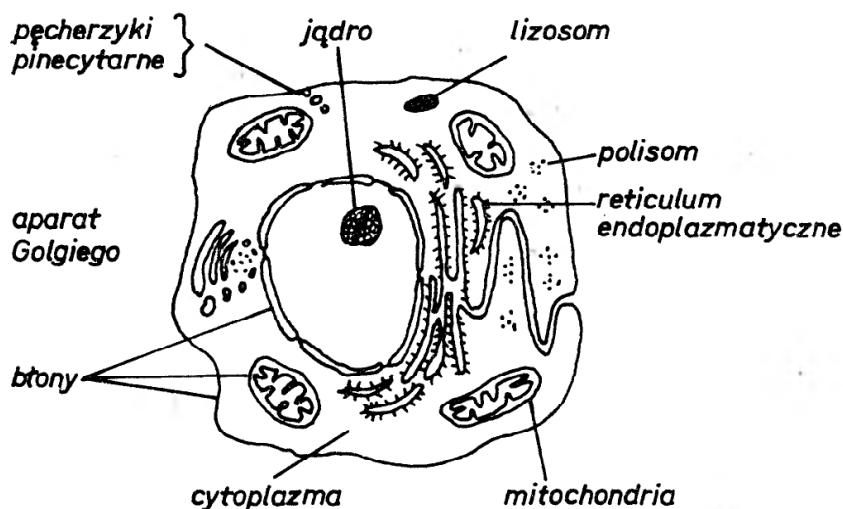
Ostatnim zagadnieniem jest badanie pól magnetycznych promieniowanych przez organizm. Konstruuje się specjalne zespoły cewek, które połączone z odpowiednimi układami wzmacniającymi pozwalają na odczyt wytwarzanych przez organizm pól magnetycznych.

2. Molekuły paramagnetyczne w organizmach żywych

Molekuły zawierające nieskompensowany spin są molekułami paramagnetycznymi, tj. takimi, których podatność magnetyczna jest dodatnia. Należą do nich molekuły zawierające jony pierwiastków przejściowych, wolne rodniki, molekuły O_2 , NO itp. Molekuły paramagnetyczne znajdują się w każdej komórce organizmu żywego. W celu lepszego zilustrowania dalszego opisu na rys. 1 podano obraz takiej komórki.

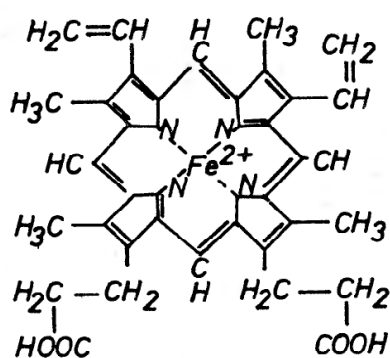
Poszczególne składniki żywej komórki zawierają molekuly paramagnetyczne o różnym stężeniu i różnego rodzaju.

Najlepiej zbadaną molekulą paramagnetyczną jest hemoglobina znajdująca się w komórkach zwanych erytocyty. Jej podstawowym zadaniem jest transport tlenu do wszystkich tkanek organizmu. Dlatego też krew arteryjna zawiera hemoglobinę utlenioną, a żylna zredukowaną. Pierwsza jest diamagnetyczna, a druga paramagnetyczna. Paramagnetyzm krwi żylny wynika z obec-



Rys. 1

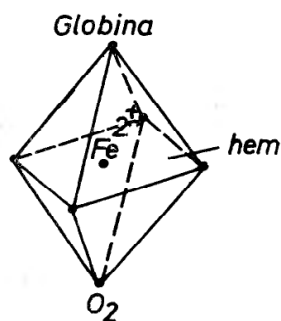
ności w niej dwuwartościowych kationów żelaza (Fe^{2+}). Molekuła hemoglobiny składa się z dwu przestrzennie różnie połączonych aminokwasów zwanych łańcuchami peptydowymi typu α i β . W każdym z łańcuchów α i β znajduje się po dwa kationy żelaza Fe^{2+} , czyli łącznie molekuła hemoglobiny zawiera cztery kationy Fe^{2+} . Ta część molekuly, która zawiera metal, nosi nazwę grupy



Rys. 2

prostetycznej i jest częścią niebiałkową w odróżnieniu od pozostałej części będącej białkiem. W ten sposób można scharakteryzować wszystkie molekuly zawierające metale. Budowa grup prostetycznych nie jest ogólnie rzecz biorąc jednakowa w różnych molekulach. W przypadku hemoglobiny i niektórych enzymów grupa prostetyczna nosi nazwę hemu. Jony diamagnetyczne i kation metalu znajdują się w hemie w jednej płaszczyźnie jak na rys. 2.

Jak wynika z rys. 2, jony metalu zajmują pozycję centralną w płaszczyźnie hemu. Podobnie jest w innych molekułach paramagnetycznych. Część białkowa — globina znajduje się ponad hemem, a przyłączany tlen (O_2) pod hemem. Ilustruje to rys. 3. Hem z globiną i tlenem tworzą ośmiościan (oktaedr). Jest to najczęstsza figura geometryczna odkryta dotąd w związkach biologicznych zawierających metale. Spotykane są również czworościany (tetraedry) w układach żelazo-siarka opisywanych niżej. Takie konfiguracje geometryczne są bardzo szczęśliwe ze względu na możliwość adaptacji stosunkowo dobrze rozpracowanych przybliżeń pola krystalicznego, wiązań kowalencyjnych i oddziaływań wymiennych właściwych zagadnieniom magnetycznym.

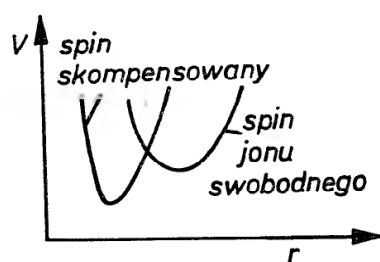


Rys. 3

Badania magnetyczne wykazują, że w oksyhemoglobinie wypadkowy spin kationu żelaza (Fe^{2+}) o konfiguracji elektronowej d^6 równy jest zeru ($S = 0$). Tymczasem dezoksyhemoglobina krwi żyłnej nie zawierająca już tlenu ma jony żelaza z wysokim spinem $S = 2$. W czasie przekazywania przez hemoglobinę tlenu tkankom wartościowość kationu żelaza nie ulega zmianie, ale zmienia się jego stan z niskiego spinu na wysoki. Jest to zjawisko niezwykle interesujące, pociągające różnorodne konsekwencje. Daje się ono wytłumaczyć w dwojaki sposób: 1) na podstawie przybliżenia pola krystalicznego i 2) przybliżenia wiązań kowalencyjnych. Przypadek pierwszy polega na uwzględnieniu siły pola krystalicznego sześciu ligandów w oksyhemoglobinie i pięciu w dezoksyhemoglobinie. W krwi żyłnej, gdzie hemoglobina pozbawiona jest cząsteczki tlenu, kation Fe^{2+} pozostaje w stanie z wysokim spinem ($S = 2$), tj. takim jak w jonie niezwiązanym. Oznacza to, że pole krystaliczne wytwarzane przez ligandy jest słabe. Dołączenie tlenu do hemoglobiny jako szóstego ligandu powoduje odwrócenie spinów do stanu diamagnetycznego ($S = 0$). W tym przypadku energia pola krystalicznego jest większa od wewnętrznej energii wymiennej. Są to znane zjawiska magnetyczne w ciele stałym. Energia pierwsza stara się skompensować spiny w sposób maksymalny, a w przypadku jonu Fe^{2+} — całkowity. Cechą wewnątrzatomowej energii wymiennej jest działanie przeciwstawne. Usiłuje ona utrzymać spiny równoległe w najwyższym stopniu, na jaki pozwala zakaz Pauliego. Energie te konkurują ze sobą i w zależności od tego, która z nich jest większa jon pozostaje w stanie z wysokim lub niskim spinem. Kiedy oksyhemoglobina oddaje tlen, praca

na jego oderwanie od hemu zamieniona zostaje na zmianę stanu spinowego kationu Fe^{2+} . Należy nadmienić, że oderwanie jednego ligandu od kompleksu nie zawsze związane jest ze zmianą stanu spinowego. Zachodzi to tylko wówczas, kiedy energie pola krystalicznego i wymienna mają porównywalne wartości. Oderwanie lub przyłączenie ligandu daje przewagę, raz jednej z nich, innym razem drugiej. Taka subtelna konstrukcja molekuly hemoglobiny, której stan energetyczny jest bliski krytycznemu, jest zadziwiająca. Można wysnuć hipotezę, że proces oksydukcji spełnia zasadę najmniejszego działania. Opisane zjawisko ma jeszcze inne konsekwencje chemiczne. Znane jest zjawisko zwiększonej reaktywności kompleksów o spinach nieskompensowanych. Jednocześnie kompleksy takie są mało trwałe. Takie właśnie cechy potrzebne są dezoksyhemoglobinie. Przeciwnie cechy mają kompleksy o spinach skompensowanych. Oksyhemoglobina takie właśnie cechy posiada i są one jej niezbędne do wypełnienia swych funkcji. Tym razem organizm w sposób zdumiewający wykorzystał własności chemiczne kompleksów z niskim i wysokim spinem.

Łączeniu z hemoglobina tlen i jego redukcji towarzyszy jeszcze jedno interesujące zjawisko, a mianowicie zmiana wymiarów molekuly. Okazuje się, że odległości między jonami żelaza położonymi w centrach hemu w przypadku oksyhemoglobiny są mniejsze od analogicznych odległości w hemoglobinie zredukowanej. Hemoglobina łącząc tlen kurczy się, a oddając rozszerza. Zjawisko takie nosi nazwę allosterii. Interpretacji tego zjawiska można dokonać również na podstawie własności magnetycznych jonów grupy żelaza. Jak już wspomniano, kompleksy jonów o konfiguracji elektronowej d^5 i d^6 o sparowanych spinach są bardziej trwałe od analogicznych kompleksów o zwrotach spinów jak w jonie swobodnym.



Rys. 4

Zasadniczym tego powodem jest zmiana konfiguracji stanu podstawowego. Energia potencjalna kompleksu o spinach sparowanych jest mniejsza od analogicznej energii kompleksu o spinach jak w jonach swobodnych przy jednoczesnych mniejszych odległościach międzyjądrowych kompleksu. Ilustruje to rys. 4. Zatem kompleks ze sparowanym spinem jest energetycznie korzystniejszy i ma mniejszą objętość, co wyjaśnia zmniejszenie odległości między jonami żelaza w hemoglobinie. Zmianie wymiarów towarzyszy zmiana symetrii układu. W hemoglobinie zredukowanej oktaedr odkształcony jest do symetrii tetragonalnej z osią symetrii C_{4v} . Po przyłączeniu O_2 przez hem symetria całej molekuly jest rombowa o klasie symetrii C_{2v} . Obserwacje te umożliwiają ilo-

ściowy opis wiązania hem-O₂ w przybliżeniu wiązań kowalencyjnych z uwzględnieniem oddziaływań wymiennych. Rozwiązania tego zagadnienia dokonali Seno, Otsuka, Matsuoka i Fuchikami [1]. Okazało się, że zasadniczą energią wiązania hem-O₂ jest ujemna energia wymienna (ustawiająca spiny antyrównoległe). Stwierdzenie to zasługuje na podkreślenie, albowiem zjawiska magnetyczne nie były dotąd uwzględnione w teorii wiązań związków biologicznych.

Poza dwuwartościowymi jonami żelaza w każdej żywej komórce zarówno w jądrze, jak i przestrzeni cytoplazmatycznej, występują trójwartościowe jony żelaza. Wchodzą one w skład enzymów zw. metaloproteidami, flawoproteidami i oksygenazami. Z punktu widzenia problematyki magnetycznej interesująca jest ferredoksyna — enzym umożliwiający asymilację azotu w procesie fotosyntezy. Odkryty on został również w organizmach zwierzęcych. Molekuła ferredoksyny zawiera dwa jony żelaza. Badania zjawiska Mössbauera [2] wykazały, że ferredoksyna utleniona zawiera trójwartościowe jony żelaza, a zredukowana zarówno trójwartościowe jak i dwuwartościowe. W tym przypadku najbliższymi sąsiadami jonów żelaza są nie jony tlenu jak w przypadku hemoglobiny, lecz pojedyncze jony siarki (S²⁻). Molekuły zawierające układy żelazo-siarka są dosyć powszechne w organizmach żywych i zawierają je również takie enzymy jak oksydaza ksantynowa występująca w mleku, adrenodoksyna znaleziona w mitochondriach kory nadnercza i innych. Wykazują one znaczne podobieństwo własności fizycznych.

Cechą charakterystyczną ferredoksyny jak i innych enzymów zawierających układy żelazo-siarka jest mała wartość współczynnika spektroskopowego rozszczepienia, w większości wypadków wynosząca $g = 1,94$. Taką cechę mają również dehydrogenaza NADH, dehydrogenaza bursztynianowa i inne. Taka prawidłowość wzbudziła zainteresowanie i naturalne dążenie do interpretacji. Znamienne w tym jest, że dwu- i trójwartościowe jony żelaza nie powinny mieć tak małego współczynnika g . Badania zjawiska Mössbauera i momentu magnetycznego prowadzą do tych samych wniosków. Interpretacji tego zjawiska można dokonać jedynie wówczas, jeśli założy się, że między jonami żelaza występują oddziaływania antyferromagnetyczne. Ze względu na to, że jony żelaza rozdzielone są w tego typu molekułach anionami siarki, występuje w nich zjawisko nadwymiany. Oddziaływania nadwymienne sprawiają, że spin $S_1 = 5/2$ jonu Fe³⁺ jest antyrównoległy do spinu $S_2 = 2$ jonu Fe²⁺. Wypadkowy zatem spin molekulej zawierającej układ Fe-S-Fe wynosi $S = 1/2$.

Teoria antyferromagnetyzmu dopuszcza taką sytuację, a przybliżenie pola krystalicznego pozwala na obliczenie współczynnika g , który zgodny jest z wynikiem eksperymentalnym. Molekuły takie są swoistymi ferrimagnetykami analogicznymi do krystalicznych materiałów magnetycznych. Z punktu widzenia magnetycznego występowanie oddziaływań nadwymiany w molekułach biologicznych jest niezwykle interesujące. Przypadek oddziaływań antyferromagnetycznych rozpatrywany wyżej różni się tym od przypadku przedstawionego przy okazji opisu łączenia się tlenu z hemoglobina, że biorą w nim

udział dwa jony żelaza rozdzielone anionem siarki Fe-S-Fe. Tymczasem w hemoglobinie utlenionej antyferromagnetyczne oddziaływania wymienne występują między paramagnetycznym kationem żelaza Fe^{2+} , a paramagnetyczną cząsteczką tlenu.

Jest niezwykle interesujące, że poza oddziaływaniami antyferromagnetycznymi i ferrimagnetycznymi w związkach biologicznych występują słabe oddziaływania ferromagnetyczne. Przypuszcza się, że oddziaływania takie mają miejsce w transferynie i „conalbumenie”. Pierwszy enzym znajduje się we krwi i służy do transportu żelaza dla dojrzewających krwinek czerwonych, tj. budowy hemoglobiny. Zawiera dwa atomy żelaza Fe^{3+} , a jego moment magnetyczny wynosi $\mu_{\text{eff}} = 6,08 \mu_B$. Jest to największa wartość momentu magnetycznego odkryta dotąd w molekułach biologicznych. Drugi enzym znaleziono w białku jajka i jego moment magnetyczny wynosi $5,92 \mu_B$ [3].

Niezidentyfikowany rodzaj oddziaływań odkryto między kationami miedzi (Cu^{2+}) w hemocyjaninie, pełniącej rolę hemoglobiny we krwi mięczaków oraz w lakazie, znalezionej zarówno w komórkach roślin, jak i zwierząt. Oddziaływania te są trudne do odkrycia. Daje się je stwierdzić tylko dlatego, że obok jonów miedzi oddziaływających ze sobą w molekułach enzymów istnieją jony, między którymi oddziaływania wymienne nie istnieją i które dają specyficzne linie rezonansu paramagnetycznego.

Jonami, między którymi nie udaje się stwierdzić jak dotąd oddziaływań wymiennych, są jony chromu, manganu, kobaltu i molibdenu. Molekuły zawierające te kationy są jednak słabo zbadane.

W związkach biologicznych obserwowane jest również zjawisko Jahn-Tellera. Molekuły, w których jony manganu (Mn^{3+}) i miedzi (Cu^{2+}) znajdują się w pozycjach oktaedrycznych, są silnie odkształcone [4—6].

Przegląd molekuł biologicznych zawierających jony magnetyczne wskazuje, że mogą być one paramagnetyczne, antyferromagnetyczne, ferrimagnetyczne i prawdopodobnie ferromagnetyczne. Występują zatem wszystkie podstawowe oddziaływania znane w teorii magnetyzmu ciała stałego. Rodzaj oddziaływań jest ściśle związany z funkcją, jaką pełnią molekuły biologiczne i dlatego ich badania eksperymentalne i teoretyczne przez specjalistów z magnetyzmu są interesujące nie tylko dla fizyki, ale również użyteczne dla biologii. Problemy magnetyczne w organizmach żywych są tak złożone, że wątpić można, aby biolodzy mogli je rozwiązać. Z punktu widzenia magnetycznego interesujące są jeszcze innego rodzaju oddziaływania. Przypomnijmy, że zadaniem enzymów jest ułatwienie reakcji chemicznych [8]. Istotną rolę odgrywają w tym dipolowe momenty magnetyczne. Enzym, zbliżając się do substratu, oddziałuje na jeden z jego jonów lub grupę jonów (z którą się ma połączyć) polem magnetycznym dipolowym. Wywołując tym zaburzenie stanów elektronowych, umożliwia lub ułatwia wzajemne połączenie enzymu z substratem. Istotne jest zatem dokładne sprecyzowanie roli pól dipolowych molekuł oraz zakres i siła ich działania. Występowanie różnego rodzaju oddziaływań między kationami magnetycznymi a tym samym momentów magnetycznych molekuł o różnych war-

tościach świadczy o zróżnicowanej potrzebie wzbudzania substratu. Innymi słowy nie każdy substrat wymaga do swego uaktywnienia chemicznego jednakowej wartości natężenia pola magnetycznego, jeśli oczywiście skupić uwagę tylko na części magnetycznej oddziaływań. Ogólnie biorąc sprawność procesów metabolicznych nie wymaga silnych pól magnetycznych. Przewyższają one niewiele natężenia pól geomagnetycznych. Potwierdzają to doświadczenia przeprowadzone w zewnętrznym polu magnetycznym.

Zróżnicowane momenty magnetyczne enzymów mają znaczenie również bardziej ogólne. Enzymy cechują się specyficnością, tzn. ułatwianiem reakcji tylko pewnych wybranych związków. Istnieje dość powszechne przekonanie [7], że specyficność działania enzymów zależy wyłącznie od ich części białkowej, nie zależy natomiast od grupy przestetycznej zawierającej jony magnetyczne. Przytaczane argumenty jednak nie wydają się przekonujące. Wydaje się, że w tym przypadku zachowuje moc zasada najmniejszego działania. Dlatego też sformułowanie bilansu energetycznego rozpatrywanego układu powinno być punktem wyjściowym rozumowania. Należy zatem określić stan energetyczny substratu enzymu, produktu i środowiska, w którym proces zachodzi. Wówczas warunki minimum działania określają warunki specyficzności enzymu. Zagadnienie powyższe nie jest zagadnieniem magnetycznym, aczkolwiek energia wymienna i magnetyczne oddziaływania dipolowe mają swą część niebagatelną w bilansie energetycznym.

Obserwacje działania enzymów oraz wolnych rodników wykazują, że tam, gdzie procesy metaboliczne zachodzą intensywnie, występują molekuly z nieskompensowanym spinem. Między innymi to wyróżnia enzymy zawierające jony magnetyczne od enzymów z innymi metalami. Wydaje się, że przy interpretacji procesów metabolicznych popełniono wiele pomyłek nie uwzględniając zupełnie zjawisk magnetycznych, a elektrostatyczne pola krystaliczne wprowadzane są zbyt nieśmiało.

Literatura

- [1] Y. Seno, J. Otsuka, O. Matsuoka, N. Fuchikami, *J. Phys. Soc. Japan* **33**, 1645 (1972).
- [2] C. E. Johnson, *J. Appl. Phys.* **42**, 1325 (1971).
- [3] M. F. Barnothy, *Biological Effects of Magnetic Fields*, vol. 2, Plenum Press, New York — London 1969.
- [4] J. Trojanowski, *Post. Bioch.* **10**, 93 (1964).
- [5] B. A. Rubin, L. N. Łoginowa, *Biologičeskaja chimia*, T. G. INT, Moskwa 1973.
- [6] R. Wadas, *Związki magnetyzmu z biologią*, PWN, Warszawa, w druku.
- [7] P. Karlson, *Zarys biochemii*, PWN, Warszawa 1972.
- [8] B. Filipowicz, W. Więskowski, *Biochemia*, PWN, Warszawa 1973.

Roman Stanisław Ingarden

Instytut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń

Wojciech Rubinowicz. Szkic biograficzny. Cz. II

Adalbert Rubinowicz. Biographical Essay. Part II

4. Monachium

Czytamy w pamiętniku Rubinowicza (s. 16): „Ze względu na temat mojej dysertacji wybrałem się do Monachium do Sommerfelda, nie zdając sobie w pełni sprawy z tego, jak trafnego wyboru dokonałem.” (Wyw. s. 3): „Przy moim pierwszym spotkaniu z Sommerfeldem pokazałem mu moją dysertację doktorską, co spowodowało jego uwagę: «Ja, Sie sind eigentlich ein Mathematiker, was wollen Sie denn eigentlich von mir?» («Tak, Pan jest właściwie matematykiem, czego więc chce Pan ode mnie?»)”. Aby tę uwagę w pełni zrozumieć, musimy powiedzieć parę słów o Sommerfeldzie.

Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld urodził się 5 grudnia 1868 r. w Królewcu jako syn lekarza [12]. Szkoły i uniwersytet kończył również w Królewcu, co w owych latach było raczej sytuacją wyjątkową, gdyż studenci niemieccy, podobnie jak profesorowie, krążyli na ogół od uniwersytetu do uniwersytetu. Ale Królewiec był w tych latach wybitnym centrum nauki i kultury. Już w gimnazjum kolegował Sommerfeld z tak wybitnymi ludźmi jak Hermann Minkowski (1864—1909), Maks Wien i Wilhelm Wien (1864—1928, laureat Nobla z fizyki w r. 1911). W gimnazjum Sommerfeld bardziej interesował się literaturą i historią niż naukami ścisłymi i miał równie wielkie sukcesy we wszystkich przedmiotach, włączając w to języki starożytne. Na studiach wyższych pociągnęła go jednak najbardziej matematyka, chociaż uczęszczał równolegle na wykłady ekonomii politycznej i filozofii. Uniwersytet w Królewcu był jednym z pierwszych, na którym powstała fizyka teoretyczna jako osobna gałąź wiedzy, równoległa do fizyki doświadczalnej. Rozdziału tego dokonał Franz Neumann (1798—1894), który miał w tych latach wielki wpływ w nauce niemieckiej. Jeszcze wybitniejsza była tam jednak matematyka, którą

kierował Ferdynand Lindemann (1852—1939), słynny m. in. z tego, że pierwszy udowodnił, że π jest liczbą przestępną (potem kolegował z Sommerfeldem w Monachium), a docentami byli Adolf Hurwitz (1859—1919) i Dawid Hilbert (1862—1943). Pod wpływem tego znakomitego ośrodka Sommerfeld zostałby niewątpliwie czystym matematykiem, gdyby nie to, że poznał młodego studenta fizyki teoretycznej Emila Wiecherta (późniejszego odkrywcę potencjałów opóźnionych), który, jak pisze Max Born [12], dokonał tego, czego nie mógł dokonać



Rys. 1. Arnold Sommerfeld w wieku ok. 30 lat (ok. r. 1898)

następca F. Neumanna na katedrze fizyki teoretycznej, R. Falkmann. W r. 1890 Sommerfeld i Wiechert zbudowali analizator harmoniczny przeznaczony do analizy pomiarów termicznych w związku z konkursem ogłoszonym przez miejscowe towarzystwo naukowe. Zagadnienie to po raz pierwszy zetknęło Sommerfelda z problemami fizyki od strony zastosowań matematyki. W r. 1891 Sommerfeld otrzymał doktorat matematyki w Królewcu na podstawie rozprawy „Funkcje dowolne w fizyce matematycznej”, którą podobno opracował i napisał w ciągu kilku tygodni. Po odbyciu służby wojskowej Sommerfeld udał się do Getyngi, gdzie znalazł się pod bardzo silnym wpływem słynnego Feliksa Kleina. Jak pisze Born [12], praca habilitacyjna Sommerfelda „Mathematische Theorie der Diffraction” opublikowana w *Math. Ann.* w r. 1896

(właśnie ta, na której oparł się Rubiniowicz w swojej pracy doktorskiej) była dojrzałym owocem wpływu Kleina. Już w pracy z Wiechertem Sommerfeld badając zagadnienie przewodnictwa cieplnego użył metody całkowania liniowego równania różniczkowego na powierzchni Riemanna o wielu płatach, potem rozwinął tę metodę w kilku pracach opracowanych w Getyndze, początkowo w zagadnieniach termicznych, potem optycznych. Kolosalna wiedza i mistrzostwo matematyczne Kleina pomogły Sommerfeldowi doprowadzić tę metodę do perfekcji i uzyskać rozwiązania ściśle w odpowiednio postawionych i dobranych problemach fizycznych. To właśnie mistrzostwo i ta ścisłość rozwiązania tak bardzo zaimponowały Rubiniowiczowi. Jak później napisał Rubiniowicz (odp. Heilbronowi, s. 4): „Gdy widziało się jak Sommerfeld posługuje się aparatem matematycznym, musiało się go uważać za matematyka. Charakterystyczne dla niego były takie powiedzenia, jak: «Należy zawsze dążyć do ścisłego rozwiązania problemu matematycznego, jaki spotyka się w fizyce. Często mniej trudu wymaga ściśle rozwiązanie problemu niż wyszukanie odpowiednich rozwiązań przybliżonych», co z pewnością zachodzi w przypadku jego pracy dyfrakcyjnej. „Jednakże, dodaje Rubiniowicz, dla Sommerfelda fizyczne postawienie problemu było zawsze główną sprawą”. Było tak już istotnie w problemie badanym z Wiechertem, a potem jeszcze bardziej w pracach w Monachium. Podobnie bowiem jak właściwie i Feliks Klein, Sommerfeld nie rozwiązywał „czystych“ zagadnień matematycznych, stosował jedynie znane już ściśle metody i abstrakcyjne pojęcia matematyczne do zagadnień fizyki. (Klein robił to głównie w geometrii, przenosząc do niej np. metody teorii grup i inne metody algebraiczne.) Oczywiście jest to także twórczość, i to na ogół bardzo wysokiej klasy, różna jednak w zasadzie od tej, jaką spotyka się w czystej matematyce.

Gdy Rubiniowicz zetknął się z Sommerfeldem w r. 1916, prawdopodobnie nie uświadamiał sobie w pełni, że od czasu pracy o teorii dyfrakcji z r. 1896 minęło już 20 bogatych lat i że Sommerfeld zmienił się w międzyczasie bardzo znacznie. Była to też zmiana formalna: w r. 1896, właśnie dzięki wspomnianej pracy, został docentem „prywatnym” („Privatdozent”) matematyki na Uniwersytecie w Getyndze, w r. 1916 natomiast był profesorem fizyki teoretycznej na Uniwersytecie w Monachium. Ta zmiana formalna wyrażała dobrze wewnętrzną, merytoryczną przemianę Sommerfelda. Jak wyraził się Born [12]: „Cały jego rozwój naukowy jako uczonego był skierowany od czystej i stosowanej matematyki do nauki doświadczalnej. W biografii Sommerfelda był moment, kiedy otrzymał on możliwość zajęcia się pracą doświadczalną: W. Voigt zaproponował mu stanowisko asystenta w swoim laboratorium. Jednakże Sommerfeld nie przyjął tej propozycji, chociaż i nie bez żalu. Później przekonał się, że decyzja ta była słuszna i że wykorzystywał w najlepszy sposób swój talent, poświęcając go teoretycznemu tłumaczeniu i stymulowaniu badań doświadczalnych”. Najwyraźniej stało się to widoczne nieco później, w epoce jego *Atombau und Spektrallinien*, którego każde gruntownie zmienione wydanie stanowiło nowy istotny etap w interpretacji prac doświadczalnych (1 wyd. 1919,

2 wyd. 1920, 3 wyd. 1922, 4 wyd. 1924, *Wellenmechanischer Ergänzungsband* 1929, 5 wyd. 1 t. 1931, 5 wyd. 2 t. 1939). Książkę tę zaczął już pisać właśnie w czasie pobytu Rubinowicza u niego, w maju i czerwcu 1918, jak o tym świadczy list do Einsteina z czerwca 1918, ten sam, w którym wspomina o pracy Rubinowicza [13], s. 200 (wrócimy jeszcze do tego listu): „Już od 14 dni piszę popularną książkę *Budowa atomu i linie spektralne*; tekst podstawowy — dla chemików, a dodatki — dla fizyków”. Istotna ewolucja Sommerfelda zaszła pomiędzy jego 4-tomową *Theorie des Kreisels* napisaną wspólnie z F. Kleinem (t. 1—3, 1897—1903, t. 4 1910 napisany już w Monachium) a *Atombau*. W *Teorii bąka* zajmuje się zagadnieniem z pogranicza matematyki a mechaniki technicznej, ale które, jak to potem mocno podkreślił Pauli [14], jest ważne dla fizyki teoretycznej, bo ujęcie to posługuje się parametrami Cayleya-Kleina, „które nabrały tak wielkiego znaczenia w teorii spinorów, a więc w teorii równania Diraca elektronu”. Jak pisze Born [2], „pierwsze dwa tomy podkreślały matematyczną stronę zagadnienia, podczas gdy trzeci i czwarty (...) zawierały zastosowania do geofizyki, astronomii i techniki; w nich często były wykorzystane proste argumenty intuicyjnego charakteru. Taki sposób pisania jest charakterystyczny dla Kleina, który starał się wzbogacić technikę niemiecką przy pomocy metod matematycznych wyłożonych jasnym i prostym językiem. Sommerfeld stał się jednym z głównych bojowników tego punktu widzenia”.

Warto też krótko wspomnieć o zewnętrznych losach Sommerfelda między Getyngą a Monachium [12]. W roku 1897 został on profesorem matematyki w Akademii Górniczej w Clausthalu w górach Harzu, a w r. 1900 profesorem mechaniki technicznej na Politechnice w Akwizgranie (Aachen). Dopiero w r. 1906 na wniosek Wilhelma Röntgena, prof. fizyki doświadczalnej w Monachium, powołano z kolei Sommerfelda na katedrę fizyki teoretycznej w Monachium stworzoną przez Boltzmann (jak wspomnieliśmy, Boltzmann zajmował tę katedrę w latach 1889—1894). Praca w szkołach technicznych skierowała uwagę Sommerfelda na kilka konkretnych problemów technicznych, jak wytrzymałość materiałów, drgania w dynamomaszynach, działanie hamulców wagonowych, hydrodynamiczna teoria smarowania. Osiągnął w tych dziedzinach niebanalne rezultaty o poważnym, często kluczowym (np. w teorii smarowania), znaczeniu praktycznym, ale problemy te nie zaspakajały podstawowych zainteresowań Sommerfelda. Dopiero praca w Monachium dała mu pełne zadowolenie i wciągnęła go w nurt zagadnień fizycznych, elektrodynamicznych, relatywistycznych i wreszcie (głównie po pojawieniu się pracy Bohra w 1913 r.) atomowych i kwantowych. Prace jego rozwijały się lawinowo i postawiły Sommerfelda w samym centrum ówczesnych badań fizycznych. Za szczyt jego osiągnięć (godny nagrody Nobla, niestety nigdy jej nie otrzymał) uważa się przeważnie odkrycie stałej subtelnej struktury w r. 1916, a więc właśnie w czasie pobytu Rubinowicza w Monachium (ściśle biorąc praca na ten temat wówczas się ukazała, ale była wykonana w r. 1915).

Mimo jednak, że był to okres w pewnym sensie szczytowy, początki pracy

Rubinowicza u Sommerfelda nie przedstawiały się bardzo zachęcająco. Wobec ewolucji ideowej Sommerfelda rozumiemy już sens jego uwagi w pierwszej rozmowie z Rubinowiczem. Cytuję drugi opis tej sceny w pamiętniku, s. 17: „Gdy pokazałem mu moją dysertację, Sommerfeld zawyrokował, że jestem matematykiem i spytał się mnie, czego właściwie u niego poszukuje. Ale jednocześnie zaprosił mnie, abym po jego wykładach, które odbywały się od 8-mej do 9-tej rano, do niego przychodził. Z zaproszenia tego skorzystałem i Sommerfeld polecił mi przeliczyć na częstości długości fal widma molekularnego wodoru, jako najprostszej drobin. Spodziewał się, że w widmie drobin wodoru wyrażonym w częstościach ujawnią się pewne prawa rządzące drobinami. Przeliczenie to wykonałem na specjalnej maszynie do liczenia, która nadawała się szczególnie dobrze do mnożenia i dzielenia. Sommerfeld wypożyczył ją z zakładu Röntgena. Mimo ogromu pracy włożonej w to przeliczenie, żadnych regularności w widmie wodoru nie udało się odkryć, ani mnie, ani drowi Glitscherowi, asystentowi Sommerfelda, który potem tym zagadnieniem się zajmował”. Wywiad, s. 3:

„K: Kiedy był Pan tam (w Monachium) pierwszy raz? 1916?”

R: Początek 1916. Kiedy wówczas przedyskutowałem z Sommerfeldem rozmaite zagadnienia fizyczne, przekonał się, że jednak jestem fizykiem. Na początku mego pobytu w Monachium, zanim się wpracowałem w nową problematykę, nie miałem pierwotnie żadnej pracy nadającej się do publikacji. Byłem tym bardzo zmartwiony, ponieważ nasuwało to mi pewne wątpliwości co do moich zdolności naukowych. Sommerfeld, który to zauważył, dał mi do czytania swoją pracę o efekcie Zeemana [w której właśnie wprowadza stałą subtelną struktury, Phys. Z. t. 17 z roku 1916, s. 491] i zaproponował mi, abyśmy ją wspólnie opublikowali. Nie mogłem się oczywiście na to zgodzić, gdyż nie zrobiłem żadnego przyczynku do tej pracy. Moją pierwszą nadającą się do publikacji pracą, którą wykonałem w Monachium, była praca [17] [o mieszanym problemie brzegowym hiperbolicznych równań różniczkowych]. Ukończyłem ją w r. 1917 [nosi na końcu datę „Wien, 3. August 1917”], ale z powodu warunków wojennych została ona wydrukowana dopiero w r. 1920 (była drukowana przed i po zakończeniu wojny w pewnej drukarni w Cieszynie). Kiedy w r. 1962 byłem na pewnym sympozjum [URSI] w Kopenhadze, spotkałem tam prof. Józefa B. Kellera z Instytutu Couranta Uniwersytetu New York. Kiedy opowiedział mi przy tej okazji o pewnej swojej świeżo opublikowanej pracy, mogłem mu powiedzieć: „Pana metodę opublikowałem już przed więcej jak 40 lat temu.”

Pam., s. 24: „Celem tej pracy było pokazanie jak uwydatnia się w narastaniu pola równania falowego fakt, że światło rozprzestrzenia się ze skończoną prędkością. Najpierw podany został dowód jednoznaczności dla zagadnienia mieszanego (= zagadnienie brzegowe + zagadnienie na wartości początkowe) uwzględniający, że [...] ruch falowy w pewnym punkcie przestrzeni zależeć może tylko od wartości brzegowych i początkowych w pewnym skończonym obszarze dookoła punktu obserwacji [właśnie ze względu na skończoność prędkości światła]. Dowód ten przeprowadziłem bez znajomości pracy [S.] Zaremby [„Rend. Acc. Lincei”, ser. 5, t. 24, s. 904] z r. 1915. [...] Niezależnie od pracy Zaremby oraz mojej dowód ten podali też [K.] Friedrichs i [H.] Lewy w r. 1927.” Wspomniana praca Kellera dotyczyła jednak innego zagadnienia rozwiązane również przez Rubinowicza w pracy [17], mianowicie: „Gdy możemy rozwiązać

zagadnienie mieszane dla poszczególnych ciał pewnej grupy ciał dla dowolnych wartości brzegowych i początkowych, to możemy pokazać na podstawie twierdzenia o jednoznaczności, że można rozwiązać zagadnienie mieszane w przypadku, gdy wszystkie ciała znajdują się równocześnie w przestrzeni.”

Pam., s. 18: „Ponieważ w r. 1917 Sommerfeld nie zasugerował mi żadnego tematu do opracowania, byłem zdany wyłącznie na własną inwencję. W ten sposób powstała najpierw drobna praca [18] (o kwantowaniu promieniowania we wnęce), w której wykazałem, że na podstawie warunków kwantowych Sommerfelda można poddać kwantyzacji promieniowanie elektromagnetyczne zawarte w naczyniu prostokątnym”. Praca nosi datę wpłynięcia 24 lutego 1917 (a więc wcześniej niż ukończenie poprzedniej, która rozpoczęta była zapewne wcześniej).

Wywiad, s. 4: „Jeszcze przed publikacją tej pracy byłem przekonany, że aby zrozumieć proces promieniowania kwantowego, trzeba kwantować nie tylko atom, lecz także eter [pole elektromagnetyczne]. Omawiałem to często z P. S. Epsteinem [ówczesny współpracownik Sommerfelda], który napisał dlatego w artykule przeglądowym opublikowanym w 1918 r. w zeszycie Planckowskim «Naturwissenschaften»: «Es wäre in der Tat sehr erwünscht, den Emissionsvorgang in allen Einzelheiten zu überblicken und die Erklärung der erwähnten Gesetze einzusehen. Wenn diese Forderungen für den Augenblick auch zu hoch gespannt erscheinen, so könnte man vielleicht schon jetzt mit mehr Aussicht auf Erfolg ersuchen, durch Einbeziehung der Freiheitsgrade des Äthers die Frequenzbedingung auf dieselbe Form zu bringen, wie die für die Materie gültigen Quantenbedingungen. Wie A. Rubinowicz [18] gezeigt hat, lässt sich dies für die Theorie der schwarzen Strahlung durchführen; auch die im letzten Satz des Textes enthaltene Bemerkung verdanke ich Herrn Rubinowicz».”

Widzimy, że o ile praca [17] wynikała z dawniejszej, „matematycznej”, inspiracji Rubinowicza, praca [18] jest już pierwszą śmiałą próbą jego odpowiedzi na nową, „fizyczną”, inspirację wychodzącą od Sommerfelda. Choć Rubinowicz ocenia tę pracę jako „drobną”, dotyczy ona podstawowego zagadnienia, które w pełni mogło być rozwiązane dopiero znacznie później na gruncie kwantowej teorii pola (pierwszy zrobił to, jak wiadomo, Dirac w r. 1933). Jak później napisał Rubinowicz [4] s. 162: „Jestem przekonany, że pracami moimi w Monachium kierował *genius loci*, jakim był Sommerfeld, wielki twórca szkoły monachijskiej, słynnego ośrodka fizycznego, który wydał fizyków tej miary co Debye, Pauli i Heisenberg. Tematów prac moich nie podawał mi wprawdzie Sommerfeld, ale związane one były w ten czy inny sposób z jego działalnością naukową”. I dodaje niezmiernie istotną uwagę: „Prace moje, wykonane wówczas w Monachium, były zresztą jakby drogowskazem przynajmniej dla pewnej części prac moich, które opublikowałem w latach następnych”. Istotnie, przytłaczająca ilość jego późniejszych publikacji jest inspirowana przez jego prace monachijskie. Chodzi jednak nie o prace wyżej omówione, ani o tę, którą omówimy za chwilę, lecz przede wszystkim o dwie następne.

Kolejną pracą Rubinowicza [19] o modelu Bohra-Debye’a drobiny wodoru nosi datę „München, im Februar 1917” i datę wpłynięcia do redakcji 8 kwietnia 1917 r., ale była wykonana w większości poza Monachium, p. pam., s. 7:

„Pracę [19] wykonałem prawie w całości przebywając podczas wakacji letnich [r. 1916] u mojej siostry Seweryny Wicentowicz w miejscowości Grödig koło Salzburga [dom Nr 103]”. Sprawa ta wiązała się również z finansami Rubinowicza w tym czasie. Chodzi o to, że wymiana austriackich koron na niemieckie marki była wówczas bardzo niekorzystna i Rubinowicz nie mógł wyżyć w Monachium z pensji asystenta uniwersytetu w Czerniowcach, którą mu stale wypłacano. Aby ułatwić jego sytuację, jego szwagier dr Wicentowicz postarał się dla niego w Landesregierung w Salzburgu o posadę koncypienta („konzepitive Hilfskraft”) w okresie wakacji letnich. W ten sposób mógł sobie dorobić nieco pieniędzy. Sytuacja jego polepszyła się dopiero od grudnia 1917 r., gdy asystent Sommerfelda dr Karl Glitscher przeszedł do przemysłu i Sommerfeld zaproponował Rubinowiczowi jego miejsce. Aby nie stracić prawa do pensji czerniowieckiej, Sommerfeld urządził to tak, by Rubinowicz był formalnie płatny jako stypendysta prywatnej fundacji Hermanna Anschütz-Kämpfe (1872—1931, był to wynalazca kompasu żyroskopowego zaprzyjaźniony z Sommerfeldem m. in. dzięki jego *Teorii bąka*), a nie przez Uniwersytet w Monachium, dlatego był niekiedy nazywany „Anschütz-Kämpfe-Assistent”. Rubinowicz pisze: „Jako takiego Anschütz-Kämpfe zaprosił mnie i całe kolokwium Sommerfelda, po jednym z moich referatów na kolokwium, na kolację, która była bardzo wielkopańska [nobel]. Obsługa np. była wynajęta z bawarskiego dworu królewskiego.” (odp., s. 3). Sommerfeld w ogóle był bardzo życzliwy dla swoich współpracowników i starał się im pomagać i iść na rękę, p. wywiad, s. 9:

„K: (...) Jakie były właściwie stosunki między Sommerfeldem a jego studentami i współpracownikami?

R: Ze współpracownikami znakomite. Zawsze wiedział np. jak nazywają się dzieci każdego jego ucznia. Utrzymywał także z każdym swoim byłym uczniem żywą korespondencję.” (Istnieje również gruba teczka korespondencji Sommerfelda z Rubinowiczem licząca 50 listów.)

K: Czy także pomagał stale w czasie pisania dysertacji?

R: Opowiedział mi np., że kiedy po raz pierwszy przyjechał do niego Amerykanin, usiadł z nim i właściwie opracował mu dysertację. Była to praca o rozchodzeniu się fal elektromagnetycznych wokół Ziemi jako kuli (...) Za moich czasów pracował także wiele z Glitscherem. Inne prace nie były wówczas prowadzone.

K: A jakie były jego stosunki z Piotrem Debye’em [1884—1966]? [Był to pierwszy asystent Sommerfelda, którego Sommerfeld «przywiózł» do Monachium z Aachen, ale już w r. 1911 Debye został powołany na profesora do Zürichu.]

R: Do Debye’a był bardzo dobrze usposobiony [sehr eingenommen]. Był także w bardzo dobrych stosunkach z P[awłem] S[ophusem] Epsteinem. Na początku wojny Epstein jako poddany rosyjski został internowany w obozie koncentracyjnym. Kiedy jednak Sommerfeld dowiedział się, że Epstein urodził się w Mińsku¹, zrobił z niego Polaka, aby wyciągnąć go z obozu koncentracyjnego. Epstein oczywiście nie rozumiał ani połowy polskiego słowa [śmiech].”

¹ Jest to nieporozumienie. Epstein urodził się 20. VI. 1886 w Warszawie. Był pochodzenia żydowskiego i ponieważ chodził do szkół rosyjskich, znał rosyjski (a potem niemiecki) lepiej niż polski. Od 1911 przebywał w Monachium, gdzie studiował fizykę u Sommerfelda,

Wracam do pracy [19]. Rubinowicz pisze (pam., s. 7): „W r. 1916 panna H. J. van Leeven obliczyła w pierwszym przybliżeniu drgania obu elektronów w modelu Bohra–Debye’a drobiny wodoru zakładając, że oba protony są nieruchome ze względu na to, że w porównaniu z elektronami mają wielką masę. Ponieważ z drugiej strony F. Krüger (1916) i P. S. Epstein (1916) zakładali przy obliczeniu ciepła właściwego wodoru, że jego drobina wykonuje regularną precesję jako ciało sztywne, postanowiłem wyliczyć pierwsze przybliżenie drgań drobiny wodoru, zakładając, że nie tylko oba elektrony, ale także oba protony w modelu Bohra–Debye’a mogą się poruszać. Wynik rachunków można nie bardzo dokładnie tak wypowiedzieć, że do drgań elektronów przy nieruchomych protonach dochodzą także infinitesimalne ruchy całej drobiny, z których można wyodrębnić ruch odpowiadający ruchowi ciała sztywnego”.

Przechodzę teraz do pierwszej „wielkiej” pracy Rubinowicza [20] o fali ugięcia w kirchhoffowskiej teorii dyfrakcji. Stworzyła ona nowy rozdział w teorii dyfrakcji² oraz wywołała potok prac zarówno Rubinowicza, jak innych autorów (o wielu z tych prac będzie jeszcze mowa w dalszym ciągu tego artykułu). Na końcu pracy [20] czytamy: „München, Inst. f. Theor. Physik, im Juli 1917” i data wpłynięcia do Redakcji 28 lipca 1917. O pracy tej pisze Rubinowicz (pam., s. 18): „Poza tym mogłem dowieść, że całkę dyfrakcyjną Helmholtza–Huygensa można w sposób zupełnie ścisły przekształcić w postać odpowiadającą poglądom Younga. Że takie przekształcenie istnieje, można było podejrzewać na podstawie faktu, że w takiej postaci można podać ścisłe rozwiązanie Sommerfelda dla półpłaszczyzny lub dla klina. Poza tym łatwo było przy pomocy zasady Helmholtza–Huygensa odseparować falę geometryczno-optyczną od ruchu falowego opisującego przy pomocy tej zasady ruch falowy całego zagadnienia dyfrakcyjnego. Trzeba było jedynie wykazać, że pozostały ruch falowy opisuje falę dyfrakcyjną powstającą przez rozpraszanie fali padającej na krawędzi otworu uginającego. Udało mi się to najpierw udowodnić w przypadku płaskiej fali padającej. Stąd nabrałem przekonania, że musi dać się to

² Nawet dosłownie, bo w znanej monografii Borna i Wolfa [21] o zasadach optyki poświęcono jej osobny rozdział 8.9. *The Boundary Diffraction Wave* (5 s.), a także § 44. *Zur Youngschen Deutung der Beugungserscheinungen* (7 s.) w pięknym podręczniku optyki Sommerfelda [22]. W przedmowie do pierwszego wydania (1949) tej ostatniej książki pisze Sommerfeld: „Die Beugungstheorie von Thomas Young wird in der ihr von Rubinowicz gegebenen Fassung [...] vorgetragen”, a w przedmowie do drugiego wydania (1958) opracowanego już po śmierci Sommerfelda przez jego uczniów J. Meixnera i F. Boppa czytamy: „Die Youngsche Deutung der Beugungserscheinungen in § 44 schliesst sich einer inzwischen erschienenen [1953] schönen Arbeit von A. Rubinowicz an”. Jak wiadomo stare (1802), heurystyczne idee Thomasa Younga (1773–1829) na temat ugięcia światła na krawędzi otworu, a nie na jego powierzchni, były wówczas od dawna zarzucone pod wpływem prac Augustine’a Jeana Fresnela (1788–1827), który obliczył falę ugiętą przez całkowanie po powierzchni otworu (1816). Jak pisze Sommerfeld [22] s. 269: „Es entsteht die Frage, ob und wie sich die Youngsche Auffassung auf beliebige Beugungsschirme erweitern lässt. Diese Frage ist von A. Rubinowicz (Ann. Phys. 53, 1917 [20] und 73, 1924) vollgültig beantwortet worden.”

przeprowadzić także w przypadku kulistej fali padającej, co było o wiele trudniejszym zadaniem. W pracy tej podany został także dowód, że całka dyfrakcyjna Kirchhoffa rozwiązuje pewne ściśle określone zagadnienie, które następnie Kottler [1923, w 70 t. *Ann. Physik*, s. 405] nazwał bardzo trafnie zagadnieniem skokowym. Poza tym pokazałem w tej pracy, że falę ugięcia w przypadku izotropowego źródła punktowego można przekształcić w postać przynależną do rodziny sommerfeldowskich ruchów falowych przy uginaniu się światła na półpłaszczyźnie lub klinie. Geometrycznie rozważania podane w tej pracy można o wiele przejrzyściej przeprowadzić posługując się rachunkiem wektorowym, jak to wykazałem w drugim wydaniu mojej monografii *Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugung* (1966). Dopiero z pracy F. Kottlera [1923, w 71 t. *Ann. Phys.*, s. 457] dowiedziałem się, że w 1888 r. Gian Antonio Maggi [w pracy ogłoszonej po włosku w *Annali di Matematica*, ser. IIa, t. 16, s. 21] oddzielił od kirchhoffowskiego ruchu falowego geometryczno-optyczny ruch falowy, przy czym jednak pozostały ruch falowy nie można było bezpośrednio, bez przekształcenia, interpretować jako powstający przez rozpraszanie fali padającej na krawędzi otworu uginającego. Dopiero Kottler w ostatnio wspomnianej pracy wykazał, że ten ruch falowy można przekształcić w falę ugięcia podaną w mojej pracy [20]. Pracę [20] skończyłem bardzo szybko, w ciągu jednego miesiąca. Pokazałem ją Sommerfeldowi dopiero po ukończeniu. Jemu zawdzięczam podział pracy na poszczególne paragrafy, przez co zyskała ona na przejrzystości. Była jednak zanadto zwięźle napisana, tak że w szczególności dalsze paragrafy nie były łatwo zrozumiałe. Zwrócił na to moją uwagę prof. Max Born podczas swojej bytności w Monachium, co mnie oczywiście bardzo zmartwiło”. (Faktycznie Max Born, 1882—1970, nie był jeszcze wówczas profesorem, lecz od 1909 docentem w Getyndze, profesorem został w 1919 we Frankfurcie nad Menem, a potem w 1921 w Getyndze.)

Pam., z. 7, s. 1: „Ponieważ studiowałem w Czerniowcach na uniwersytecie niemieckim, a kontynuowałem moje studia na Uniwersytecie w Monachium, nie miałem wówczas żadnego kontaktu z fizyką polską. W celu nawiązania [tego kontaktu] posłałem odbitkę pracy mojej [20] razem z odpowiednim listem do ówczesnego czołowego przedstawiciela teoretycznej fizyki polskiej, prof. Władysława Natansona do Krakowa [Marian Smoluchowski zmarł właśnie w Krakowie 5 września 1917 r.]. W odpowiedzi odpisał on mi (list z dnia 18 lutego 1918 r.): «Ubolewam nad chaotycznym stanem, w którym zdaje się znajdować teoria Kirchhoffa i cieszyłbym się, gdyby Pan mógł opracować monografię, z której można by się dowiedzieć, co właściwie posiadamy w tej dziedzinie, co zaś jest złudzeniem.» [Jak wiemy, Rubinowicz zrealizował tę propozycję dopiero w r. 1957, a więc w 20 lat po śmierci Natansona.] Dla historyka fizyki polskiej list ten jest o tyle interesujący, że prof. Natanson zajął początkowo ujemne stanowisko wobec ówczesnych poglądów teorii kwantów. We wspomnianym liście pisze on mianowicie: «Czy Laplace, Fourier, Ampère budowali w taki

sposób swoje teorie? Wyznaję, że mimo wielkiej czci dla Plancka, Einsteina, Ehrenfesta, Sommerfelda etc. etc. byłbym bardzo szczęśliwy, gdyby pewnego dnia „quanta” całkowicie z fizyki znikły. Zapewne ci panowie byliby również zadowoleni!» U schyłku swojego życia uznał jednak prof. Natanson istnienie kwantów i napisał nawet dłuższą rozprawę o nowszej teorii kwantów”. Na obronę Natansona trzeba powiedzieć, że przecież „starsza teoria kwantów” nie była jeszcze „teorią” w matematycznym sensie tego słowa, opierała się bowiem na sprzecznych założeniach, dopiero „nowsza teoria kwantów” jest w tym sensie teorią. Natanson miał więc tu niewątpliwie dobre wyczucie matematyczne, Sommerfeld jednak, mimo że profesjonalny matematyk, miał silniejsze wyczucie fizyczne, gdy — w pewnym sensie wbrew matematyce — zawierzył ideom Plancka, Einsteina i Bohra.

Znalazłem w korespondencji Rubinowicza nieco wcześniejszy list Natansona, który przytaczam w całości, gdyż odnosi się zarówno do pracy [20], jak i [19]:

„3 ul. Studencka dn. 29. 1. 1918 r.

Wielce Szanowny Panie Doktorze!

Dziękuję najuprzejmiej W. Sz. Panu za przesłanie mi bardzo pięknej, głębokiej pracy o fali dyfrakcyjnej według Kirchhoffowskiej teorii. Interesuję się żywo teorią Kirchhoffa i pragnąłbym utworzyć sobie jasne zdanie o jej istotnej treści. Studium samego Kirchhoffa pozostawia w umyśle nie tylko wiele wątpliwości, ale wprost podejrzenie, że cała zasada, od Huygensa zaczynając, nie jest prawie nic warta, matematycznie, a fizycznie jakimś przypadkiem się sprawdza, który tylko po części się rozumie. Dzięki Sommerfeldowi, a teraz i Panu, zaczynamy coś jaśniej dostrzegać w tej ciemności. Obawiam się tylko, że nie wystudowałem dobrze może jakiejś ważnej pracy Sommerfelda lub innego Autora w tym przedmiocie. Czy istnieje jaka monograficzna praca, jakiś wyczerpujący artykuł lub referat o dzisiejszym stanie teorii Kirchhoffa? Lub czy istnieją takie prace, w których fundamentalne kwestie byłyby ściśle, zupełnie nowocześnie przedstawione i wyłożone? Jeżeli nie (a obawiam się, że nie), czy nie byłoby doskonale, gdyby W. Szan. Pan napisał i ogłosił taki «zusammenfassender Bericht»? Jeżeli by po polsku, wydrukowalibyśmy z wdzięcznością w Pracach Mat.-Fizycznych. Wszakże i wielcy uczeni, *exempli gratia* np. Stokes i Kelvin, pisywali takie monografie, które w ich wydaniach zbiorowych pism jeszcze dziś z rozkoszą czytać można, po upływie 60 lub 70 lat.

Nie mniej zainteresowała mnie praca W. Szan. Pana o drganiach własnych lub swobodnych modelu cząsteczki wodoru według Bohra i Debye’ego, przy czym Sz. Pan pierwszy przypuścił, że ładunki dodatnie mają masy skończone i uczestniczą w ruchu zakłóconym całego układu. Już dawno, przeszło rok temu, wykonywałem podobne rachunki, ze względu na teorię dyspersji, ale nie brałem pod uwagę drgań ładunków dodatnich; miałem raczej na celu uogólnienie zadania, uwolnienie się od bardzo specyficznych założeń Bohra-Debye’go, które w teorii serii są może istotne, ale w teorii dyspersji nie mają wartości. Moim zdaniem Debye’go teoria dyspersji «nie trzyma się na nogach», przewraca się z kilku powodów, ani też nie stanowi postępu w stosunkach do poprzednich quasi-elastycznych teorii. Czy przypuścimy siły elektrostatyczne (nb. to jest przecież niemożliwe), a potem w rozwinięciu funkcji Lagrange’a opuścimy wyższe wyrazy, czy też (jak Maxwell, Sellmeier, Helmholtz, Drude, Lorentz etc.) od razu nazwiemy niewiadome siły quasi-elastycznymi, — to jest różnica tylko wyrazów, całkiem żadnej nie ma różnicy, ani postępu w tym nie widzę zgoła żadnego. Bardzo piękna natomiast jest teoria Sommerfelda dyspersji, chociaż trochę formalna i raczej programat, niż wykończona budowa.

Nie wiem, czy W. Szan. Pan otrzymał pracę z roku 1914-go «On the Scattering of Light in a Gaseous Medium», którą pozwoliłem sobie Mu przesłać? Próbowałem wówczas pójść w teorii

dyspersji inną drogą niż Lorentz, ale to jest droga trudna i nie zaszedłem daleko. Obecnie p. Reiche z Berlina i inni idą podobnymi drogami.

Upzejme ukłony oraz wyrazy wysokiego poważania Sz. Panu przesyłam

Wład. Natanson.”

Widzimy, że list ten jest nie tylko ciekawy dlatego, że daje nam odczuć autentyczną atmosferę ówczesnych badań fizycznych, ich sukcesów i trudności, ale również dlatego, że pokazuje niezwykle krytyczność umysłu Natansona. Jego krytycyzm był w równym stopniu skierowany przeciwko kwantowym jak i klasycznym teoriom, nie był więc bynajmniej wyrazem konserwatyzmu, lecz bardzo wysokich wymagań logicznych. Jak się niekiedy zdarza u umysłów wybitnych (ale właśnie nie u Sommerfelda i Rubinowicza), krytycyzm ten raczej przyhamował oryginalną twórczość Natansona z lat młodości. Być może zabrakło tu dopływu nowych idei matematycznych i fizycznych, sądzę jednak, że najważniejszą przyczyną tego przyhamowania był brak dostatecznej ilości młodych uczniów, z którymi mógłby dyskutować.

Gdy myślę o podstawowej pracy dyfrakcyjnej Rubinowicza [20], przypomina mi się powiedzenie jednego z twórców malarstwa współczesnego, Pawła Klee (1879—1940): „Kunst gibt nicht das Sichtbare wieder, sondern macht sichtbar” (dosłownie: „Sztuka nie oddaje tego co jest widzialne, lecz czyni widzialnym”). Chodzi o to, że w doświadczeniu fizycznym nie jest bezpośrednio widoczne rozdzielanie fali geometrycznej i fali dyfrakcyjnej. Dopiero siła sztuki matematycznej Rubinowicza pozwala na precyzyjne rozdzielanie tych dwóch czynników, w przyrodzie jakby zmieszanych ze sobą. Wprawdzie ujęcie z r. 1917 nie było jeszcze całkowicie ogólne (abstrahując od tego, że ograniczało się do przybliżenia Kirchhoffa, dotyczyło jedynie płaskiej i kulistej fali padającej), zawierało jednak zasadniczy element ogólności, mianowicie dowolny kształt przedmiotu uginającego (krawędzi uginającej), w przeciwieństwie do bardzo wąskiej klasy ścisłego rozwiązania Sommerfelda: półpłaszczyzny i klina. Nie więc dziwnego, że Sommerfeld uważał pracę Rubinowicza za pracę matematyczną, podobnie jak jego własne prace dyfrakcyjne w wydaniu prac zbiorowych Sommerfelda [23] zostały zaliczone do grupy „Matematyka” (pod redakcją znanego matematyka B. L. van der Waerdena).

W przeciwieństwie do pracy [20] następna „wielka” praca Rubinowicza [24] odznacza się tym, że w niej — w duchu nowej fazy prac Sommerfelda rozpoczętej w Monachium — element fizyczny występuje już na pierwszy plan przed matematycznym. Oddajmy znowu głos autorowi (pam. s. 19): „Oprócz powyżej wymienionej pracy [20], należy do moich najlepszych prac praca [24], w której podałem reguły wyboru i polaryzacji dla magnetycznej i azymutalnej liczby kwantowej w przypadku elektrycznego promieniowania dipolowego”. Praca ta zawiera na końcu adnotację: „München, Institut für theoretische Physik, im Mai 1918. (Eingegangen 22. Mai 1918.)”, a na początku obszerny odsyłacz do tytułu, który podaje obecnie w tłumaczeniu (za chwilę będzie on skomentowany przez autora): „Kiedy praca niniejsza była już gotowa, pojawiła się pierwsza część rozprawy N. Bohra [25], w której przedłużeniu [Fortsetzung]

dyspersji inną drogą niż Lorentz, ale to jest droga trudna i nie zaszedłem daleko. Obecnie p. Reiche z Berlina i inni idą podobnymi drogami.

Uprzejme ukłony oraz wyrazy wysokiego poważania Sz. Panu przesyłam

Wład. Natanson.”

Widzimy, że list ten jest nie tylko ciekawy dlatego, że daje nam odczuć autentyczną atmosferę ówczesnych badań fizycznych, ich sukcesów i trudności, ale również dlatego, że pokazuje niezwykle krytyczność umysłu Natansona. Jego krytycyzm był w równym stopniu skierowany przeciwko kwantowym jak i klasycznym teoriom, nie był więc bynajmniej wyrazem konserwatyzmu, lecz bardzo wysokich wymagań logicznych. Jak się niekiedy zdarza u umysłów wybitnych (ale właśnie nie u Sommerfelda i Rubinowicza), krytycyzm ten raczej przyhamował oryginalną twórczość Natansona z lat młodzieńczych. Być może zabrakło tu dopływu nowych idei matematycznych i fizycznych, sądzę jednak, że najważniejszą przyczyną tego przyhamowania był brak dostatecznej ilości młodych uczniów, z którymi mógłby dyskutować.

Gdy myślę o podstawowej pracy dyfrakcyjnej Rubinowicza [20], przypomina mi się powiedzenie jednego z twórców malarstwa współczesnego, Pawła Klee (1879—1940): „Kunst gibt nicht das Sichtbare wieder, sondern macht sichtbar” (dosłownie: „Sztuka nie oddaje tego co jest widzialne, lecz czyni widzialnym”). Chodzi o to, że w doświadczeniu fizycznym nie jest bezpośrednio widoczne rozdzielanie fali geometrycznej i fali dyfrakcyjnej. Dopiero siła sztuki matematycznej Rubinowicza pozwala na precyzyjne rozdzielanie tych dwóch czynników, w przyrodzie jakby zmieszanych ze sobą. Wprawdzie ujęcie z r. 1917 nie było jeszcze całkowicie ogólne (abstrahując od tego, że ograniczało się do przybliżenia Kirchhoffa, dotyczyło jedynie płaskiej i kulistej fali padającej), zawierało jednak zasadniczy element ogólności, mianowicie dowolny kształt przedmiotu uginającego (krawędzi uginającej), w przeciwieństwie do bardzo wąskiej klasy ścisłego rozwiązania Sommerfelda: półpłaszczyzny i klina. Nic więc dziwnego, że Sommerfeld uważał pracę Rubinowicza za pracę matematyczną, podobnie jak jego własne prace dyfrakcyjne w wydaniu prac zbiorowych Sommerfelda [23] zostały zaliczone do grupy „Matematyka” (pod redakcją znanego matematyka B. L. van der Waerdena).

W przeciwieństwie do pracy [20] następna „wielka” praca Rubinowicza [24] odznacza się tym, że w niej — w duchu nowej fazy prac Sommerfelda rozpoczętej w Monachium — element fizyczny występuje już na pierwszy plan przed matematycznym. Oddajmy znowu głos autorowi (pam. s. 19): „Oprócz powyżej wymienionej pracy [20], należy do moich najlepszych prac praca [24], w której podałem reguły wyboru i polaryzacji dla magnetycznej i azymutalnej liczby kwantowej w przypadku elektrycznego promieniowania dipolowego”. Praca ta zawiera na końcu adnotację: „München, Institut für theoretische Physik, im Mai 1918. (Eingegangen 22. Mai 1918.)”, a na początku obszerny odsyłacz do tytułu, który podaję obecnie w tłumaczeniu (za chwilę będzie on skomentowany przez autora): „Kiedy praca niniejsza była już gotowa, pojawiła się pierwsza część rozprawy N. Bohra [25], w której przedłużeniu [Fortsetzung]

z żądania, aby w granicznym przypadku długich fal klasyczna teoria elektronów i nowa teoria kwantów zgadzały się wzajemnie, można by przypuszczalnie [vermutlich] wyprowadzić także m. in. zawarte tu wyniki. Na znaczenie naszego związku [6] dla przypadku fal kołowo spolaryzowanych została już zwrócona uwaga na końcu pierwszej opublikowanej części rozprawy Bohra. Za radą p. prof. Sommerfelda, któremu także tutaj chciałbym podziękować za jego przyjazne zainteresowanie niniejszą pracą, zdecydowałem się jednak na publikację niniejszej pracy ze względu na podstawowe znaczenie, jakie przywiązuje się u nas twierdzeniu o zachowaniu momentu pędu, a także ze względu na nasze bardziej aksjomatyczne ugruntowanie wyników". Rubinowicz pisze o pracy [24] w dalszym ciągu swego pamiętnika (s. 20) jak następuje: „Jej geneza była następująca. W 1915 r. opublikował Sommerfeld w «Elster und Geitler Festschrift» [26] (przedruk w Ann. d. Phys.) pracę, w której zbadał dyspersję modelu drobiny podanego przez Bohra. Ponieważ rachunki przeprowadzał na podstawie klasycznej elektrodynamiki, otrzymał anomalną dyspersję dla drgań własnych drobiny, a nie dla częstości odpowiadających przejściom kwantowym. Sommerfeld postawił mi wówczas zadanie zmodyfikować jego teorię w taki sposób, aby anomalna dyspersja wystąpiła dla przejść kwantowych. Dziś wiemy, że do rozwiązania tego zagadnienia trzeba było odkryć nowszą teorię kwantów. Ale wówczas oczywiście nikt nie zdawał sobie z tego sprawy. Doszedłem więc wówczas do wniosku, że trzeba posiadać nieco obszerniejsze wiadomości o akcie emisji i absorpcji światła niż wówczas było wiadome. Ponieważ warunek częstości Bohra $h\nu = E_p - E_k$ można interpretować jako zasadę zachowania energii przy emisji lub absorpcji światła, powstało u mnie podejrzenie, czy przy emisji lub absorpcji nie są spełnione inne zasady zachowania. W grę wchodziły tu zasady zachowania pędu lub momentu pędu. Podczas mojego pobytu w Monachium uwaga moja skoncentrowała się na zasadzie zachowania momentu pędu. [Zasada zachowania pędu odegrała dopiero zasadniczą rolę w teorii efektu Comptona odkrytego w r. 1923.] W «Physikalische Zeitschrift» [t. 15 z r. 1914, s. 914] znalazłem pracę [M.] Abrahama, w której obliczał on moment pędu wypromieniowany przez dipol elektryczny. Mogłem więc podać na podstawie klasycznej elektrodynamiki stosunek momentu pędu wypromieniowanego średnio w czasie przez harmonicznie drgający dipol elektryczny do równocześnie wypromieniowanej średnio w czasie energii i przyrównać tę wielkość do odpowiedniej wielkości kwantowej. Z tego równania otrzymałem reguły wyboru dla azymutalnej i magnetycznej liczby kwantowej w przypadku elektrycznego promieniowania dipolowego. Oprócz tego dostałem reguły polaryzacji dla składowych $\Delta m = \pm 1$ zjawiska Zeemana. Aby dojść do reguł dla składowych $\Delta m = 0$, trzeba było posługiwać się dodatkowym założeniem, że drgania dipola odbywają się liniowo w kierunku pola magnetycznego. Praca była gotowa w końcu 1917 r. Będąc na święta Bożego Narodzenia 1917 r. we Wiedniu, referowałem ją ówczesnej mojej narzeczonej, a późniejszej żonie. Praca nie została wówczas odesłana do druku, ponieważ Sommerfeld był zdania, że należało w niej umieścić uwagę, że w przypadku

składowych $\Delta m = 0$ zjawiska Zeemana drgania harmoniczne elektronu promieniującego odbywają się liniowo w kierunku pola magnetycznego. Ja natomiast byłem zdania, że praca moja powinna zawierać tylko wnioski wypływające z zasady zachowania energii i momentu pędu. Praca została odesłana do druku dopiero w maju 1918 r., gdy Sommerfeld otrzymał od Bohra pierwszą część pracy *On the Quantum Theory of Line Spectra* [25], która zawierała pewną część moich wyników [p. cytowany wyżej odsyłacz]. Dalsza zwłoka w publikacji mojej pracy wynikała stąd, że ówczesny redaktor «Physikalische Zeitschrift», prof. [H.] Simon, dopiero po przyjęciu pracy spostrzegł, że praca jest dla jego czasopisma za długa. Sommerfeld radził wówczas, aby tylko pierwszą część publikować w «Physikalische Zeitschrift», a całość w *Annalen der Physik* lub w Akademii Wiedeńskiej [której członkiem właśnie w tym roku został], na co oczywiście zgodzić się nie mogłem. W drodze kompromisu praca ukazała się wprawdzie w «Physikalische Zeitschrift», ale w dwu częściach. Bohr w swojej pracy [25] wykazał, że w przypadku reguł wyboru i polaryzacji sprawdzają się zasady zachowania energii i momentu pędu w przypadku elektrycznego promieniowania dipolowego, gdy spełnione są reguły wyboru i polaryzacji dla azymutalnej i magnetycznej liczby kwantowej. Nie wyprowadza on jednak reguł wyboru z zasad zachowania energii i momentu pędu.”

Pragnę podkreślić jeszcze pewną pozornie drobną różnicę między sformułowaniami Rubinowicza i Bohra, która okazała się później zasadnicza dla nowego epokowego odkrycia Rubinowicza — promieniowania multipolowego (w r. 1918 na różnicę tę nie zwrócono, jak się zdaje, uwagi). Wspomniany wyżej w zacytowanym odsyłaczu wzór (6) pracy Rubinowicza brzmi

$$|\Delta \mathfrak{M}| = \frac{\Delta W}{2\pi\nu},$$

gdzie $|\Delta \mathfrak{M}|$ oznacza bezwzględną wartość przyrostu momentu pędu, a $\Delta W = E_p - E_k$ stratę energii atomu przy promieniowaniu o częstości ν . Wzór ten wyraża właśnie treść przytoczonego wyżej rozumowania Rubinowicza, opartego na pracy Abrahama. U Bohra odpowiednie zdanie brzmi (s. 48 tłumaczenia niemieckiego [25]): „Według obowiązujących w zwyczajnej elektrodynamice zasad zachowania energii i momentu pędu powinniśmy więc oczekiwać, że stosunek energii do momentu pędu wypromieniowanego promieniowania jest $2\pi\nu$ ”. Bohr powołuje się przy tym na pracę K. Schaposchnikowa (*Phys. Z.* **15**, 454 (1914)) i wnioskuje stąd następnie, że „dla układu atomowego z osią symetrii całkowity moment pędu wokół tej osi równa się całkowitej wielokrotności $\frac{h}{2\pi}$ ”. Nie jest tu wyraźnie dopowiedziane czy przy zmianie momentu pędu (dzięki promieniowaniu) dopuszczalna jest zmiana o kilka, czy tylko jedną jednostkę $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, a w każdym razie nie podany jest argument, że zmiana ta może, co najwyżej, wynosić tylko \hbar . U Rubinowicza natomiast

wyraźnie się twierdzi, używając modelu oscylatora Hertza, a więc dla przypadku elektrycznego promieniowania dipolowego, że „zmiana wartości bezwzględnej całkowitego momentu pędu J może wynosić przy promieniowaniu co najwyżej $\frac{h}{2\pi}$ ”. Chodzi o to, że przy elektrycznym promieniowaniu multipolowym o rzędzie multipola wyższym niż 1 (a nawet przy magnetycznym promieniowaniu dipolowym) twierdzenie to nie jest prawdziwe i zmiana momentu pędu może wynosić kilka jednostek h . Widzimy zatem, że chociaż żaden z autorów nie popełnił błędu, sformułowanie Bohra było potencjalnie bardziej ogólne, choć myśl jego była faktycznie mniej rozwinięta w szczegółach. Nawiasem mówiąc, właśnie ta ogólność i ostrożność w pracach Bohra jest chyba jedną z cech jego genialności. Bohr potrafił abstrahować od dostrzeżonych przez siebie niedoskonałości własnej koncepcji kwantowania, która poza atomem wodoru właściwie załamywała się, i właśnie dla ich przewyciężenia stworzył ideę „zasady odpowiedniości”, czyli korespondencji wyników kwantowych i klasycznych w granicy niskich częstotliwości (lub dużych liczb kwantowych). Idea ta, po raz pierwszy sformułowana właśnie w cytowanej pracy Bohra z r. 1918, stała się stopniowo jakby gwiazdą przewodnią fizyki kwantowej, aż do odkrycia mechaniki kwantowej przez Heisenberga w r. 1924. Idei zasady korespondencji ulegli również Sommerfeld i Rubinowicz (p. [27] s. 25), co nie znaczy jednak, by nie dostrzegali obaj wyraźnie wyższości sformułowania Rubinowicza w danym konkretnym zagadnieniu. Wówczas, w latach 1917—1924, wyczuwali tę wyższość intuicyjnie, potem, już na gruncie kwantowej teorii pola, okazało się, że Rubinowicz miał rację przyjmując *explicite* dokładne zachowanie momentu pędu w procesach promieniowania, szczegółowo zaś on sam uogólnił potem swą teorię na przypadek promieniowania multipolowego, jak to niżej przedstawimy.

Aby zakończyć sprawę stosunku wyników Rubinowicza do innych prac współczesnych, zacytuje jeszcze precyzyjne sformułowanie Rubinowicza w *Autobiographical Memoir* [3] s. 469: „The fact that the principle of the conservation of angular momentum must be satisfied in addition to the principle of the conservation of energy when a photon is emitted or absorbed was also noticed by Niels Bohr [25] and by Johannes Martinus Burgers [28] p. 76. However, Bohr did not use this fact to derive the selection rule $\Delta m = 0, \pm 1$ for the magnetic or azimuthal quantum number or polarization rules as I did. He merely stated that in addition to the energy quantum $h\nu$ in $\Delta m = \pm 1$ transitions, a corresponding quantum number of angular momentum is radiated in accordance with the principle of the conservation of angular momentum. Burgers, on the other hand, drew attention only to the fact that in the case $\Delta m = -1$ in the Zeeman effect the change in atomic angular momentum must be emitted as radiation. However, he drew no conclusions from this fact”. Dla zupełności podaję, że angielskie wydanie pierwszej części pracy Bohra [25] ukazało się w kwietniu 1918 (2 część w grudniu 1918, z napisanych zaś w r. 1918 3 i 4 części opublikował Bohr tylko trzecią w r. 1922 z niewielkim uzupełnieniem

już jako pracę o znaczeniu raczej historycznym; przedmiotem 1 części jest ogólna teoria, 2 — widmo wodoru, 3 i 4 — widma pierwiastków o wyższych liczbach atomowych). Jest ciekawe, jak szybko praca ta, mimo trwającej wojny, dostała się do Monachium. Z drugiej strony jest interesujące, że w wydanym niedawno w Związku Radzieckim w tłumaczeniu rosyjskim 2-tomowym obszernym wyborze prac Bohra [29] nie opublikowano żadnej z tej serii prac, sądząc widocznie, że raczej nie wytrzymały one próby czasu.

Odkrycie przez Rubinowicza reguł wyboru i polaryzacji spowodowało od razu gwałtowny wzrost jego autorytetu w Monachium u Sommerfelda i w całym ówczesnym świecie fizyki, którego Monachium było wtedy jakby stolicą, a Sommerfeld niekoronowanym królem. Jeszcze przed ostatecznym odesłaniem pracy do druku, 26 kwietnia 1918 r., Sommerfeld wspomniał o wynikach Rubinowicza w odczycie o odkryciu kwantów [30] wygłoszonym w Berlinie na uroczystości 60-lecia Maxa Plancka i rozmawiał przy tej okazji na ten temat z Einsteinem. Rubinowicz pisze o tym (*Zur Geschichte ...*, s. 3): „Byłem bardzo dumny z tego, że Sommerfeld opowiedział mi po swoim powrocie z Berlina, że Einstein ocenił jako «fein» myśl, aby użyć praw zachowania do wyprowadzenia reguł wyboru i polaryzacji”. Niedługo potem Sommerfeld nawiązał do tej sprawy we wspomnianym wyżej liście do Einsteina [16], [13], s. 200:

„Monachium, czerwiec 1918 r.

Drogi Einsteinie,

Chociaż notatka ta nie zawiera żadnych sekretów, jej treść zupełnie nie pasuje do oficjalnego pisma.

Nową pracę Bohra [25] z pewnością Pan czytał. Jego metoda uzgodnienia falowej i kwantowej teorii dla dużych liczb kwantowych wydaje mi się bardzo płodna, nawet jeśli nie odkrywa ona istoty rzeczy. Końcowe uwagi Bohra pokrywają się z pewną pracą Rubinowicza [24], która w tych dniach była oddana do *Physikalische Zeitschrift* i o której mówiłem Panu niedawno. W rękopisie mego odczytu Planckowskiego rozwinąłem tę sprawę nieco szerzej niż to można było zrobić w samym odczycie. Mniej więcej tak: drga nie atom, a eter, obowiązek którego polega właśnie na tym, aby drgać. Czyni to ściśle według Maxwella, jak musi to czynić stosownie do udzielonej mu przez atom ilości energii i pędu. Brakuje jeszcze dowodu, że zadanie energii i pędu określa jednoznacznie drganie eteru. Jednak już obecnie istnieje tyle potwierdzeń tego poglądu w zjawiskach polaryzacji przy efekcie Zeemana i Starka i w równaniach kwantowych (obecnie uściślonych), że nie wątpię w jego poprawność. (...)

Pański A. Sommerfeld.”

Jeszcze bardziej zdecydowaną ocenę pracy Rubinowicza zawarł Sommerfeld w napisanym pół roku później, już po zakończeniu wojny, liście do Geitlera (Rubinowicz znajdował się wówczas w Czerniowcach, a Geitler w Wiedniu). List ten jest tak ważny i ciekawy, także ze względu na osobowość Sommerfelda i jego nastawienie polityczne (wiążąc się z treścią następnego paragrafu), że zacytuję go tu w całości w tłumaczeniu:

„Drogi Panie Kolego!

Serdecznie Panu dziękuję za miły list na moje 50-te urodziny. Pańskie informacje zawarte w nim były bardzo interesujące, ale bardzo smutne. Przynajmniej wydaje się, że Pan nie stracił swego wiedeńskiego humoru wobec wszystkich przeciwności losu. — Przyszłość Niemiec

widzimy całkiem na czarno [dosłownie: czarno w czarnym]. Jak głęboko upadliśmy narodowo, pokazuje całkowity brak zrozumienia, z jakim nasze rządy i nasza prasa odnoszą się do problemu przyłączenia niemieckiej części Austrii do Niemiec. Jest tak, jak gdyby nasze nieszczęście i nasze frazesy rewolucyjne zupełnie zniszczyły wszelkie poczucie godności i zaufania do siebie. — Rubinowicz napisał mi bardzo miło na moje urodziny. Na niektóre jego poprzednie listy dotyczące jego pracy w *Physikal. Ztschr.* nie mogłem mu już niczego więcej odpowiedzieć. Co dotyczy jednak korekty, zrobiłem wszystko starannie. Ma on wszelkie podstawy, aby być zadowolonym z ukończenia tej pracy. Jest to ostatnie naprawdę zadowalające osiągnięcie z mojego kręgu i dla mnie samego stanowi nadzwyczajne wyjaśnienie. Także Ehrenfest napisał niedawno w tym samym sensie. Punkt widzenia Rubinowicza jest znacznie bardziej zadowalający niż Bohra z jego ostatniej pracy. Niedługo zabiorę się do pisania Rozdz. VI mojej książki o budowie atomu i liniach spektralnych, gdzie przedstawię idee Rubinowicza ze specjalną satysfakcją. Byłoby pięknie, gdyby Pan w jakiś sposób poinformował go o tym. — Notatki z wykładu Kleina mam u siebie; wyślę je oczywiście dopiero wtedy, gdy R. napisze mi, że sobie tego życzy. — Pozdrawiam Pana serdecznie i Kolegów wiedeńskich. Z inteligencji wiedeńskiej mam tu właśnie koło siebie zupełnie zadziwiająca próbkę w młodym Pauli, synie wiedeńskiego chemika medycznego. Pierwszy semestr! Jego zdolności przekraczają wielokrotnie nawet zdolności Debye'a.

Szczerze Panu oddany

A. Sommerfeld."

Książka *Atombau und Spektrallinien*, którą Sommerfeld zapowiadał w liście do Einsteina, a którą już prawie kończył, gdy pisał powyższy list do Geitlera, ukazała się jeszcze w ciągu 1919 r. (jak widzimy, mimo trudności powojennych, książki ukazywały się wówczas szybciej niż dzisiaj). W przedmowie do książki, datowanej 2 września 1919, pisze Sommerfeld: „Najtrudniejsze, a zarazem najciekawsze pytanie, będzie omówione w rozdziale szóstym, mianowicie stosunek teorii falowej do teorii kwantów. Jeszcze przed dwoma laty przerzucenie mostu między starym światem fal a nowym światem kwantów wydawało się beznadziejne. Obecnie most ten został przerzucony dzięki idei, aby obok energii rozważać pęd i moment pędu promieniowania i porównać je z odpowiednimi wielkościami w atomie. Ideę tę poznałem po raz pierwszy w licznych rozmowach z moim współpracownikiem Rubinowiczem, została ona jednak równocześnie z Rubinowiczem sformułowana i opublikowana przez Bohra; stanowi ona, jak to starałem się przedstawić w rozdziale szóstym, pierwszy i ostatni krok w pogodzeniu teorii falowej z teorią kwantów. Że przy konsekwentnym przeprowadzeniu tej myśli trzeba wyrzucić za burtę wiele ze starych wyobrażeń teorii falowej, wskazałem już w moim przemówieniu na 60-lecie Plancka: «Nie atom drga, lecz eter; atom znajduje się [dosłownie: zachowuje się, *betätigt sich*] na stacjonarnych torach i w stanach kwantowych, a eter w stanie drgań. Przy zmianach konfiguracji atom przekazuje eterowi energię i pęd; eter czyni z tymi wielkościami to, co musi czynić zgodnie ze swoją naturą, tj. przerabia je na drgania.» Ujęcie to określa występujące stany drgań nie zupełnie jeszcze jednoznacznie, da się jednak rozwinąć [ist aber entwicklungsfähig] i dostosować do sensu teorii kwantów. Natomiast «zasada analogii» Bohra, mimo swoich zadziwiających osiągnięć, wydaje mi się na razie obca teorii kwantów i nie odpowiadająca naszym potrzebom przyczynowego opisu”.

Szósty rozdział książki Sommerfelda nosi tytuł „Wellentheorie und Quantentheorie” i jest ostatnim rozdziałem, przed matematycznymi dodatkami i uzupełnieniami (do których, jak wiemy, przesunął autor wszelką trudniejszą teorię przeznaczoną dla fizyków). Rozdział ten — jak zresztą całość książki — napisany jest bardzo pięknie i zaczyna się brzmiałym obecnie jak dramatyczny dylemat cytatem z wypowiedzi Henryka Hertza z r. 1889: „Was ist das Licht? Seit den Zeiten Youngs und Fresnels wissen wir, dass es eine Wellenbewegung ist... Die Wellentheorie des Lichtes ist, menschlich gesprochen, Gewissheit”. („Co to jest światło? Od czasów Younga i Fresnela wiemy, że jest to ruch falowy... Falowa teoria światła jest, po ludzku mówiąc, pewnością.”) § 2 tego rozdziału nosi tytuł „Auswahlprinzip und Polarisationsregel” i poświęcony jest szczegółowemu przedstawieniu idei Rubinowicza, co stwierdza wyraźnie Sommerfeld (s. 393): „Auswahlprinzip und Polarisationsregel rühren, ebenso wie die hier befolgte Schlussweise, von A. Rubinowicz [24] her” („reguły wyboru i polaryzacji pochodzą, podobnie jak przedstawione tutaj sposoby rozumowania, od W. Rubinowicza [24]”). W ten sposób teoria Rubinowicza stała się w konstrukcji książki Sommerfelda jakby jednym z jej punktów dojścia, miejscem nacisku niemal wieńczącym całość dzieła. Pozostało tak w następnym wydaniu z r. 1921, z tym że w przedmowie Sommerfeld nieznacznie stonował swą wypowiedź skreślając zdania występujące powyżej po cytacie z odczytu planckowskiego i zawierające krytykę zasady korespondencji Bohra. W ostatnim, 5 „definitywnym” wydaniu (I t. 1931, II t. 1939) obszernie przedstawienie pracy Rubinowicza pozostało, w nowym znacznie bardziej szczegółowym i matematycznym opracowaniu (t. I, s. 684—694). Szczegółowość ta wiąże się jednakże z faktem, że przeniesiono to omówienie z tekstu głównego książki do dodatków (Dodatek 8: Zachowanie momentu pędu przy promieniowaniu). Cała konstrukcja książki uległa jednak zmianie. Tom I, bardziej fenomenologiczny i doświadczalny, omawia wyniki starszej teorii kwantów głównie z punktu widzenia zasady korespondencji Bohra, która okazała się do tego przedstawienia bardzo wygodna. Tom II natomiast, przedstawiający nowoczesną i właściwą teorię, opiera się już na mechanice kwantowej jako kontynuacja dawnego *Wellenmechanischer Ergänzungsband* z r. 1929. Dawny, zasadniczy rozdział szósty został przerebowany na znacznie krótszy § 7 rozdziału 1 t. I „Wellentheorie und Quantentheorie. Compton-Effect”, gdzie falam przeciwstawiono fotony i gdzie chodzi głównie o zasadę zachowania pędu, a nie momentu pędu. Praca Rubinowicza nie została tu więc wspomniana, natomiast zreferowano zjawisko Comptona. Sommerfeld nie używa w swej książce, nawet w II tomie, metody elektrodynamiki kwantowej, która w tym czasie była jeszcze niedoskonała (i do dziś jeszcze jest daleka od matematycznej ścisłości, mimo wszystkich swych sukcesów rachunkowych) i dlatego praca Rubinowicza pozostała dla niego podstawą związku między teorią kwantową a elektrodynamiką. Na końcu § 1 rozdziału 6 t. I („Polarization und Intensität der Spektrallinien”), gdzie omawia zasadę korespondencji Bohra na przykładzie atomu wodoru, pisze Sommerfeld (s. 324): „Należy porównać także pochodzące od Rubinowicza

rozważania w Dodatku 8, które łączą teorię kwantów z elektrodynamiką i stanowią pierwszy krok do jeszcze dzisiaj niewyjaśnionej [ungeklärten] elektrodynamiki kwantowej”. W roku śmierci Sommerfelda (26 kwietnia 1951 r.) wyszedł przedruk 5 wydania (Vieweg, Braunschweig, 1951, tłum. ros. 1956), prawdopodobnie przygotowany jeszcze przez autora. W przedruku tym zacytowane zdanie zostało skrócone, skreślono koniec zdania: „i stanowią pierwszy krok...” (p. s. 265 tłum. ros.). Można powiedzieć, że właściwie w tym miejscu znajdujemy się jeszcze obecnie. Bo czy elektrodynamika kwantowa zrobiła „drugi krok”, można będzie ostatecznie powiedzieć, gdy jej trudności matematyczne będą ostatecznie wyjaśnione (na co się już zanosi). Dlatego aksjomatyczne podejście Rubinowicza, choć tymczasowe, wciąż zachowuje swą wagę, jest aktualne naukowo. Historyczna rola pracy Rubinowicza trwa więc wciąż jeszcze, mimo upływu prawie 60 lat od jej napisania, co jest bardzo wiele wobec ogromnego postępu naszej wiedzy oraz metod i pojęć matematycznych w tym okresie.

W związku z tym warto zacytować słowa Rubinowicza z *Zur Geschichte...* s. 5: „Można jeszcze tutaj zwrócić uwagę na to, że przy opracowywaniu mojej pracy [24] s. 442, por. także [31] s. 252, przyświecał mi ideał kwantowania całkowitego układu «atom + pole elektromagnetyczne». Pokazałem już przecież w r. 1917 [18], że z warunków kwantowania Sommerfelda wynika kwantowanie pola elektromagnetycznego [we wnęce] i że otrzymuje się przy tym fotony. Zastosowanie praw zachowania uważałem dlatego tylko za środek tymczasowy [Notmassname], który był niezbędny ze względu na brak wglądu w mechanizm sprzężenia między atomem a promieniowaniem elektromagnetycznym. Jaśniej sformułowałem te myśli w mojej pracy z r. 1921 [32], której wynik końcowy zresztą nie dał się utrzymać, jak to pokazał Bohr [33]. Przed i po akcji promieniowania [asymptotycznie] między atomem a elektromagnetycznym polem promieniowania nie powinno zachodzić żadne oddziaływanie. Z tego względu w tych przypadkach zarówno atom jak pole promieniowania powinny się znajdować, każde dla siebie, w pewnym stanie kwantowym. Tylko w [samym akcji] promieniowania powinno zachodzić sprzężenie pomiędzy oboma [układami]. Bohr [34] i Pauli [34] nazywali to założenie «Kopplungsstandpunkt» (założenie sprzężeniowe)”.

Pam., s. 27: „Prace dotąd omówione zostały odesłane do druku podczas mojego pobytu w Monachium. W lecie 1918 r. został jednak zawarty pokój z Krajem Rad [ściśle biorąc, tzw. Pokój Brzeski został podpisany 3 marca 1918 r., jednakże względna stabilizacja nastąpiła dopiero w sierpniu 1918 po dokonanej przemocą przez Niemcy okupacji Ukrainy i części Białorusi, sprzecznej z postanowieniami pokoju] i Uniwersytet w Czerniowcach rozpoczął swoją działalność. Zmuszało to mnie do powrotu do Czerniowiec, ponieważ podczas całego mojego pobytu w Monachium miałem płatny urlop jako asystent Uniwersytetu w Czerniowcach. [...] W Czerniowcach zamierzałem się też habilitować”.

W ten sposób zakończył się dwu i pół letni okres monachijski, jeden z naj-

rozważania w Dodatku 8, które łączą teorię kwantów z elektrodynamiką i stanowią pierwszy krok do jeszcze dzisiaj niewyjaśnionej [ungeklärten] elektrodynamiki kwantowej”. W roku śmierci Sommerfelda (26 kwietnia 1951 r.) wyszedł przedruk 5 wydania (Vieweg, Braunschweig, 1951, tłum. ros. 1956), prawdopodobnie przygotowany jeszcze przez autora. W przedruku tym zacytowane zdanie zostało skrócone, skreślono koniec zdania: „i stanowią pierwszy krok...” (p. s. 265 tłum. ros.). Można powiedzieć, że właściwie w tym miejscu znajdujemy się jeszcze obecnie. Bo czy elektrodynamika kwantowa zrobiła „drugi krok”, można będzie ostatecznie powiedzieć, gdy jej trudności matematyczne będą ostatecznie wyjaśnione (na co się już zanosi). Dlatego aksjomatyczne podejście Rubinowicza, choć tymczasowe, wciąż zachowuje swą wagę, jest aktualne naukowo. Historyczna rola pracy Rubinowicza trwa więc wciąż jeszcze, mimo upływu prawie 60 lat od jej napisania, co jest bardzo wiele wobec ogromnego postępu naszej wiedzy oraz metod i pojęć matematycznych w tym okresie.

W związku z tym warto zacytować słowa Rubinowicza z *Zur Geschichte...* s. 5: „Można jeszcze tutaj zwrócić uwagę na to, że przy opracowywaniu mojej pracy [24] s. 442, por. także [31] s. 252, przyświecał mi ideał kwantowania całkowitego układu «atom + pole elektromagnetyczne». Pokazałem już przecież w r. 1917 [18], że z warunków kwantowania Sommerfelda wynika kwantowanie pola elektromagnetycznego [we wnęce] i że otrzymuje się przy tym fotony. Zastosowanie praw zachowania uważałem dlatego tylko za środek tymczasowy [Notmassname], który był niezbędny ze względu na brak wglądu w mechanizm sprzężenia między atomem a promieniowaniem elektromagnetycznym. Jaśniej sformułowałem te myśli w mojej pracy z r. 1921 [32], której wynik końcowy zresztą nie dał się utrzymać, jak to pokazał Bohr [33]. Przed i po akcie promieniowania [asymptotycznie] między atomem a elektromagnetycznym polem promieniowania nie powinno zachodzić żadne oddziaływanie. Z tego względu w tych przypadkach zarówno atom jak pole promieniowania powinny się znajdować, każde dla siebie, w pewnym stanie kwantowym. Tylko w [samym akcie] promieniowania powinno zachodzić sprzężenie pomiędzy oboma [układami]. Bohr [34] i Pauli [34] nazywali to założenie «Kopplungsstandpunkt» (założenie sprzężeniowe)”.

Pam., s. 27: „Prace dotąd omówione zostały odesłane do druku podczas mojego pobytu w Monachium. W lecie 1918 r. został jednak zawarty pokój z Krajem Rad [ściśle biorąc, tzw. Pokój Brzeski został podpisany 3 marca 1918 r., jednakże względna stabilizacja nastąpiła dopiero w sierpniu 1918 po dokonanej przemocą przez Niemcy okupacji Ukrainy i części Białorusi, sprzecznej z postanowieniami pokoju] i Uniwersytet w Czerniowcach rozpoczął swoją działalność. Zmuszało to mnie do powrotu do Czerniowiec, ponieważ podczas całego mojego pobytu w Monachium miałem płatny urlop jako asystent Uniwersytetu w Czerniowcach. [...] W Czerniowcach zamierzałem się też habilitować”.

W ten sposób zakończył się dwu i pół letni okres monachijski, jeden z naj-

bardziej twórczych i ważnych okresów w życiu Rubinowicza. Bilansem tego okresu było 5 prac opublikowanych lub oddanych do publikacji (pierwsze publikacje Rubinowicza), z których dwie, [20] i [24], wniosły jego imię na trwałe do historii fizyki. Praca [20] w dużym stopniu realizowała mniej lub bardziej jasne zapowiedzi i sformułowania zawarte w cytowanym wyżej wstępie do pracy doktorskiej i otwierała długi cykl znakomitych prac z teorii dyfrakcji. Praca [24] rozpoczynała natomiast cykl jego sławnych prac z kwantowej teorii promieniowania, sama będąc chyba najbardziej głośną i ważką pracą jego życia.

Na zakończenie tego rozdziału jeszcze parę dodatkowych uwag i informacji o atmosferze panującej w kręgu Sommerfelda, a także o innych członkach tego kręgu i dalszego środowiska naukowego. O metodzie pracy „dydaktyczno-wychowawczej”, jak dzisiaj byśmy powiedzieli, samego Sommerfelda najlepiej chyba mówi jego własne wyznanie [23] t. 4, s. 637, [13] s. 36: „W ogóle starałem się zawsze w swoich specjalnych wykładach wyjaśniać dla siebie i moich słuchaczy problemy, nad którymi pracowałem. Tak jak według starej reguły chemicznej substancje działają najbardziej aktywnie *in statu nascendi*, podobnie działają również i problemy naukowe. Kiedy raz chciałem ogłosić pewien wykład o bardzo problematycznym przedmiocie, zapytał mnie mój ówczesny asystent Rubinowicz (dziś profesor we Lwowie), czy wiem coś właściwie na ten temat. Odpowiedziałem mu: «Gdybym coś wiedział, nie byłbym o tym wykladał.» Z wyznań samego Rubinowicza wiemy, że Sommerfeld ani mu nie podsuwał tematów, ani mu ich nie zlecał. Zarażał jednak nimi pośrednio, pokazując wprost nad czym i jak pracuje. Obecnie zacytuję fragment z wywiadu Kahana i Heilbrona z Rubinowiczem, s. 8:

„K: ... chciałbym także, aby Pan nam opisał atmosferę w Monachium. Jak to właściwie było u Sommerfelda? Czy prowadził on wiele seminariów i kolokwium? Kto był na nich? Jakie to były w zasadzie te dyskusje na rozmaite tematy?”

R: Istniało (ściśle mówiąc, w okresie wojny) tylko jedno proseminarium, na które uczęszczali wyłącznie studenci. Zwyczajne seminaria dla pracowników naukowych były rzadkie. Odbywały się one tylko wtedy, gdy przyjeżdżał jakiś obcy gość. Np. moją pracę o regułach wyboru referowałem, gdy przyjechał Ortvay.

K: Ortvay, ten Węgier?

R: Tak, był on uczniem Sommerfelda. Wówczas odwiedził Monachium w roku 1918. Przed wojną wyprowadził w swojej dysertacji doktorskiej w Monachium wzór Debye'a na ciepło właściwe ciał stałych przy założeniu kul elastycznych. W Monachium kontaktowałem się głównie z Glitscherem i Epsteinem. Z Glitscherem jadłem przeważnie obiad, a z Epsteinem spotykaliśmy się następnie po południu w kawiarni, gdzie w ogóle był punkt zborny kręgu Sommerfelda. Stale przychodzili tu Sommerfeld, Kossel, Swinne, Fajans, matematyk Rosenthal, docent z Politechniki Zerkovitz, i jeszcze wielu innych.”

Spotkania te odbywały się przeważnie w kawiarni Helbiga (dawnej Lutza) przy Hofgarten-Arkaden 25—30 (dzisiejsza ulica Hofgarten obok Odeonsplatz i Residenzstrasse w centrum Monachium). Zachowała się pocztówka Epsteina do Rubinowicza z 19. VIII. 1916 z fotografią ówczesnego wnętrza tej kawiarni. Max Born pisze w [12]: „Często przed lub po kolokwium można było go [Sommerfelda] widzieć w Hofgarten-Café dyskutującego jakieś problemy fizyczne

z którymś ze swoich współpracowników i pokrywającego wzorami marmurowy stolik. Jak powiadają, pewna całka nie poddawała się w żaden sposób obliczeniu w jednym z takich dni i ślady prób jej obliczenia, tak i nie zakończonego, pozostały na stole. Następnego dnia Sommerfeld powróciwszy do tego samego stolika znalazł zakończone rozwiązanie tego zadania, oczywiście napisane przez jakiego innego matematyka, który miał nieco więcej czasu, gdy zaszedł do kawiarni, aby napić się kawy”³.



Rys. 2. Kawiarnia i cukiernia Helbiga (dawniej Lutza), Hofgarten-Arkaden 25—30 w Monachium, w której zbierał się „krąg Sommerfelda”. Widok wnętrza lokalu z lat 1913—1918

Kawiarnia Hofgarten znajdowała się stosunkowo niedaleko od głównego budynku Uniwersytetu Ludwika Maksymiliana (w którego tylnej części znajdował się Instytut Fizyki Teoretycznej) przy Ludwigstrasse 17 (do Instytutu

³ Anegdota ta jest charakterystyczna dla ówczesnej wiary fizyków w tzw. analityczne metody matematyki, tj. m. in. w to, że praktycznie każda całka da się wyliczyć analitycznie, jeśli się tylko ma dość czasu i matematycznej zręczności. Faktycznie jeszcze Joseph Liouville (1809—1882) pokazał, że — na odwrót — praktycznie żadna całka nie da się wyliczyć analitycznie, a wypadki takiej możliwości można uważać za wyjątkowe, a potem Henri Poincaré (1854—1912) wykazał to samo dla równań różniczkowych obalając do reszty mit „matematyki analitycznej”. Poincaré zapoczątkował (m. in. w mechanice nieba) tzw. jakościowe metody matematyki (przede wszystkim topologiczne), które dziś dominują w nowoczesnej matematyce, ale które mimo wielkich osiągnięć praktycznych (obok Poincaré’go, A. M. Liapunowa, 1857—1918, ostatnio René Thoma, i wielu innych) z wielkim trudem tylko docierają do świadomości fizyków, i to dopiero w ostatnich latach. Jak powiedzieliśmy już, Rubinowicz całym sercem należał jeszcze do epoki metod analitycznych, których piękno podziwiał, miał już jednak zrozumienie dla nowej matematyki.

można było również wejść od strony Amalienstrasse, jak świadczy o tym zachowany bilecik Sommerfelda do portiera „Für meinen Assistenten, Dr. Rubinowicz, bitte ich ergebend um einen Schlüssel für den Durchgang an der Amalienstr. Hochachtungsv.“). Zarówno Rubinowicz, jak Sommerfeld mieszkali też niedaleko Uniwersytetu, pierwszy przy Königinstrasse 55, a drugi przy Leopoldstrasse 87, tj. przy ulicy będącej przedłużeniem reprezentacyjnej Ludwigstrasse, za tzw. Bramą Zwycięstwa (Siegstor), obok której znajdował się uniwersytet. Ulica została nazwana na cześć drugiego króla bawarskiego Ludwika I (1825—1848), który był twórcą świetności kulturalnej Monachium i w r. 1826 przeniósł uniwersytet z niedalekiego Landshut do Monachium. Do r. 1800 uniwersytet ten znajdował się w Ingolstadt, gdzie został założony w r. 1472 i w czasach renesansu słynął jako jeden z najlepszych humanistycznych uniwersytetów niemieckich, potem popadł pod władzę jezuitów. W XIX w. Uniwersytet Monachijski zasłynął szczególnie w chemii organicznej (Justus Liebig, 1803—1873, prof. w Monachium od r. 1852; Adolf Baeyer, 1835—1917, prof. w Monachium od r. 1875), a potem w fizyce i matematyce, jak widzieliśmy to wyżej; po wojnie profesorem fizyki doświadczalnej na miejsce Röntgena został Wilhelm Wien, od r. 1924 profesorem matematyki był tam Constantin Carathéodory (1873—1950).

Jeśli chodzi o dalszy skład środowiska monachijskiego w latach Rubinowicza (i wcześniejszych), to Heilbron przygotował dla pomocy przy wywiadzie następującą listę nazwisk: **grono nauczające (faculty) fizyki:** Debye, Donle, Erk, Graetz, Koch, Laue, Röntgen, Schmauss, Sommerfeld, Wagner, Zehnder, **grono nauczające matematyki:** Böhm, Brunn, Doehlmann, Grossmann, Lindemann, Perron, Pringsheim, v. Seeliger, Voss, **studenci:** P. Debye (1908—10), P. S. Epstein (1911—14), P. P. Ewald (1907—12), G. Hertz (1909—11), A. Landé (1908—09), v. Laue (1909), M. Siegbahn (1909).

Do listy tej dopisał Rubinowicz nazwiska: Fajansa, Kossela, Rosenthala, Glitschera. Niektórych z wymienionych osób nie było już w okresie wojny w Monachium (jak Debye'a). Podam jeszcze wykaz najważniejszych współpracowników Sommerfelda w okresie 1911—1931, których wymienił on we wstępie do swego artykułu „20 lat teorii spektroskopowej w Monachium” [23] t. 4, s. 632, [13] s. 29: P. Debye, W. Kossel, P. Epstein, W. Rubinowicz, M. Catalàn, O. Laporte, W. Heisenberg, H. Hönl, W. Pauli, A. Landé. L. Pauling [35] zestawił następujący spis studentów i współpracowników Sommerfelda: M. v. Laue, W. Heisenberg, P. Debye, P. Ewald, W. Pauli, P. S. Epstein, G. Wentzel, K. Herzfeld, G. Ott, F. London, W. Heitler, E. Guellimin, W. Guellimin, K. Bechert, F. Slak, E. Kemble, L. Pauling, K. Ekkart, H. Bethe, O. Laporte, P. Morse, A. Landé, R. Peierls, A. Unsöld, W. Houston, E. Condon. W sumie jest tych nazwisk może nie tak bardzo wiele, ale jakie! Samych laureatów Nobla jest wśród nich (tj. wszystkich wymienionych nazwisk środowiska monachijskiego) dziewięciu: W. Röntgen (1907, fiz.), A. Baeyer (1905, chem.), W. Wien (1911, fiz.), M. v. Laue (1914, fiz.), W. Heisenberg (1932, fiz.), P. Debye (1936, chem.), W. Pauli (1945, fiz.), L. Pauling (1954, chem., 1962

pok.), H. Bethe (1967, fiz.). Wielu wybitnych uczonych (jak Sommerfeld, Lindemann, W. Wien) przeniosło się z Królewca do Monachium (a inni, jak Hilbert, do Getyngi; był to jeden z licznych objawów rosnących wpływów pruskich w Niemczech, połączonych zresztą z pewnym demontażem Prus, który to demontaż po dwóch wojnach światowych zakończył się zupełną likwidacją tego państwa w r. 1945). Jeśli chodzi o względną rolę Monachium w ówczesnym świecie fizyki, to dobrze scharakteryzował ją W. J. Frenkel [36] s. 308: „W latach poprzedzających powstanie mechaniki kwantowej istniało na świecie kilka specjalnie przyciągających punktów dla fizyków. Było to Laboratorium Cavendisha — pierwotnie z J. J. Thomsonem, a potem z E. Rutherfordem; było to Monachium z A. Sommerfeldem, Kopenhaga z N. Bohrem, Getynga z Bornem i Franckiem i w końcu Lejda, gdzie w ciągu 20 lat Ehrenfest reprezentował fizykę teoretyczną zajmując katedrę przekazaną mu przez Lorentza”. Nie było więc przesadą twierdzenie wyżej już podane, że w tym okresie Monachium było jednym z najważniejszych centrów fizyki światowej. Rubinowicz był jedną z jego gwiazd.

Literatura

- [12] Max Born, *Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld (1868—1951)*, Obituary Notices of Fellows of the Royal Society **8** (1952), No. 21, tłum. ros. w [13], 265—287.
- [13] A. Sommerfeld, *Puti poznaniya w fizikie*, Sbornik statiej pod red. J. A. Smorodinskiego, Nauka, Moskwa 1973.
- [14] W. Pauli, *Sommerfelds Beiträge zur Quantentheorie*, Naturwiss. **35**, 129 (1948), tłum. ros. w [13], 250—260 i [15], 219—230.
- [15] W. Pauli, *Fiziczeskije oczerki*, Sbornik statiej pod red. J. A. Smorodinskiego, Nauka, Moskwa 1975.
- [16] A. Einstein und A. Sommerfeld, *Briefwechsel*, 60 Briefe aus den goldenen Zeitalter der modernen Physik, herausgegeben und kommentiert von A. Hermann, Birkhäuser, Basel 1968.
- [17] A. Rubinowicz, *Herstellung von Lösungen gemischter Randwertprobleme bei hyperbolischen Differentialgleichungen zweier Ordnung durch Zusammenstückung aus Lösungen einfacher gemischter Randwertaufgaben*, Monat. Math. Phys. **30**, 65 (1920).
- [18] A. Rubinowicz, *Zur Quantelung der Hohlraumstrahlung*, Phys. Z. **18**, 96 (1917).
- [19] A. Rubinowicz, *Die Eigenschwingungen des Bohr-Debyeschen Wasserstoffmoleküls bei Berücksichtigung der Bewegung der Kerne*, Phys. Z. **18**, 187 (1917).
- [20] A. Rubinowicz, *Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugungserscheinungen*, Ann. Phys. **53**, 257 (1917).
- [21] Max Born and Emil Wolf, *Principles of Optics, Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, Pergamon Press, London 1959.
- [22] Arnold Sommerfeld, *Optik*, 3. durchgesehene Aufl. revidiert von F. Bopp und J. Meixner, Akadem. Verlagsges., Leipzig 1964.
- [23] Arnold Sommerfeld, *Gesammelte Schriften*, B. I—IV, Vieweg, Braunschweig 1968.
- [24] A. Rubinowicz, *Bohrsche Frequenzbedingung und Erhaltung des Impulsmomentes*, Phys. Z. **19**, 441, 465 (1918).
- [25] N. Bohr, *On the quantum theory of line spectra*, Kgl. danske vid. selskab. Natur. mathem. Rk. 8. B. 4, No. 17 (1918), I. 1—36, II. 37—100, III. 101—118 (1922). Tł. niem. *Über die Quantentheorie der Linienspektren*, Vieweg, Braunschweig, 1923.

- [26] A. Sommerfeld, *Die allgemeine Dispersionsformel nach dem Bohrschen Modell*, Elster-Geitler-Festschrift, Vieweg, Braunschweig 1923.
- [27] A. Rubinowicz, *Ursprung und Entwicklung der älteren Quantentheorie*, Hdb. d. Phys. (Geiger-Scheel), 2. Aufl., B. 24/1, 1—82, Springer, Berlin.
- [28] Johannes Martinus Burgers, *Het atoommodel van Rutherford-Bohr* (dysertacja doktorska), Arch. du Musée Teylor, Sér. III, vol. IV, De Erven Loosjes, Haarlem 1918.
- [29] Niels Bohr, *Izbrannyye naucznyje trudy w 2 tomach*, pod red. J. E. Tamma, V. A. Focka, B. G. Kuznecowa, Nauka, Moskwa, T. I. Statii 1909—1925, 1970, T. II Statii 1925—1961, 1971.
- [30] A. Sommerfeld, *Über die Entdeckung der Quanten*, Zu Max Plancks sechzigsten Geburtstag, Müllersche Hofbuchhandlung, Karlsruhe 1918; Naturwiss. 6, 195 (1918).
- [31] P. S. Epstein, *Anwendung der Quantenlehre in der Theorie der Bandenspektren*, Naturwiss. 6, 230 (1918).
- [32] A. Rubinowicz, *Zur Polarisation der Bohrschen Strahlung*, Z. Phys. 4, 343 (1921).
- [33] N. Bohr, *Zur Frage der Polarisation der Strahlung in der Quantentheorie*, Z. Phys. 6, 1 (1921).
- [34] W. Pauli, *Quantentheorie*, Hbd. d. Phys. (Geiger-Scheel), 1 Aufl. B. 23, Springer, Berlin 1926.
- [35] L. Pauling, *Arnold Sommerfeld*, Science 114, 383 (1951), tłum. ros. w [13], 260.
- [36] P. Ehrenfest, *Otnositelnost, kwanty, statistika*, Sbornik statiej, Nauka, Moskwa 1972.

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

I Ogólnopolskie Sympozjum z Fizyki Metali

W dniach 1—5 IX 1975 roku odbyło się w Złotym Potoku I Ogólnopolskie Sympozjum z Fizyki Metali. Sympozjum było wynikiem realizacji uchwał II Kongresu Nauki Polskiej, w których to uchwałach zwrócono uwagę na konieczność rozwoju tej nowoczesnej, dynamicznie rozwijającej się w świecie gałęzi fizyki.

Celem Sympozjum było spotkanie fizyków pracujących w dziedzinie fizyki metali, omówienie aktualnych problemów w tej dziedzinie i nawiązanie współpracy między różnymi ośrodkami. Zgodnie z uchwałą Sekcji Fizyki II Kongresu Nauki Polskiej organizację sympozjum z ramienia Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego powierzono Instytutowi Fizyki Uniwersytetu Śląskiego.

W Sympozjum wzięło udział 72 fizyków z ośrodków krajowych oraz 4 gości zagranicznych, znanych specjalistów w dziedzinie fizyki metali, a mianowicie: prof. W. D. Knight z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley oraz prof. M. B. Maple z Uniwersytetu Kalifornijskiego w San Diego (La Jolla), dr K. Baberschke z Wolnego Uniwersytetu w Berlinie Zachodnim oraz dr E. Burzo z Instytutu Fizyki Atomowej w Bukareszcie.

W czasie Sympozjum 19 półtoragodzinnych, w większości przeglądowych, referatów przedstawili zaproszeni specjaliści krajowi i zagraniczni. Na posiedzeniach zostały wygłoszone następujące referaty:

Prof. W. D. Knight — Uniwersytet Kalifornijski (Berkeley): *Small particles in matrix and in beam* (Organizacja nauczania na uniwersytetach amerykańskich).

Doc. dr hab. A. Pawlikowski — Uniwersytet Śląski (Katowice): *Dyfuzja momentu magnetycznego w metalach*.

Prof. dr hab. J. Morkowski — Instytut Fizyki Molekularnej PAN (Poznań): *Teoria prawie ferromagnetycznych metali*.

Prof. dr M. B. Maple — Uniwersytet Kalifornijski (San Diego): *Paramagnetic impurities in superconductors*.

Dr K. Baberschke — Wolny Uniwersytet w Berlinie Zachodnim: *ESR in superconducting materials*.

Prof. dr hab. A. Chełkowski — Uniwersytet Śląski (Katowice): *Niektóre zjawiska związane z polem krystalicznym w metalach*.

Dr E. Burzo — Instytut Fizyki Atomowej, Bukareszt: *Cristalline and amorphous rare — earth compounds*.

Doc. dr hab. L. Kowalewski — Uniwersytet im. A. Mickiewicza (Poznań): *Magnetyzm metalicznych związków ziem rzadkich*.

Mgr R. Micnas — Uniwersytet im. A. Mickiewicza (Poznań): *Temperaturowe zależności wzbudzeń kolektywnych*.

Dr A. Jezierski — Instytut Fizyki Molekularnej PAN (Poznań): *Obliczanie energii magnonów w stopach ferromagnetycznych*.

Doc. dr B. Kozarzewski — Uniwersytet Śląski (Katowice): *Własności makroskopowe stopów paramagnetycznych.*

Doc. dr hab. M. Surma — Uniwersytet im. A. Mickiewicza (Poznań): *Badanie struktury elektronowej metali metodą rezonansu cyklotronowego.*

Doc. dr hab. H. Stachowiak — Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych (Wrocław): *Obliczanie efektywnego tensora przewodnictwa metali polikrystalicznych w polu magnetycznym.*

Mgr S. Maciejewski — Uniwersytet im. A. Mickiewicza (Poznań): *Powierzchnia Fermiego stopu In_3Sn_3 .*

Doc. dr hab. H. Stachowiak — Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych (Wrocław): *Teoria efektu de Haasa Van Alphen w metalach.*

Dr G. Sznajd — Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych (Wrocław): *Badania metali przy pomocy anihilacji pozytonów.*

Dr M. Matlak — Uniwersytet Śląski (Katowice): *Zagadnienia przejścia metal–izolator.*

Doc. dr Z. Sidorski — Instytut Fizyki Doświadczalnej (Wrocław): *Badanie zjawisk powierzchniowych na metalach.*

Prof. dr hab. J. Auleytner, mgr K. Ławniczak: *Rentgenowskie widma pasmowe a struktura elektronowa metali i stopów.*

Wydaje się, że w wyniku ciekawych dyskusji prowadzonych po referatach przez uczestników Sympozjum, wytworzyła się w czasie jego trwania atmosfera sprzyjająca dalszej współpracy między ośrodkami naukowymi zajmującymi się problematyką związaną z fizyką metali.

Uczestnicy spotkania w Złotym Potoku uznali je za jak najbardziej celowe. Wyrazili organizatorom podziękowanie za jego zorganizowanie oraz wyrazili nadzieję, że jest to pierwsze spotkanie otwierające drogę do współpracy i dalszej wymiany w tej rozwijającej się i obiecującej dziedzinie.

Danuta Konopka

Jesienna Szkoła Fizyki — „Atom obcy w kryształach”

W dniach 22—27 września 1975 roku odbyła się w Kazimierzu nad Wisłą Jesienna Szkoła Fizyki Ciała Stałego pt. „Atom obcy w kryształach”. Była to już czwarta Szkoła Jesienna zorganizowana przez Zakład II Instytutu Badań Jądrowych w Świerku. Poprzednie odbyły się w latach 1967 i 1969 (Kazimierz), 1971 (Zakopane) i poświęcone były przede wszystkim fizyce magnetyzmu, przejść fazowych i rozpraszaniu neutronów na kryształach.

Celem Szkoły było przedstawienie obecnego stanu wiedzy w dziedzinie właściwości kryształów domieszkowanych i zdeformowanych, przedyskutowanie związanych z tą problematyką koncepcji badawczych i możliwości zastosowań praktycznych. W Szkole uczestniczyło około 60 osób z ośrodków badawczych Warszawy, Krakowa, Poznania, Łodzi, Wrocławia i Świerku. Wygłoszono 11 wykładów i odbyły się 3 seminaria. Wykładowcami byli kolejno: doc. J. Mozrzymas, prof. J. Morkowski, doc. L. Wojtczak i dr J. Zimnicki, prof. J. Auleytner, prof. S. Olszewski, dr C. Rudowicz, dr A. Czachor, prof. J. Loferski, mgr J. Jankowska, dr Z. Werner, doc. K. Krop.

Dla zachowania „narodowej” formuły Szkoły wykład prof. J. Hori z Japonii wygłoszony został na prawach seminarium.

Wykłady poświęcone były badaniu właściwości elektrycznych i magnetycznych domieszek w kryształach, mechanizmom sprzężeń magnetycznych i wibracyjnych, wzbudzeniom elementarnym, problematyce symetrii i strukturze energetycznej kryształów domieszkowanych. Dokonano również przeglądu rentgenowskich, optycznych i mössbauerowskich metod badawczych oraz współczesnych metod kontrolowanego wprowadzania atomów obcych do kryształów.

Interesującym urozmaicheniem toku działania Szkoły było wyświetlenie filmu komputero-

wego wypożyczonego z Institut für Festkörperforschung w Jülich. Film przedstawia wędrówki, wahania i ustawianie się międzywęzłowego atomu obcego w kryształach kubicznym zewnętrznym centrowanym, wywołaną przezeń deformację środowiska oraz stopniowy zanik wyobcowania dzięki wejściu w bliższy kontakt z jednym z atomów własnych kryształu, który utracił jednak z tego powodu swą węzłową pozycję.

Materiały Szkoły będą wkrótce wydane w formie raportu Instytutu Badań Jądrowych.

Andrzej Czachor

„Oddziaływanie ciężkich jonów z jądrami i synteza nowych pierwiastków“ Międzynarodowa Szkoła-Seminarium w Dubnej

Międzynarodowa szkoła-seminarium, poświęcona oddziaływaniu ciężkich jonów z jądrami oraz syntezie nowych pierwiastków, odbyła się w Dubnej w dniach od 23. IX. do 4. X. 1975 r. Zorganizowana została przez Laboratorium Reakcji Jądrowych Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był kierownik tego Laboratorium, akademik G. N. Flerow.

Mimo swojej nazwy, szkoła miała charakter konferencji. Poszczególne zagadnienia traktowane były raczej zwięźle, bez szerszego wstępu. Czas wystąpienia jednej osoby nie przekraczał 75 minut. Obrady odbywały się w dwu sesjach dziennie: przedpołudniowej i popołudniowej, obie po ok. 3 godziny. Referatów przeglądowych było zaledwie kilka. Zdecydowaną większość stanowiły referaty przedstawiające ostatni dorobek określonego ośrodka lub grupy, którą referujący reprezentował.

Referaty wygłaszane były w językach angielskim lub rosyjskim. Dzięki bezpośredniemu tłumaczeniu, każdego referatu można było słuchać w dowolnym z tych języków.

W szkole wzięło udział 175 uczestników, w tym 68 ze Związku Radzieckiego, 68 ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, 20 z krajów demokracji ludowej (w tym 7 z Polski) oraz 19 osób z krajów zachodnich.

Przechodząc do krótkiego omówienia treści referatów, należy podkreślić, że zagadnienia tytułowe szkoły: oddziaływanie ciężkich jonów z jądrami i synteza nowych pierwiastków, potraktowane zostały bardzo szeroko, w wielu ich aspektach.

A. Ghiorso i J. C. Oganessian przedstawili wyniki prac nad syntezą najcięższych pierwiastków, głównie pierwiastków o $Z = 104$, 105 i 106, otrzymane ostatnio w Berkeley (USA) i w Dubnej. Bardzo interesująca wydaje się tu zmiana systematyki czasów życia ze względu na samorzutne rozszczepienie, jaką sugerują wyniki dubieńskie.

Czasy życia na rozszczepienie, zarówno dla Cm, jak Cf, Fm i No bardzo szybko spadają przy wzroście liczby neutronów N powyżej $N = 152$. Otóż wg pomiarów dubieńskich, przeprowadzonych dla izotopów pierwiastka 104, czasy te nie tylko nie maleją, ale zdają się powoli rosnać ze wzrostem N . Daje to szansę na syntezę wielu ciężkich izotopów pierwiastka 104, a także 106 i nawet 108, jeśli tendencja ta okaże się rozciągać na pierwiastki dalsze od 104. Powyższą zmianę systematyki, obserwowaną przy przejściu od $Z = 102$ do $Z = 104$, teoretycy wiążą z zachowaniem się drugiego garbu w barierze potencjalnej na rozszczepienie, jak przedstawił to w swoim referacie S. G. Nilsson z Lund (Szwecja). Teoretycznemu odtworzeniu systematyki czasów życia na rozszczepienie poświęcony był także referat T. Ledergerbera z Heidelbergu (RFN). E. K. Hulet (Livermore, USA) zreferował eksperyment, w którym otrzymano nowy, ciężki izotop fermu (^{259}Fm , półokres rozpadu ok. 1 s) w reakcji $^{257}\text{Fm}(t, p)$. I. Zvara (Dubna) i G. Herrmann (Moguncja, RFN) omówili zagadnienie badań chemicznych najcięższych pierwiastków.

Odnosnie jąder superciężkich, najnowsze wyniki oszacowań ich czasów życia omówione zostały przez A. Sobieczewskiego (Warszawa). Sporo uwagi poświęcone zostało hipotezie jąder

superciężkich zdeformowanych. Wyniki poszukiwań pierwiastków superciężkich w przyrodzie zreferowane zostały przez G. M. Ter-Akopjana z Dubnej. Wyniki te są raczej ujemne.

Własności reakcji przekazu wywoływanych ciężkimi jonami przedyskutowane zostały przez W. W. Wołkova (Dubna) oraz J. Jackmarta i J. Petera (oba z Orsay, Francja). R. Klapisch (Orsay) omówił badanie reakcji syntezy i rozszczepienia, wywoływanych ciężkimi jonami, z pomocą metod spektroskopii masowej. Główna uwaga poświęcona była wynikom osiągniętym we współpracy Orsay z Dubną.

Zagadnienia teoretycznego opisu reakcji z ciężkimi jonami przedstawione były w referatach J. Wilczyńskiego (Kraków), W. J. Świąteckiego (Berkeley) i J. R. Nixa (Los Alamos, USA).

J. Wilczyński przedstawił propozycję potencjału opisującego oddziaływanie pomiędzy ciężkimi jądrami. Parametry tego potencjału wyznaczone są z warunków asymptotycznych, w których wykorzystuje się model kropłowy. Istotne jest uwzględnienie deformacji w potencjale opisującym kanał wyjściowy. Pełne oddziaływanie pomiędzy ciężkimi jądrami, oprócz części opisywanej przez powyższy potencjał, zawiera także człon „lepkości”, opisującej zdolność tłumienia ruchu, rozpraszania energii kinetycznej. Przeprowadzone obliczenia wskazują, że oddziaływanie takie pozwala na dobry opis różniczkowych przekrojów czynnych, kątowych i energetycznych, dla reakcji głęboko-nieelastycznych, tj. reakcji charakteryzujących się dużym przekazem energii. W szczególności, pozwala ono na dobry opis tej (bardzo ważnej) części całkowitego przekroju czynnego, która odpowiada syntezie jąder.

W. J. Świątecki opisał bardzo ogólne oddziaływanie pomiędzy ciężkimi jądrami, uwzględniające rozmycie i krzywiznę ich powierzchni. Bardzo oryginalną stroną oddziaływania Świąteckiego jest wprowadzenie do niego lepkości o charakterze jednocząstkowym. Wydaje się, że własności, jakie ma taki prosty model lepkości mogą pozwolić na dobre odtworzenie wielu cech reakcji z ciężkimi jonami. Przypomnijmy, że lepkość materii jądrowej ma za zadanie opisać przechodzenie energii ruchu kolektywnego (energia kinetyczna ruchu względnego, energia drgań, czy obrotu jądra) na energię wzbudzeń wewnętrznych niekolektywnych. Poglądowym przykładem jednocząstkowego modelu lepkości byłoby przekazywanie energii drgających ścian zbiornika cząstkom gazu wypełniającego go. Wprowadzenie lepkości o charakterze jednocząstkowym jest procedurą podobną do wprowadzenia potencjału jednocząstkowego do fizyki jądrowej (model powłokowy), które okazało się tak owocne. Jak wiemy, taki prosty potencjał opisuje bardzo dobrze wiele aspektów skomplikowanego oddziaływania pomiędzy nukleonami.

J. R. Nix położył nacisk na opis tych reakcji, które mogłyby doprowadzić do syntezy jąder superciężkich.

Duże zainteresowanie wywołały eksperymenty prowadzone w Berkeley z ciężkimi jonami przyspieszonymi do energii relatywistycznych. Jony o tak wysokich energiach (rzędu 2 GeV/nukleon dla neonu) otrzymuje się w Bevalacu będącym połączeniem tamtejszego akceleratora liniowego ciężkich jonów (Superhilaca) z bewatronem. Eksperymenty te opisał A. Poskanzer (Berkeley). Oczekuje się, że przy zderzeniach ciężkich jonów o relatywistycznych energiach, w jądrami tarczy mogą wystąpić fale uderzeniowe. Powodowałyby one charakterystyczny rozkład kątowy produktów reakcji. Dotychczasowe interpretacje wyników doświadczenia (Poskanzer, Greiner (Frankfurt nad Menem), Nix) nie pozwalają stwierdzić jednoznacznie istnienia takich fal.

Fale uderzeniowe mogłyby doprowadzić do utworzenia jąder supergęstych. Hipoteza takich jąder została wysunięta niedawno. Odpowiadałyby one drugiemu minimum w zależności masy jądra od jego gęstości.

Z badań pierwiastków położonych z dala od ścieżki stabilności beta wymienić należy referat W. A. Karnauchowa z Dubnej i J. Hardy'ego z Chalk River (Kanada). Karnauchow przedstawił doświadczone wyniki uzyskane ostatnio w Dubnej, między innymi identyfikację — po raz pierwszy w obszarze ziem rzadkich — nowych jąder emitujących opóźnione protony. Poza tym wiele uwagi poświęcił sprawie interpretacji kształtu widm protonowych i fluktuacji obserwowanych w tych widmach. Referat Hardy'ego poświęcony był badaniom wykonanym w Chalk River, w wyniku których udało się zidentyfikować nowe jądra emitujące opóźnione

protony w obszarze Ge-Mo i zmierzyć czasy życia rzędu 10^{-16} s wysokoenergetycznych poziomów jądrowych.

Nowa metoda pomiaru bardzo krótkich jądrowych czasów życia zasługuje na komentarz. W metodzie tej wykorzystuje się fakt, że znaczna część opóźnionych protonów emitowana jest po wychwycie elektronu przez jądro macierzyste, o liczbie atomowej Z . Czas życia dziury na powłoce elektronowej K jest znany: wynosi on $3,5 \cdot 10^{-16}$ s w badanym obszarze nuklidów. Jeżeli czas życia wysokoenergetycznych poziomów jądrowych emitujących protony jest tego samego rzędu (a tak się okazało), to w koincydencji z protonami pojawiają się linie promieniowania rentgenowskiego X_K charakterystycznego dla liczb atomowych $Z-1$ i $Z-2$. Linie te odpowiadają emisji promieniowania X_K przed i po emisji protonu. Ze stosunku ich natężeń można wydedukować uśredniony czas życia poziomów jądrowych z przedziału energetycznego, którego minimalna szerokość określona jest przez zdolność rozdzielczą detektora protonów.

W dziedzinie spektroskopii jądrowej na wiązce A. Hrynkiewicz (Kraków) dał przegląd wielkich możliwości, jakie dla badania oddziaływań nadsubtelnych stwarza zastosowanie ciężkich jonów. W szczególności, mówił o wyznaczaniu dipolowych momentów magnetycznych dla wzbudzonych stanów jądrowych, podkreślając znaczne rozszerzenie zakresu dostępnych czasów życia (od sekundy do pikosekund) w porównaniu z wcześniej rozwiniętymi badaniami zaburzonych korelacji kątowych gamma-gamma. Obok tego, dyskutował czynniki, które mogą utrudnić prawidłową interpretację wyników.

Zagadnieniu stanów jądrowych o wysokim momencie pędu poświęcone były dwa referaty. S. Ogaza (Kraków) mówił o interpretacji badań przeprowadzonych w tandemowym laboratorium Instytutu Nielsa Bohra w Kopenhadze (między innymi problem krotności przejść gamma po reakcji: ciężki jon, xn). W. W. Paszkiewicz (Dubna) omówił zaś zagadnienie opisu teoretycznego tych stanów.

Wiele uwagi poświęcone zostało zagadnieniu superciężkich molekuł lub quasi-molekuł, jak częściej się je nazywa. Są to molekuly, które tworzą się na krótki okres przelotu ciężkiego jonu w pobliżu ciężkiego jądra tarczy. Chociaż okres ten jest krótki, wystarcza dla utworzenia się wspólnej dla obu jąder powłoki elektronowej. Oczekuje się, że badanie widm rentgenowskich tych molekuł pozwoli na zbadanie ich struktury oraz na osiągnięcie pewnych informacji o elektrodynamice kwantowej bardzo silnych pól. Referaty na ten temat wygłosili: W. S. Popow z Moskwy i W. Greiner z Frankfurtu nad Menem.

Specjalna sesja poświęcona została charakterystyce, stanowi zaawansowania w budowie oraz planom prac badawczych na budowanych obecnie w kilku ośrodkach akceleratorach ciężkich jonów. P. Armbruster mówił o akceleratorze liniowym (Unilac) budowanym w Darmstadt (RFN), G. N. Flerow o czterometrowym cyklotronie izochronicznym budowanym w Dubnej, a S. Chojnacki o dwumetrowym cyklotronie izochronicznym, który ma być zainstalowany w Warszawie. Ponadto M. Sakai (Tokio) przedstawił perspektywy badań z ciężkimi jonami w Japonii.

Materiały szkoły-seminarium mają być opublikowane w przeciągu trzech miesięcy przez Dział Wydawniczy Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej.

Adam Sobiczewski, Jan Żylicz

XII Międzynarodowa Konferencja Zjawisk w Gazach Zjonizowanych

Kolejna, XII Konferencja Zjawisk w Gazach Zjonizowanych odbyła się 18—22 sierpnia 1975 r. w Holandii w Eindhoven, w mieście znanym z prężnego Uniwersytetu Technicznego, szeregu laboratoriów badawczych i zakładów produkcyjnych firmy „Philips”. Lokalny Komitet Organizacyjny, kierowany przez prof. dr H. L. Hagedoorna, przygotował konferencję z wyjątkową starannością. Interesującym posunięciem organizacyjnym była całodniowa przerwa w obradach konferencji, którą uczestnicy mogli wykorzystać na zapoznanie się z badaniami

prowadzonymi w przodujących w tej dziedzinie ośrodkach naukowych Holandii, np. w FOM (Fundamenteel Onderzoek der Materie'), Instytucie Fizyki w Amsterdamie, Laboratoriach Philipsa i innych.

Również w programie i obradach konferencji wprowadzono szereg istotnych posunięć organizacyjnych, które usprawniły przebieg konferencji. Materiały konferencji zawierające wszystkie prace (4 stronicie maszynopisu na każdą pracę) przyjęte na konferencję opublikowane zostały już w czerwcu 1975 r. Materiały te wysłano do uczestników konferencji na dwa miesiące przed rozpoczęciem obrad. Równocześnie wprowadzono jedynie dwie równoległe odbywające się sesje; stworzyło to realne szanse wysłuchania wybranego referatu i rzeczowego uczestniczenia w dyskusji. Takie ograniczenie równoległych sesji możliwe było poprzez ograniczenie ilości prezentowanych prac do ok. 40% wszystkich prac przyjętych na konferencję i opublikowanych w materiałach. Ta dwustopniowa kwalifikacja prac dokonana została przez specjalnie w tym celu powołanych kilkanaście małych zespołów, w skład których weszli naukowcy Holandii, Belgii i sąsiednich krajów i zatwierdzona przez Międzynarodowy Komitet Naukowy Konferencji. Jednocześnie umożliwiono (wyznaczono miejsce i czas) przedyskutowanie pozostałych prac i ewentualne uzupełnienie ich nowymi wynikami. Ta nowa forma roboczych dyskusji, dotyczących często również prezentowanych prac, była rzeczową wymianą poglądów i doświadczeń.

Nowym elementem konferencji było również zorganizowanie ok. 10 sesji poświęconych dyskusji wybranych zagadnień, np. diagnostyka laserowa, oddziaływanie promieniowania lasera z plazmą, turbulencja, zjawiska na elektrodach i przestrzenny rozkład ładunków w wyładowaniach, promieniowanie i inne. Sesje dyskusyjne stanowiły jeden z istotniejszych elementów konferencji. Dokonywana była na nich próba oceny aktualnego stanu zaawansowania badań a także dyskutowane były prognozy w zakresie danego zagadnienia.

Na tegorocznej konferencji ogłoszono ogółem 14 referatów przeglądowych. Podzielono je na dwie grupy: referaty ogólne i sekcyjne. Referaty ogólne przeznaczone były dla wszystkich uczestników konferencji i dotyczyły zagadnień często wybiegających poza zakres konferencji, np. oddziaływanie wiązki elektronowej z plazmą jonosfery, przegląd eksperymentalnych badań dotyczących kontrolowanej reakcji termojądrowej, itp. Referaty sekcyjne natomiast dotyczyły wybranej grupy tematycznej, w większości przypadków wchodzącej w zakres tematyki danej sekcji, np. zderzenia wzbudzonych atomów i molekuł w ośrodku zjonizowanym, laserowa diagnostyka w badaniach plazmy, itp.

Ilość uczestników, w odróżnieniu od poprzednich konferencji, została tym razem ograniczona do 450 osób. Usprawniło to organizację konferencji i stworzyło atmosferę sprzyjającą roboczym dyskusjom i bezpośrednim kontaktom osobistym. Zdecydowanie największą ilość referatów zgłosili naukowcy z ZSRR i trzeba przy tym podkreślić, że jest to chyba jedyny kraj, w którym dokonywana jest krajowa, wstępna kwalifikacja referatów. Zatem można przypuszczać, że przygotowanych na konferencję referatów było znacznie więcej. Jest to jeden z ewidentnych przykładów rozmachu i zakresu nauki radzieckiej.

Główny trzon tematyczny konferencji stanowiły, oprócz radzieckich, prace naukowców z Francji, RFN, USA, Holandii i Anglii. Interesujący wydaje się duży wzrost ilości badań wyładowań wysokociśnieniowych oraz wyraźny spadek ilości badań dotyczących teorii plazmy i oddziaływania fal z cząstkami.

Po wprowadzeniu współczynnika „aktywności”, zdefiniowanego jako stosunek ilości referatów zatwierdzonych do zaprezentowania ustnego i ilości uczestników, znowu zdecydowanie „najaktywniejszą” była delegacja radziecka (0,95). Ponadto Szwajcaria, USA, Kanada i Włochy osiągnęły wartość współczynnika wyższą od 0,33, która charakteryzuje konferencję jako całość.

Słabo na tle innych krajów zaprezentowały się na XII Konferencji kraje socjalistyczne. Mogą istnieć różne tego przyczyny, niemniej jednak pozostaje faktem, że np. z Jugosławii przyjęto 18 referatów, a zatwierdzono do ustnego zaprezentowania zaledwie 3, Węgrzy (dawniej bardzo aktywni) nie zgłosili żadnego referatu (jeden uczestnik), z Bułgarii przyjęto jeden referat — bez wygłoszenia (jeden uczestnik), z NRD z przyjętych 8 referatów do za-

prezentowania zatwierdzono 3 (współczynnik aktywności duży ze względu na stosunkowo małą liczbę uczestników), z Czechosłowacji natomiast przyjechało dużo naukowców bez referatów. Można więc stwierdzić, że średnio referaty z krajów naszego obozu (poza Czechosłowacją) nie były na zbyt wysokim poziomie.

Wśród referatów zgłoszonych z Polski, w odróżnieniu od poprzednich konferencji, brak było referatów z zakresu fizyki plazmy. Mamy przecież dużą grupę teoretyczną i eksperymentalną w IBJ (zgłoszona jedna praca teoretyczna), dwa Zakłady w IPPT PAN zajmujące się teorią fal elektromagnetycznych i fizyką gazów zjonizowanych (praktycznie żadnego uczestnika ani referatu; jeden referat zgłoszony z Kanady, gdzie autor aktualnie przebywa na stażu naukowym). Mamy również szereg grup, zajmujących się zagadnieniami zbieżnymi z tematyką konferencji na Politechnice Warszawskiej (jedna praca). To tylko parę przykładów i dotyczących jedynie ośrodków stołecznych, ale udział naukowców przynajmniej z tych ośrodków podniósłby „aktywność” polskiej grupy.

Następna konferencja odbędzie się w NRD w Berlinie w 1977 roku — może tam uda nam się odzyskać dobrą dotychczas markę nauki polskiej w zakresie fizyki plazmy i gazów zjonizowanych.

Wracając do tematyki konferencji, chciałbym na zakończenie wymienić trzy zagadnienia, które według moich obserwacji były przedmiotem szczególnego zainteresowania i dyskusji: a) procesy oddziaływania fal elektromagnetycznych z plazmą, w tym problemy gazodynamiki plazmy, w odniesieniu np. do wytwarzania i grzania plazmy promieniowaniem laserowym; b) zjawiska na elektrodach i w obszarach przyelektrodowych w powiązaniu np. z iskiernikami, lampami wyładowczymi, itp.; c) zjawiska fizyko-chemiczne, towarzyszące wyładowaniom w gazach (np. lasery gazowe).

W. W. Byszewski

II Konferencja Oddziaływań Elektronów z Silnym Polem Elektromagnetycznym w Budapeszcie

Wymieniona konferencja zorganizowana przez Węgierską Akademię Nauk (WAN), Węgierskie Towarzystwo Fizyczne i Centralny Instytut Fizyki WAN, odbyła się w Budapeszcie w dniach od 6 do 10 października 1975 r. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego oraz Komitetu Programowego był prof. N. Kroó z Centralnego Instytutu Fizyki WAN. W skład Komitetu Programowego wchodził również uczeń ze Związku Radzieckiego, USA, Francji i Polski (prof. S. Kielich). W konferencji uczestniczyło około 120 osób, głównie z Węgier i ZSRR oraz pozostałych krajów socjalistycznych jak również z USA, Francji, RFN, Austrii, Włoch, Holandii i Wielkiej Brytanii. Delegacja polska liczyła 11 osób.

Obecna konferencja, będąca kontynuacją pierwszej konferencji, która odbyła się na Węgrzech w Balatonfüred w 1972 r., zgromadziła prace doświadczalne i teoretyczne poświęcone oddziaływaniu silnego promieniowania laserowego z elektronami swobodnymi lub związanymi w atomach, drobinach i ciałach stałych. Obrady toczyły się w poniższych sekcjach:

1. oddziaływanie swobodnych elektronów z promieniowaniem laserowym o dużym natężeniu,
2. procesy wielofotonowe i nieliniowe w atomach,
3. emisja wielofotonowa z ciała stałego i generacja plazmy,
4. wysoko-natężeniowa spektroskopia molekularna,
5. zagadnienia różne.

Ogółem wygłoszono 14 referatów przeglądowych, obrazujących rozwój i stan aktualny wymienionych wyżej dziedzin (zostaną one opublikowane w dodatkowym tomie materiałów konferencyjnych) oraz 124 komunikaty z prac własnych, prezentujące najnowsze wyniki badań teoretycznych i eksperymentalnych. Dużo uwagi poświęcono zagadnieniom sekcji 2 —

54 komunikaty. W badaniach procesów wielofotonowych uwzględnia się obecnie stopień spójności oraz rodzaj polaryzacji promieniowania lasera. Z wyróżniających się referatów przeglądowych należy wymienić wykład prof. M. Lambropoulos z USA, która omówiła założenia teoretyczne laserowej spektroskopii wielofotonowej, ilustrując przewidywania teoretyczne precyzyjnie prowadzonymi eksperymentami. Referat prof. P. Csonka z USA przedstawił aktualny stan badań w dziedzinie oddziaływania swobodnych elektronów z promieniowaniem laserowym o dużym natężeniu. Badania te pozwolą już wkrótce na zbudowanie laserowych akceleratorów elektronów, które zastąpią niezwykle kosztowne akceleratory konwencjonalne. Z dużym zainteresowaniem spotkały się też komunikaty wygłoszone przez siedmiu polskich fizyków.

Uczestnicy konferencji zwiedzili również laboratoria Centralnego Instytutu Fizyki WAN, w których prowadzone są, w ścisłej współpracy z uczonymi radzieckimi, prace z dziedziny laserów gazowych, holografii i jonizacji wielofotonowej. W badaniach tych osiągnięto liczące się w świecie wyniki. Duże wrażenie wywiera zbudowane 30 m pod ziemią na skale, laboratorium do badań zjawisk jonizacji wielofotonowej, wywoływanej pikosekundowymi impulsami laserowymi.

Pracownie Instytutu są dobrze wyposażone w aparaturę pochodzącą zarówno z krajów socjalistycznych jak i zachodnich.

Konferencja była sprawnie zorganizowana; uczestnikom zapewniono dobre warunki zakwaterowania i stworzono atmosferę sprzyjającą wzajemnym kontaktom i dyskusjom naukowym oraz umożliwiono poznanie Esztergomu — starej stolicy Węgier.

Zdzisław Błaszczak

L. Kalinowski: **Fizyka metali** PWN, Warszawa 1973, str. 441, cena zł 65.—

Podręcznik L. Kalinowskiego *Fizyka metali* obejmuje podstawy fizyki ciała stałego. Nieco szerzej omówiono niektóre problemy dotyczące fizyki metali.

Podręcznik ma charakter elementarnego wstępu. Obejmuje głównie zagadnienia związane ze strukturą krystaliczną, metodami jej wyznaczania i defektami strukturalnymi. W zwięzły i również elementarny sposób przedstawiono podstawy elektronowej teorii metali oraz teorii pasmowej i termodynamiki ciała stałego. Stosunkowo obszernie omówiono problematykę defektów struktury, dyslokacji oraz faz metalicznych.

Podręcznik może być przydatny studentom fizyki jako pomoeniczy do wykładu z fizyki ciała stałego, jak i tym fizykom i technikom, którzy rozpoczynają działalność naukową w zakresie fizyki metali, a szczególnie zainteresowanych metaloznawstwem i metalurgią. Sądzę, że głównie pod tym kątem widzenia jest napisany.

Pierwiastki metaliczne obejmują ponad trzy czwarte układu okresowego i posiadają szereg interesujących i ważnych praktycznie własności fizycznych związanych z ich strukturą elektronową jak i ze szczególnymi własnościami elektronów przewodnictwa. Autor nie omawia wszystkich aktualnie dziś rozwijanych kierunków badań w fizyce metali. Jest ona dziedziną zbyt rozległą, by można zrobić to w jednym podręczniku. Mimo to sądzę, że podręcznik L. Kalinowskiego może zainteresować i tych, dla których problemy omawiane w nim nie stanowią podstawowego przedmiotu zainteresowania, ale są ważne w codziennej pracy laboratoryjnej z powodu wysokich wymagań w zakresie jakości materiałów we współczesnych badaniach metali.

Książka napisana jest przystępnie, a stosowana terminologia w zasadzie poprawna. Choć autor nie ustrzegł się pewnych nieścisłości, jak np. w objaśnieniu rys. 3.6 na str. 119 użył terminu „orbitalny moment kątowy”. W polskiej literaturze przyjęto nazwę „orbitalnego momentu pędu”. Zresztą w tekście autor posługuje się również i tym ostatnim terminem.

Układ graficzny nie budzi zasadniczych zastrzeżeń. Jest jednak bardzo monotony, nie urozmaicony. Nie tylko na rysunkach brak kolorystyki, ale i tak powszechnie stosowanego cieniowania. Kolorystyka i cieniowanie mają duże walory dydaktyczne i szkoda, że w podręcznikach krajowych nie są stosowane. Nadto reprodukcje wykonane są na zwykłym papierze i stąd są niewyraźne.

Książka Kalinowskiego jest pierwszym podręcznikiem polskiego autora z tej dziedziny fizyki. Wydanie jej, sądzą, było jak najbardziej celowe.

August Chelkowski

Rekombinacja promienista w półprzewodnikach, zbiór prac pod redakcją J. E. Pokrowskiego (z języka rosyjskiego tłumaczył Andrzej Pindor), PWN, Warszawa 1975, str. 308, cena zł 44.—

Książka *Rekombinacja promienista w półprzewodnikach*, wydana przez PWN w r. 1975, jest zbiorem trzech artykułów przeglądowych, dotyczących różnych aspektów promienowania rekombinacyjnego w półprzewodnikach. Pierwszy z tych artykułów, zatytułowany „Międzypasmowa rekombinacja promienista w półprzewodnikach”, którego autorem jest Y. P. Varshni, ukazał się w dwu kolejnych numerach czasopisma „Physica Status Solidi” w tomie 19 nr 2 i tomie 20 nr 1 z lutego i marca 1967 roku pod więcej mówiącym tytułem:

„Band-to-Band Radiative Recombination in Groups IV, VI and III—V Semiconductors”. Drugi z artykułów „Promieniowanie rekombinacyjne półprzewodników” napisany został przez G. F. J. Garlicka i ukazał się w r. 1967 w tomie 30 część II „Reports on Progress in Physics” również pod bardziej ścisłym tytułem: „Recombination Emission in Inorganic Solids”. Wreszcie trzeci z artykułów napisany przez A. E. Junowicza pt.: „Rekombinacja promienista i własności optyczne fosforu galu” nie był publikowany, jak się wydaje, nigdzie poza książkowym wydaniem rosyjskim w roku 1972 zbioru omawianych tu trzech artykułów. Książka wydana przez PWN jest tłumaczeniem tego zbioru z języka rosyjskiego. Jest to więc w dwu trzecich tłumaczenie z tłumaczenia, ukazujące się w osiem lat po publikowaniu oryginału i w trzy lata od jej rosyjskiego przekładu.

Nie wydaje się w tej sytuacji celowe omawianie zawartości artykułu Y. P. Varshni'ego i G. F. J. Garlicka, które szczególnie w częściach odnoszących się do konkretnych materiałów, muszą przedstawiać poglądy nie zawsze aktualne obecnie.

Trzeci z artykułów A. F. Junowicza, dotyczący fosforu galu, jednego z najważniejszych materiałów dla potrzeb optoelektroniki, zawiera w miarę kompletny przegląd właściwości optycznych tego materiału, ze szczególnym uwzględnieniem różnych procesów, odpowiedzialnych za rekombinację promienistą. Czytelnik, który chciałby mieć pogląd o obecnym stanie wiedzy w odniesieniu do tego materiału, musi zapoznać się z pracami oryginalnymi, dotyczącymi tego tematu z okresu trzech ostatnich lat, jednakże omawiany artykuł stanowi dobrą bazę wyjściową do takiej pracy.

Tekst książki zawiera bardzo wiele niezręcznych i trudnych do zrozumienia sformułowań. Przytoczę tylko kilka z takich sformułowań dla przykładu. Na str. 139 czytamy: „Zatem porównanie wyników pomiarów promieniowania próbek grubych i cienkich próbek o długości porównywalnej z L pozwala oszacować długość dyfuzji...” Na str. 171: „Składowe B_1 i B_2 na rys. 10 stanowią przykład przejść wielofononowych odpowiadających stosunkowo małej energii fotonów, co w jakimś stopniu jest specyficzną własnością diamentu”. Sformułowania takie w dużym stopniu utrudniają czytanie książki i często, aby zrozumieć tekst, warto zajrzeć do oryginału. Można jednak nad takimi niezręcznościami przejść do porządku dziennego. Nie można przejść do porządku dziennego nad wyraźnymi błędami, z których jeden przytoczę również dla przykładu: na str. 196 mamy: „W przypadku CdS obserwuje się strukturę, związaną z trzema seriami linii ekscytonowych, przy czym jedna z nich przypada na obszar pochłaniania sieciowego (reststrahlen) (tzw. ekscytony A, B, C)”. Jest całkowitą zagadką, co wspólnego z seriami linii ekscytonowych w CdS ma obszar pochłaniania sieciowego (reststrahlen). Dopiero tekst oryginału wskazuje, że chodzi o zupełnie co innego „Structure due to three sets of exciton lines, one set within the lattice-absorption region, is found for CdS (so called A, B and C excitations)”. Chodzi więc nie o absorpcję związaną z drganiami sieci (reststrahlen), a po prostu o absorpcję w obszarze pochłaniania. Podobnie bardzo przykrym błędem, prawdopodobnie drukarskim, powtarzającym się na stronach 92, 93, 98, 99 jest użycie zamiast GaAs symbolu GaS.

Tak więc wypada przestrzec czytelników przed zbytnią wiarą w informacje podane w omawianej książce, tym bardziej, że jak wskazuje notatka od Wydawnictwa — przeznaczona jest ona między innymi dla „szerokiego grona studentów starszych lat”.

Nie od rzeczy będzie, jak się wydaje, na zakończenie nieśmiałe pytanie: czy rzeczywiście celowe było wydawanie tego typu książki?

Wiesław Wardzyński

A. C. Rose-Innes, E. H. Rhoderick: **Nadprzewodnictwo** (z angielskiego tłumaczył Lucjan Śniadower), PWN, Warszawa 1973, str. 256, cena zł 35.—

Od odkrycia nadprzewodnictwa upłynęło już 64 lata, a niedługo minie 20 lat od opublikowania pracy Bardeena, Coopera i Schrieffera, w której została podana mikroskopowa teoria stanu nadprzewodnictwa, wyjaśniająca wszystkie niemal podstawowe własności tego stanu

i pozwalająca przewidzieć szereg nowych, jeszcze wtedy nieznanych, zjawisk. W ostatnich latach prace w dziedzinie nadprzewodnictwa dwukrotnie zostały wyróżnione nagrodą Nobla. Ta szybko rozwijająca się dziedzina fizyki, stojąca u progu zastosowań na szeroką skalę, jest jednak w literaturze fachowej w języku polskim bardzo słabo zaprezentowana. Książka Rose-Innesa i Rhodericka jest właściwie pierwszą w języku polskim monografią poświęconą nadprzewodnictwu. Wydaje się, że wybór wydawnictwa był tu logiczny, bo *Nadprzewodnictwo* Rose-Innesa ma charakter wprowadzenia do tematu, ale należy mieć nadzieję, że nie będziemy musieli długo czekać na pozycje bardziej zaawansowane, w pełniejszy sposób przedstawiające stan wiedzy w tej dziedzinie.

Książka podzielona jest formalnie na dwie części, z których pierwsza, omawiająca nadprzewodnictwo I rodzaju obejmuje około 80 proc. całej objętości, druga, poświęcona nadprzewodnictwu II rodzaju, stanowi więc tylko dodatek.

Autorzy szczegółowo omawiają podstawowe własności makroskopowe nadprzewodników, takie jak zanik oporu elektrycznego i zachowanie się nadprzewodnika w polu magnetycznym. Bardzo wnikliwie przedyskutowana jest termodynamika przejścia do stanu nadprzewodnictwa i w bardzo przekonujący sposób wykazane jest powstawanie stanu pośredniego, który jest w dalszym ciągu dosyć obszernie dyskutowany. Osobne rozdziały poświęcone są prądom krytycznym i własnościom nadprzewodzącym małych próbek. Przy tej okazji autorzy wprowadzają teorię Ginzburga-Londona.

W rozdziale 9 przedstawiona jest mikroskopowa teoria nadprzewodnictwa. Wydaje się rzeczą niemożliwą sensowne podstawienie tej teorii bez użycia dość zaawansowanych metod mechaniki kwantowej, ale autorom udało się osiągnąć maksimum tego, co można uzyskać na elementarnym poziomie, choć nie obyło się bez wprowadzenia takich pojęć jak funkcje falowe, czy prawdopodobieństwo obsadzenia, które dla czytelnika o wykształceniu inżynierskim mogą wymagać szerszego omówienia.

W dalszym ciągu, w oparciu o przedstawione własności stanu BCS i wprowadzony aparat pojęciowy, autorzy omawiają tunelowanie z udziałem nadprzewodników i interferencję kwantową.

Wreszcie w drugiej części dyskutowane jest nadprzewodnictwo II rodzaju. Autorzy przekonująco pokazują, jak może powstać dodatnia energia powierzchniowa i jak jej istnienie prowadzi do wystąpienia stanu mieszanego. Następnie omawiają magnetyczne własności nadprzewodników drugiego rodzaju i w rozdziale 13 przedstawiają problemy związane z prądami krytycznymi w nadprzewodnikach II rodzaju.

Autorzy wyraźnie postawili sobie za cel utrzymanie rozważań na możliwie elementarnym poziomie, dzięki czemu książka może liczyć na bardzo szeroki krąg czytelników. Dodatkowym ułatwieniem dla czytelników, których wiadomości z elektrodynamiki mogłyby mieć podstawowe braki, są dwa uzupełnienia. W pierwszym z nich dyskutowana jest różnica między indukcją magnetyczną B , a polem magnetycznym H , a w drugim omówiono energię swobodną ciała magnetycznego.

W podsumowaniu należy jeszcze raz podkreślić, że wszystkie prezentowane makroskopowe własności nadprzewodników, tak I jak II rodzaju, są przez autorów bardzo wnikliwie dyskutowane i przekonująco uzasadniane w oparciu o podstawowe argumenty fizyczne. Nie ma żadnych niedomówień i autorzy bardzo wyraźnie wskazują na te problemy, które do tej pory nie są dobrze zrozumiałe. Cenną cechą książki jest również omawianie technik i układów eksperymentalnych służących do badań nadprzewodników. Przy wielu okazjach mówi się także o praktycznych zastosowaniach nadprzewodników.

Nie obyło się oczywiście bez drobnych usterek, choć trzeba powiedzieć, że nie ma ich wiele. I tak np. na str. 121, raz mówi się o zależności głębokości wnikania λ od grubości próbki a , a dalej dyskutuje się wielkość pola krytycznego w zależności od tego czy $a \geq \lambda$, czy $a < \lambda$. Należałoby chyba wyraźniej zaznaczyć, że chodzi tu o głębokość wnikania dla grubych próbek.

Na stronie 137 autorzy przypisują Fröhlichowi autorstwo koncepcji wiązania elektronów w pary za pośrednictwem oddziaływania elektron-fonon, co nie jest prawdą. Fröhlich rzeczywiście jako pierwszy zasugerował, że oddziaływanie elektron-fonon jest odpowiedzialne

za nadprzewodnictwo, ale miał on na myśli oddziaływanie pojedynczych elektronów z koherentną wiązką fononów. Koncepcję par należy chyba przypisać L. N. Cooperowi.

Na str. 143 autorzy uzasadniają, że największa ilość procesów rozproszonych, które prowadzą do maksymalnego obniżenia energii, zachodzi przy sparowaniu elektronów o równych i przeciwnie skierowanych pędach. Wydaje się, że pisząc o stanach przenoszących prąd, w których następuje parowanie elektronów o pędach $p_i + P/2$ i $-p_i + P/2$ i o prądzie krytycznym, należało zwrócić uwagę, że dla dopuszczalnych wartości P argumentacja ze strony 143 nadal pozostaje słuszna.

Jeżeli chodzi o tłumaczenie na język polski, to należy powiedzieć, że tłumacz miał bardzo trudne i odpowiedzialne zadanie, ponieważ musiał utworzyć cały szereg polskich odpowiedników angielskich terminów używanych w tej dziedzinie fizyki. Z zadania tego wywiązał się dobrze, choć wydaje się, że np. termin „pinning” należałoby raczej tłumaczyć jako zaczepianie lub zakotwiczenie niż użyte przez tłumacza szepianie.

Warto też zwrócić uwagę, że oryginał książki posiada bardzo wiele usterek i przeoczeń często nawet o charakterze drukarskim, które zostały przez tłumacza bardzo starannie poprawione.

Andrzej Pindor

D. S. Czernawski, J. M. Romanowski, N. W. Stiepanowa: **Co to jest biofizyka matematyczna** (tłumaczyła z języka rosyjskiego E. Skrzypczak), PWN, Warszawa 1974, str. 234, cena zł 20.—

Tytuł książki *Co to jest biofizyka matematyczna* obiecuje więcej niż książka ta w rzeczywistości zawiera. Autorzy ograniczyli się bowiem jedynie do wybranego działu nauki, którą przyjęto nazywać biofizyką matematyczną, a mianowicie do tzw. modeli kinetycznych (tj. modeli opisujących ewolucję w czasie układów opisywanych równaniami różniczkowymi zwyczajnymi). Oryginał radziecki (1971 r.) nosił zresztą podtytuł „kinetyczne modele w biofizyce”, który, nie wiadomo dlaczego, został w polskim przekładzie pominięty.

Przy ogromnym niezaspokojonym zapotrzebowaniu na publikacje z dziedziny biofizyki, ukazanie się książki „Co to jest biofizyka matematyczna” należy powitać z zadowoleniem. Napisana jest bowiem w sposób raczej popularny, niezbędne wiadomości z zakresu matematyki (w szczególności z jakościowej teorii układów dynamicznych) autorzy przypominają w pierwszych dwóch rozdziałach. Książka dostępna jest dzięki temu nie tylko dla nauczycieli, ale również dla uczniów starszych klas szkoły średniej, którzy znają już pojęcie pochodnej. Przy wciąż tradycyjnym nauczaniu biologii w szkole, pokazanie w jaki sposób „fizyka i matematyka mogą na obecnym etapie rozwoju biologii pomóc w poznaniu harmonii procesów biologicznych”, wydaje się bardzo cenne. Dlatego również fizycy innych specjalności powinni przeczytać omawianą książkę z zainteresowaniem.

Na przykładach takich procesów biologicznych jak rozwój mikroorganizmów, proces fotosyntezy, glikoliza autorzy pokazują, jak buduje się modele kinetyczne i „jak wiele można wynioskować nawet z najprostszego wariantu modelu i to bez użycia maszyn matematycznych”. Procesy biologiczne, chociaż znacznie bardziej skomplikowane niż procesy w przyrodzie nieożywionej, mają bowiem pewne właściwości, które bardzo upraszczają ich modelowanie. Kinetyka skomplikowanych reakcji enzymatycznych jest w istocie znacznie prostsza od kinetyki syntezy wody z tlenu i wodoru, ponieważ dla zajścia reakcji biochemicznej wystarczy, aby substrat spotkał się z właściwym enzymem, a o „resztę” sam enzym już się „zatroszczy”.

Autorzy pokazują jak analiza modeli, nawet analiza jakościowa, tj. bez rozwiązywania sformułowanych równań kinetycznych, pozwala na zoptymalizowanie procesów przetwórczych, w których wykorzystuje się mikroorganizmy czy też na intensyfikację procesów leczenia przez ustalenie optymalnych momentów podawania lekarstw. Zapoznając Czytelnika z całym szeregiem problemów współczesnej biologii, wyjaśniają jak modele matematyczne przyczyniają

się do zrozumienia tak fundamentalnych zagadnień jak istnienie „zegara biologicznego” czy możliwość samoorganizacji żywej materii. Rozdział dotyczący tego ostatniego zagadnienia został napisany specjalnie dla wydania polskiego, dzięki czemu wartość poznawcza książki jeszcze wzrosła. Należy za to wyrazić uznanie Redakcji i Tłumacze.

Staranny przekład doc. dr Ewy Skrzypczak i dobry układ graficzny to dodatkowe walory wydania polskiego. Drobne niedociągnięcia redaktorskie i korektorskie powinny zostać usunięte w drugim wydaniu. Nakład 2500 egzemplarzy wydaje się bowiem niewystarczający.

Biofizyka, w szczególności biofizyka teoretyczna i matematyczna, przeżywa okres burzliwego rozwoju. Na naszym rynku księgarskim powinny się znaleźć zarówno tłumaczenia najlepszych pozycji zagranicznych, jak również oryginalne opracowania polskie. Może PWN podjęłoby inicjatywę wydawania „Biblioteki Biofizyki”?

Włodzimierz Klonowski

W. P. Silin: *Wstęp do teorii kinetycznej gazów* (tłumaczyła z języka rosyjskiego Elżbieta Żuprańska), PWN, Warszawa 1975, 354 str., cena zł 36.—

Państwowe Wydawnictwo Naukowe dopuściło do wydrukowania a następnie rozpowszechnienia bardzo złego przekładu książki W. P. Silina pt. *Wstęp do teorii kinetycznej gazów*. Tłumaczem książki była Elżbieta Żuprańska, a redaktorem tomu Bogdan Buchar. Począwszy od drugiego zdania przedmowy a na uzupełnieniach skończywszy, tłumaczka i wydawca znęcają się nad rosyjskim oryginałem, przekręcając i wypaczając tok rozumowania, sformułowania i stwierdzenia autora. Oprócz całkowitego niezrozumienia treści fizycznej przekładanej książki oraz niezajomości języka rosyjskiego, tłumaczka wykazała niedostateczne opanowanie języka polskiego, szczególnie w dziedzinie nomenklatury fizycznej.

Uzasadnienie powyższej opinii znajdzie czytelnik w dalszej części tej recenzji, gdzie przytoczyłem tylko wybrane i najbardziej rażące błędy, jakie zauważyłem podczas lektury recenzowanego przekładu. Pełna analiza tekstu sprowadziłaby się do przepisania większej części polskiego tekstu książki, co jest fizycznie, w ramach tej recenzji, niemożliwe.

Po przeczytaniu przekładu książki Silina zadałem sobie kilka pytań.

Po pierwsze, kto poniesie odpowiedzialność za wydrukowanie 1500+180 egzemplarzy *Wstępu*, a tym samym za zniszczenie 1680 × 22,25 arkuszy drukarskich. Książka ta bowiem powinna być moim zdaniem jak najszybciej wycofana z rynku księgarskiego, a ci czytelnicy, którzy nieszczęsnym trafem już ją zakupili, powinni otrzymać zwrot pieniędzy.

Po drugie, czy PWN poczyni pewne kroki uniknięcia podobnych wypadków w przyszłości? Czy nie należy zmienić dotychczasowego systemu oceny przekładów i doboru tłumaczy? Moim zdaniem PWN powinno, wzorem radzieckich wydawnictw naukowych, powoływać redaktorów naukowych spośród naukowców prowadzących badania w dziedzinie, której poświęcona jest przekładana książka. Redaktorzy ci winni następnie dobierać tłumaczy i być de iure i de facto odpowiedzialni za przekład.

Zdając sobie sprawę, że zamieszczona powyżej opinia musi znaleźć potwierdzenie w faktach, przytaczam poniżej wybrane zdania z polskiego przekładu książki Silina wraz ze zdaniami z oryginału. Te ostatnie zamieszczam we własnym, niedoskonałym acz wiernym, przekładzie. Oczywiście porównanie z tekstem rosyjskim jest znacznie bardziej „pouczające”. Recenzent gotów jest udostępnić własny egzemplarz książki Silina z zaznaczonymi co ważniejszymi acz daleko nie wszystkimi błędami.

Przed wyliczeniem błędów zasadniczych uwagi ogólne. W całym tekście tłumaczka tłumaczy „warunki początkowe” jako „warunki brzegowe”!, np. str. 113 wzór (29.5), str. 186, str. 244. Rosyjskie „zatem” tłumaczy jako „czyli”; powoduje to zrozumienie np. wyprowadzenia wzoru (6.38) na str. 42 zupełnie niemożliwym. Rosyjskie „ukazem” wielokrotnie tłumaczone jest jako „wykażemy”, porównaj uwagi poniżej.

Zacznijmy od przedmowy. Już w przekładzie drugiego zdania przedmowy tkwi błąd.

Opuszczono tu bowiem nazwę Centrum Badań Zaawansowanych. To opuszczenie całych słów i fragmentów zdań jest typowe dla całego przekładu. Na str. 10 począwszy od zdania „Ograniczona objętość książki nie pozwoliła...”, tekst polski różni się niemal całkowicie od oryginału. I tak np. czytamy „Oczywiście, przedstawione tu zostały tylko prace, które powstały przed napisaniem tej książki”. W oryginale czytamy: „Oczywiście na książkę istotny wpływ wywarły te problemy z kinetycznej teorii gazów, których rozwiązaniem zajmował się, przed napisaniem tej książki, autor”. Ostatnie zdanie przedmowy brzmi „Właśnie to przyciąga do współczesnej teorii kinetycznej tych, którzy swój wysiłek poświęcają rozwojowi tej teorii i chciałbym, aby niektórzy z nich przeczytali tę książkę”. W oryginale mamy: „Właśnie to przyciąga do współczesnej teorii kinetycznej tych badaczy, którzy starają się ją rozwijać i bardzo pragnąłbym, aby przyciągnęło niektórych z czytelników tej książki”. We wstępie zdania zaczynające się od „Historia fizyki wiele mówi...” są dowolnym skrótem zdań z oryginału i wypaczają sens tego ostatniego. Na str. 11 w zdaniu 5 od dołu czytamy: „Teoria atomistyczna..., to jednak nie potrafiła znaleźć przekonującej interpretacji dla wielu eksperymentów”. W oryginale mamy: „Teoria atomistyczna..., nie była potwierdzona w sposób absolutnie przekonujący dla większości badaczy”. Na stronie 12 czytamy: „Założenie to zostało potwierdzone przez odkrycie możliwości zamiany ciepła na pracę mechaniczną w skonstruowanej maszynie parowej”. W oryginale: „Założenie to... na pracę mechaniczną, co umożliwiło skonstruowanie maszyny parowej”.

Na str. 15 czytamy: „Lepkość gazu i inne współczynniki transportu określają prędkość cieplnego ruchu cząstek gazu”. W oryginale: „Współczynnik lepkości i inne współczynniki transportu wyznaczone są poprzez prędkość ruchu cieplnego cząstek gazu”. Na str. 16 długi paragraf zaczynający się od drugiego zdania od góry strony a dotyczący prac Gibbsa przetłumaczono zupełnie błędnie, np. „idee Gibbsa” przetłumaczono jako „teorie Gibbsa”, rosyjskie „sowerszenstwo” przetłumaczono jako „znaczenie” itp. Na tejże stronie opuszczono w zdaniu o związku równania Boltzmanna z mechaniką kwantową słowo „praktycznie”, zmieniając całkowicie sens tego zdania. Na str. 19 znajduje się zdanie, które samo przez się dyskwalifikuje przekład. Czytamy: „Dlatego prawdopodobieństwo wystąpienia stanu równowagi bez jakichkolwiek ruchów makroskopowych jest o wiele rzędów MNIEJSZE od prawdopodobieństwa wystąpienia dowolnego stanu nierównowagi, w którym energia ruchu cząstek skoncentrowana jest w uporządkowanych ruchu makroskopowym”. Czy naprawdę redakcja fizyki i jej opiniodawcy przekładu przypuszczali, że to zdanie zostało napisane przez Silina? Na tej samej stronie zdanie o równaniu Liouville’a przetłumaczono gramatycznie bez sensu.

Na str. 20 czytamy: „Dlatego podstawowe stało się wyjaśnienie, dlaczego z ogólnego prawa mechaniki statystycznej o odwracalności zmian rozkładów wielu cząstek w czasie wynika nieodwracalne równanie kinetyczne Boltzmanna”. W oryginale: „Dlatego ważnym stało się znalezienie takich warunków, przy których nieodwracalne w czasie kinetyczne równanie Boltzmanna wynika z ogólnych, odwracalnych w czasie, praw mechaniki statystycznej opisujących ewolucję czasową funkcji rozkładu stanów układu wielu ciał”. Na str. 20—21 czytamy: „Przy czym stało się możliwe bezpośrednio prześledzenie efektu nieodwracalności w wyprowadzeniu równania kinetycznego...” W oryginale: „Przy tym, w szczególności, stało się możliwym prześledzenie, w jaki sposób nieodwracalność równań kinetycznych pojawia się w ich wyprowadzeniu z podstawowych, odwracalnych, równań Liouville’a”.

W rozdz. I na str. 24 czytamy: „W następnych paragrafach podamy postać tych równań opierając się na podstawowych pojęciach fizycznych”. W oryginale: „W następnych paragrafach podamy postać tych równań wychodząc z intuicyjnych rozważań fizycznych”. Na str. 25 tuż powyżej wzoru (3.1) czytamy: „Ponieważ w wyniku zderzeń cząstki przechodzą przez granice przestrzeni fazowej...”. W oryginale: „...przez granice elementu objętości w przestrzeni fazowej”.

Na str. 27 w wierszu poniżej wzoru (3.5) „równania ruchu” przetłumaczono jako „prawa zachowania”. Na tej samej stronie tuż po wzorze (3.8) czytamy, że „całkę zderzeń Boltzmanna można również przedstawić w innej postaci mającej zastosowanie i w przypadku zderzeń niesprężystych”. W oryginale: „możemy zapisać w postaci dogodnej dla uogólnienia na przy-

padek zderzeń niesprężystych". Na str. 35 czytamy: „Dlatego też rozpatrzmy prostszy, ale bardziej pouczający przykład...”. W oryginale: „Dlatego też rozpatrzmy prostszy ale ciągle jeszcze interesujący przypadek...”. I tak dalej, i tak dalej. Ażeby jednak nie narazić się na zarzut, że moje uwagi krytyczne oparłem na lekturze kilkudziesięciu pierwszych stron recenzowanej książki, przytaczam kilka zauważonych w dalszych partiach tekstu. Tytuł § 33 brzmi „Ograniczanie plazmy polem magnetycznym”. W polskim przekładzie jest „Utrzymanie plazmy w polu magnetycznym”. Na str. 184 opuszczono „pojęć probabilistycznych” (zdanie 3 od dołu), zmieniając sens zdania. Powyżej na tej samej stronie błędnie użyto czasu przeszłego. Na str. 187 czytamy: „Wówczas równania ruchu można napisać w postaci (44.11), gdzie $F_i = e_i(E + c^{-1}v_i \times B)$ (44.12) jest siłą Lorentza i uwzględnia tylko potencjalne kulombowskie oddziaływania cząstek a magnetyczne oddziaływania cząstek naładowanych zaniedbuje się”. W oryginale część zdania do wzoru (44.12) jest taka sama, ale dalej czytamy: „gdzie F_i jest siłą Lorentza i oprócz niej uwzględniamy tylko potencjalne kulombowskie oddziaływania cząstek...”. Na str. 189 zdanie z odnośnikiem do prac Smoluchowskiego pozbawione jest nawet gramatycznego sensu.

Kulminacyjnym punktem przekładu jest odnośnik na str. 196. Czytamy tam: „Wykażemy, że statystyczny opis plazmy możliwy jest w oparciu o zastosowanie gęstości mikroskopowych i podobny jest kwantowomechanicznej interpretacji Ginzburga”. W oryginale: „Zauważmy, że statystyczny opis plazmy przy pomocy mikroskopowych gęstości jest analogiczny kwantowomechanicznej reprezentacji Heisenberga”.

Pomimo oczywistych w świetle powyżej przytoczonych faktów trudności ze zrozumieniem tekstu doznałem do końca książki. Na dowód tego przytoczę zdanie ze str. 326 tuż powyżej wzoru (U I 31). Czytamy: „Zakładając, że średnie po czasie równe są średnim po wszystkich zmiennych”. W oryginale: „Zakładając, że średnie po czasie równe są średnim po zespole statystycznym...”.

Przytoczyłem powyżej obszerną listę zauważonych przeze mnie błędów w tłumaczeniu książki Silina, mniemam, że w ten sposób uzasadniłem swoje uwagi zawarte w pierwszej części tej recenzji.

Łukasz A. Turski

PTF

Walne Zebranie PTF

Dnia 17 września 1975 r. odbyło się w Katowicach Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Ustępujący prezes Z. Wilhelmi złożył sprawozdanie z działalności PTF za okres 1974/75. PTF posiada obecnie 16 oddziałów i liczy 1981 członków zwyczajnych oraz 49 członków wspierających. W zakresie pobudzania i popierania twórczości naukowej Zarząd Główny PTF przy poparciu Komitetu Fizyki PAN zorganizował dwa ogólnopolskie sympozja z udziałem uczonych zagranicznych: Sympozjum Fizyki Statystycznej (wrzesień 1974 r. w Zakopanem) i Sympozjum Fizyki Metali (wrzesień 1975 r. w Złotym Potoku). Udzielił pomocy 30 fizykom w realizacji ich wyjazdów zagranicznych na konferencje i staże, oraz uzyskał 5 stypendiów zagranicznych na pokrycie kosztów pobytu naszych fizyków na konferencjach naukowych. Organizował odczyty naukowe. Przyznawał nagrody naukowe i dydaktyczne. Drugim ważnym kierunkiem działalności PTF jest podnoszenie sprawności procesu nauczania fizyków. Zarząd Główny przygotował projekt umowy między Ministerstwem Oświaty i Wychowania a PTF, przewidujący m. in. organizowanie przez PTF doroczných szkół letnich (kursów „odświeżających”) dla nauczycieli, udział przedstawicieli PTF w organach powołanych przez Min. Oświaty i Wychowania do opiniowania programów nauczania i projektów podręczników fizyki. PTF objął już patronat nad czasopismem „Fizyka w Szkole”. W zorganizowanych przez PTF XXIII i XXIV Olimpiadzie Fizycznej wzięło udział odpowiednio 2413 i 2324 uczniów. Oddziały PTF prowadzą cykle wykładów dla nauczycieli i dla uczniów, organizują turnieje wiedzy fizycznej oraz kursy przygotowujące kandydatów na studia fizyki.

Innym kierunkiem działalności Zarządu Głównego było przyspieszanie wkraczania fizyków do przemysłu. PTF zwerbował 49 instytucji (instytutów naukowych i zakładów przemysłowych) jako tzw. członków wspierających. W niektórych oddziałach PTF działają sekcje fizyki technicznej. Przy Zarządzie Głównym została powołana Komisja Fizyki Przemysłowej, której zadaniem jest opracowanie szczegółowego programu działania PTF na tym polu i stymulowanie procesu powstawania i rozwoju sekcji fizyki przemysłowej (sekcji postępu technicznego) przy oddziałach PTF.

Szeroko prowadzona była akcja popularyzacji nauki.

Działalność wydawniczą PTF prowadzi przez swoje cztery czasopisma: Postępy Fizyki, Acta Physica Polonica (wydawane wspólnie z Instytutem Fizyki PAN), Reports on Progress in Mathematical Physics, Delta (wydawane wspólnie z Polskim Towarzystwem Matematycznym). Poza czasopismami PTF wydaje serię monografii „Polish Men of Science”. Wyszły już dwie pozycje: A. Dorabalskiej o Wojciechu Świętosławskim i W. Zacharewicza o Jędrzeju Śniadeckim, w druku są dalsze dwie: R. Smoluchowskiego, S. Chandrasekhara i M. Kaca o Marianie Smoluchowskim oraz I. Białynickiego, E. Infelda i A. Trautmana o Leopoldzie Infeldzie. W przygotowaniu są monografie W. Ścisłowskiego o Czesławie Białobrzeskim i R. S. Ingardena o Wojciechu Rubinowiczu.

W dziedzinie współpracy z zagranicą główną uwagę skoncentrowano na rozszerzeniu i pogłębieniu współpracy z Europejskim Towarzystwem Fizycznym. W okresie sprawozdawczym liczba polskich członków indywidualnych EPS wzrosła do 122. Wielu polskich fizyków weszło do władz komitetów EPS.

Po wysłuchaniu sprawozdania Komisji Rewizyjnej Walne Zebranie udzieliło absolutorium ustępującemu Zarządowi Głównemu i wybrało nowe władze na kadencję 1975/76.

Prezesem PTF został ponownie Zdzisław Wilhelmi, a na członków Zarządu Głównego zostali wybrani: Julian Auleytner (Warszawa), Andrzej Białas (Kraków), Andrzej Budzanowski (Kraków), Roman S. Ingarden (Toruń), Henryk Kaczorek (Szczecin), Bogdan Karczewski (Warszawa), Adam Kujawski (Warszawa), Jarosław Piasecki (Warszawa), Kazimierz Rosiński (Warszawa) i Jan Stankowski (Poznań). W skład Komisji Rewizyjnej wybrani zostali: Halina Chęcińska, Ludwik Natanson i Wiesław Wardzyński oraz jako zastępcy Jerzy Bartke i Tadeusz Warmiński.

Walne Zebranie uchwaliło podwyższenie składki członkowskiej z 12,50 zł na 60 zł rocznie.

Przyjęto zaproszenie Oddziału Wrocławskiego, aby następny Zjazd Fizyków Polskich urządzić we Wrocławiu.

Zarząd Główny PTF

Wybrany przez Walne Zebranie Zarząd Główny PTF ukonstytuował się na zebraniu w dniu 6 października 1975 r. jak następuje:

Prezes — Z. Wilhelmi

Wiceprezesa — R. S. Ingarden i B. Karczewski

Sekretarz Generalny — J. Piasecki

Skarbnik — J. Auleytner

Członkowie Zarządu:

d/s pobudzania i popierania działalności naukowej — A. Budzanowski i J. Stankowski,

d/s podnoszenia sprawności procesu kształcenia fizyków — A. Białas, H. Kaczorek i B. Karczewski,

d/s udziału fizyków w przemyśle — J. Auleytner,

d/s popularyzacji fizyki — A. Białas i T. Hofmokr,

d/s współpracy z zagranicą — A. Kujawski i J. Piasecki,

d/s działalności informacyjnej — P. I. Zieliński,

d/s historii fizyki polskiej — R. S. Ingarden,

d/s finansowych i inwestycyjnych — K. Rosiński.

Konferencje pod patronatem PTF

Polskie Towarzystwo Fizyczne postanowiło udzielić swego patronatu następującym kon-

ferencjom, które mają się odbyć w Polsce w 1976 i 1977 r.:

Międzynarodowa Konferencja „Radialne kształty jąder”, Kraków 22—25 czerwca 1976 r. (organizator — Uniwersytet Jagielloński i Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie),

V Międzynarodowa Szkoła badania defektów sieci krystalicznej, Zakopane czerwiec 1976 r. (organizator — Instytut Fizyki PAN),

III Szkoła elektronowego rezonansu paramagnetycznego, Poznań listopad 1976 r. (organizator — Instytut Fizyki Molekularnej w Poznaniu),

VII Konferencja „Radiowa i mikrofalowa spektroskopia — RAMIS 77”, kwiecień 1977 r. (organizator — Instytut Fizyki Molekularnej w Poznaniu).

Komisja Odznaczeń i Nagród PTF

Zarząd Główny PTF powołał nowy skład Komisji Odznaczeń i Nagród PTF:

Przewodniczący — prof. Z. Wilhelmi (Warszawa)

Członkowie — prof. A. Budzanowski (Kraków), prof. Z. Galasiewicz (Wrocław), prof. R. S. Ingarden (Toruń), prof. J. Janik (Kraków), prof. J. Pniewski (Warszawa), prof. L. Sosnowski (Warszawa).

Oddział Szczeciński PTF

W październiku 1975 r. minęło 20 lat istnienia Oddziału Szczecińskiego PTF. Podajemy krótką kronikę tego Oddziału:

Oddział Szczeciński PTF powstał 20 października 1955 r. z inicjatywy pracowników Katedry Fizyki Politechniki Szczecińskiej przy poparciu Oddziału Gdańskiego PTF. Pierwszy skład Zarządu był następujący: prezes — Zbigniew Ogrzewalski, wiceprezes — Wiktor Nowak, sekretarz — Tadeusz Rewaj, skarbnik — Gustaw Iwanowski, członek Zarządu — Franciszek Łada. Kolejnymi prezesami Zarządu Oddziału byli: Józef Konarski (1960—1962), Wiktor Nowak (1962—1975). W Zarządzie, w różnych kadencjach pracowali: J. Budziński, T. Dacia, J. Dembski, w pierwszych latach istnienia była również R. Konkol, T. Krupkowski, A. Lakner-Małowicz, Z. Małnowicz, T. Mikulski, M. Rotenberg, D. Sławińska i K. Staniszevska.

Aktualny (od 20 marca 1975 r.) Zarząd pracuje w składzie: T. Rewaj (prezes), K. Balcerowicz (wiceprezes), A. Lakner-Małowicz (sekretarz), K. Zawalska (skarbnik) i M. Prajsnar (członek Zarządu d/s Sekcji Dydaktycznej).

Początkowo, w stosunku do ówczesnej liczby fizyków zatrudnionych w Szczecinie, liczebność Oddziału była imponująca — 25 członków, z czego 10 pracowało w szkolnictwie średnim i podstawowym. Działalność Oddziału w pierwszych latach istnienia była również bardzo ożywiona. W latach sześćdziesiątych liczebność Oddziału zmalała i działalność stała się skromniejsza przybierając charakter kameralny, ograniczony do środowiska fizyków z wyższych uczelni. Trudno dziś wyjaśnić, jakie były główne tego powody. Jakiś wpływ miały niewątpliwie zmiany personalne w Zarządzie oraz spowodowane Ustawą o Szkolnictwie Wyższym skoncentrowanie się fizyków Szczecina na własnej pracy badawczej. W ówczesnym stanie wyposażenia aparaturowego i przeciążenia obowiązkami dydaktycznymi równoznaczne to musiało być z rezygnacją z działalności popularyzatorskiej. Jednakże zebrania naukowe odbywały się średnio 5 razy w roku i coraz częściej tematykę ich stanowiły wyniki badań własnych członków Oddziału.

Minimum liczebności Oddziału odnotowano w r. 1962 — 12 osób. Od tego roku Oddział zaczął się rozrastać, by w r. 1975 osiągnąć liczbę 59 członków.

Świadectwem ponownego zainteresowania się Oddziału działalnością popularyzatorską były zorganizowane wspólnie z Polskim Towarzystwem Chemicznym odczyty z okazji stulecia układu Mendelejewa (1969), publiczny pokaz filmów popularnonaukowych z fizyki (1971), cykl referatów popularnonaukowych dla szerokiej publiczności (1972) oraz rozpoczęte od jesieni 1971 systematyczne współdziałanie z Pałacem Młodzieży dotyczące pracy Sekcji Fizyki Szczecińskiego Młodzieżowego Towarzystwa Naukowego (SMTN).

Dowodem stałych kontaktów Oddziału ze środowiskiem nauczycielskim jest przyznanie przez Zarząd Główny PTF na wniosek Zarządu Oddziału nagród dydaktycznych nauczycielom okręgu szczecińskiego. Nagrody te otrzymali: mgr H. Kaczorek (1966),

mgr M. Prajsnar (1973) oraz mgr H. Kaczorek i Z. Słówko (1974).

Pośrednim rezultatem ożywienia działalności popularyzatorskiej Oddziału było zwiększenie się liczby uczniów szczecińskich, którzy dotarli do finałów Olimpiad Fizycznych, a wymownym dowodem doceniania szczecińskiego środowiska fizyków jest decyzja o utworzeniu w Szczecinie Okręgowego Komitetu Olimpiady Fizycznej.

Sądzymy, że dwudziestoletnie doświadczenie, aktualny skład Oddziału oraz nawiązane kontakty z szeroko rozumianym środowiskiem stwarzają dobre podstawy do ożywionej działalności naukowej i popularyzatorskiej w latach następnych.

*Jan Budziński
Tadeusz Rewaj*

Oddział Toruński PTF

W dniu 5 września 1975 odbyło się Walne Zebranie Sprawozdawczo-Wyborcze Oddziału, na którym wybrano nowy Zarząd:

przewodniczący — S. Łęgowski,
wiceprezes d/s pododdziału olsztyńskiego — R. Drabent,
wiceprezes — J. Szudy,
sekretarz — J. Turło,
skarbnik — S. Orzeszko,
członkowie Zarządu — A. Bielski, J. Domański, E. Lisicki.

Oddział Toruński liczy 134 członków.

Oddział Warszawski PTF

W dniu 12 listopada 1975 r. odbyło się Walne Zebranie Sprawozdawczo-Wyborcze Oddziału, na którym wybrano nowy Zarząd:

przewodniczący — Aniela Wolska,
wiceprzewodniczący — Henryk Szymczak,
sekretarz — Aleksandra Kopystyńska,
skarbnik — Krystyna Szczepaniak,
członek zarządu — Ewa Skrzypczak.

Nowe władze Unii Fizyki Czystej i Stosowanej

W dniach 24—28 września 1975 r. odbyło się w Monachium Zebranie Ogólne Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej

(IUPAP). Dokonano wyboru nowych władz IUPAP na kadencję 1975—1978. Oto skład nowego Komitetu Wykonawczego:

Prezydent — C. C. Butler (Wielka Brytania)

Były Prezydent — H. Maier-Leibnitz (RFN)

Pierwszy Wiceprezydent — L. Sosnowski (Polska)

Wiceprezydenci — A. Abragam (Francja), D. A. Bromley (USA), R. Kaischew (Bułgaria), R. Kubo (Japonia), A. Salam (Wielka Brytania), R. Street (Australia), B. M. Wuł (ZSRR), H. Wergeland (Norwegia)

Sekretarz Generalny — L. Kerwin (Kanada)

Zastępca Sekretarza Generalnego — J. S. Nilsson (Szwecja).

Składy osobowe poszczególnych komisji IUPAP podamy w następnej Kronice.

Nagroda Nobla z fizyki

W roku 1975 nagroda Nobla z fizyki przyznana została trzem fizykom jądrowym: Duńczykom A. Bohrowi i B. Mottelsonowi oraz Amerykaninowi J. Rainwaterowi, wszystkim za prace z teorii struktury jądra atomowego.

Aage Bohr urodził się w 1922 r. w Kopenhadze jako jeden z czterech synów Nielsa Bohra, twórcy kwantowej teorii atomu. Ukończył Uniwersytet Kopenhaski i od 1946 r. pracuje (od 1956 r. jako profesor) w Instytucie Fizyki Teoretycznej tego Uniwersytetu. Przez wiele lat był dyrektorem tego Instytutu. Instytut ten, założony przez Nielsa Bohra w 1921 r., nosi obecnie nazwę Instytutu Nielsa Bohra. Aage Bohr jest członkiem Duńskiej Akademii Nauk, Norweskiej Akademii Nauk oraz Amerykańskiej Akademii Sztuki i Nauk.

Ben Mottelson urodził się w 1926 r. w Stanach Zjednoczonych, gdzie także ukończył studia wyższe (Harvard University i Purdue University). W roku 1951 przeniósł się do Kopenhagi, gdzie pracuje dotychczas, przyjąwszy obywatelstwo duńskie. Jest profesorem w Nordyckim Instytucie Teoretycznej Fizyki Atomowej (Nordita) w Kopenhadze, związanym bardzo silnie z Instytutem Nielsa Bohra.

James Rainwater urodził się w roku 1917 w Stanach Zjednoczonych, gdzie także ukończył studia wyższe (California Institute of Technology i Columbia University). Jest pro-

fesorem w Columbia University w Nowym Jorku.

Rainwater pracował w kilku dziedzinach fizyki jądrowej (m. in. spektroskopia neutronowa, μ -mezoatomy, rozpraszanie pionów na jądrach). Najgłośniejsza jednak stała się jego praca z 1950 r., w której dla objaśnienia dużych momentów kwadrupolowych niektórych jąder przyjął, po raz pierwszy, że jądra mogą być zdeformowane. Sposób, w jaki oszacował on wtedy statyczną deformację jąder, był pierwszym krokiem do syntezy modelu kropkowego jądra z modelem jedno-cząstkowym (powłokowym).

Aage Bohr opracował w latach 1950—52 podstawy modelu kolektywnego oraz modelu uogólnionego, łączącego własności kolektywne z własnościami jednocząstkowymi jądra. Od 1952 r. współpracuje bardzo blisko z B. Mottelsonem. Rozwinęli oni wspólnie oba powyższe modele i zbadali szczegółowo ich konsekwencje. Pozwoliło im to przewidzieć wiele regularności w widmach energetycznych (w szczególności w widmach rotacyjnym i wibracyjnym) jąder oraz w prawdopodobieństwach przejść pomiędzy poziomami tych widm. Regularności te potwierdzone zostały następnie przez doświadczenie. Wprowadzili także model nadprzewodnikowy do teorii jądra. Ostatnio wiele uwagi poświęcają badaniu warunków, w jakich powstaje w jądrze struktura powłokowa.

Bohr i Mottelson są inicjatorami wielu kierunków badań w fizyce jądrowej. Dają bardzo duży wkład do rozwoju, znaczenia i ciągłej atrakcyjności kopenhaskiej szkoły fizyki jądrowej. Stwarzają w ośrodku kopenhaskim atmosferę bardzo sprzyjającą żywej współpracy fizyków ze wszystkich krajów świata. Są autorami unikalnej monografii poświęconej teorii struktury jądra, której drugi tom ukazał się właśnie. Tłumaczona jest ona na kilka języków, wśród nich — na język polski.

Obaj odwiedzili Polskę. Ostatnia wizyta Bohra miała miejsce w 1967 r. i związana była z Sympozjum poświęconym 100-leciu urodzin Marii Skłodowskiej-Curie. Na Sympozjum tym Aage Bohr wygłosił referat na temat aktualnych problemów w fizyce jądrowej.

Adam Sobiczewski

Aleksander Jabłoński

doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Gdańskiego

Uniwersytet Gdański nadał w dniu 9 października 1975 r. doktorat *honoris causa* Aleksandrowi Jabłońskiemu, profesorowi Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu.

Poniżej podajemy wyjątki z przemówienia promotora — prof. Alfonsa Kawskiego ogłoszonego z tej okazji na uroczystym posiedzeniu Senatu: „...Aleksander Jabłoński urodził się 26 lutego 1898 roku w Woskriesenówce na Ukrainie. W latach 1925—38 pracował naukowo w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, kierowanym przez profesora Stefana Pieńkowskiego...

W 1938 roku przeniósł się do Uniwersytetu im. Stefana Batorego w Wilnie. Wypadki wojenne przerwały w 1939 roku jego działalność naukową i dydaktyczną. W latach 1943—45 wykładał fizykę w Polskim Wydziale Lekarskim Uniwersytetu w Edynburgu, skąd pod koniec 1945 roku wrócił do kraju. 1 stycznia 1946 roku otrzymał nominację na profesora zwyczajnego i objął kierownictwo Katedry Fizyki Doświadczalnej nowo utworzonego Uniwersytetu im. Mikołaja Kopernika w Toruniu. Zaczynając od podstaw, stworzył w Toruniu bardzo poważny, liczący się w świecie ośrodek naukowo-dydaktyczny. Od listopada 1955 roku był równocześnie kierownikiem Zakładu Optyki Instytutu Fizyki PAN.

Wyrazem uznania, jakim cieszy się prof. A. Jabłoński są liczne godności, jakie piastuje. Był członkiem korespondentem Polskiej Akademii Umiejętności oraz członkiem rzeczywistym Warszawskiego Towarzystwa Naukowego. W czerwcu 1956 roku zostaje powołany na członka korespondenta Polskiej Akademii Nauk, a w 1961 roku zostaje jej członkiem rzeczywistym. Był założycielem Oddziału Toruńskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego i jego pierwszym przewodniczącym. Przez dwie kadencje pełnił obowiązki przewodniczącego Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Prof. A. Jabłoński jest twórcą polskiej szkoły optyki molekularnej, światowej sławy specjalistą w dziedzinie luminescencji i optyki atomowej, w szczególności teorii ciśnienio-

wego rozszerzania linii widmowych. Szczególny rozgłos na świecie przyniosły prace dotyczące schematu poziomów energetycznych drobin. Poważny wkład w rozwój fotoluminescencji stanowią prace teoretyczne dotyczące tzw. modelu warstwowego centrum luminescencji. Przy pomocy tego modelu rozwinął kolejno teorię wygaszania, zaniku i samodepolaryzacji luminescencji.

Prof. A. Jabłoński wniósł bardzo duży trwały wkład do nauki. Jest powszechnie cytowany w dziełach monograficznych w zakresie swojej specjalności.

Prof. A. Jabłoński wykształcił liczną kadre fizyków pracujących w dziedzinie optyki molekularnej i atomowej. Jest promotorem około 40 prac doktorskich. Spośród Jego wychowanków kilkunastu uzyskało stopnie naukowe doktora habilitowanego, z których kilku jest obecnie profesorami i zajmuje kierownicze stanowiska w wielu ośrodkach naukowych. Było to możliwe dzięki wybitnym zdolnościom prof. Jabłońskiego, gruntownej wiedzy, pasji twórczej oraz umiejętnościom wytworzenia atmosfery nauki i rzetelnej pracy. Zdumiewający jest ciągle niesłabnący aktywny stosunek profesora Jabłońskiego do pracy naukowej.

Nauka stanowi dla Profesora zawsze najwyższe dobro...”

Nowi profesorowie

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Franciszkowi Kaczmarkowi, docentowi w Uniwersytecie Adama Mickiewicza w Poznaniu i Janowi Turkiewiczowi, docentowi w Instytucie Badań Jądrowych w Warszawie.

Nagroda Marii Skłodowskiej-Curie

Nagrodę Marii Skłodowskiej-Curie przyznaje Wydział III Polskiej Akademii Nauk za wybitne osiągnięcia z fizyki lub za wybitne osiągnięcia z chemii. W r. 1975 otrzymał ją fizyk — prof. Iwo Białynicki-Birula (Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego) za cykl prac z zakresu elektrodynamiki kwantowej i jej zastosowań.

Nagrody Naukowe Wydziału III PAN

Nagrody naukowe Wydziału III PAN w zakresie fizyki przyznano w r. 1975 prof. Jerzemu Małeckiemu (Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań) i dr Sylwestrowi Porowskiemu (Zakład Doświadczalny „Unipress” PAN).

Nagrody „Problemów“

W r. 1975 upłynęło trzydzieści lat od założenia czasopisma „Problemy”. Z tej okazji Redakcja „Problemów” przyznała nagrody za popularyzację wiedzy. Spośród fizyków nagrodę otrzymał prof. Władysław Kapuściński (członek Komitetu Redakcyjnego „Problemów” od pierwszych dni istnienia tego miesięcznika) za „wieloletnią pracę nad kształtem i programem tego czasopisma oraz za publikacje na jego łamach”.

Nagroda firmy Hewlett-Packard za krople elektronowo-dziurowe

Dnia 11 września 1975 roku w Magurele pod Bukaresztem w czasie obrad trzeciej Konferencji Europejskiego Towarzystwa Fizycznego na temat „Energia i Fizyka” wręczono po raz pierwszy nagrodę ufundowaną przez znaną firmę Hewlett-Packard za wybitne prace w fizyce ciała stałego.

Nagroda została przez jury przyznana fizykom, którzy zrealizowali krople elektronowo-dziurowe w półprzewodnikach. Nagrodę otrzymali: L. W. Kiełdysz, W. S. Bagajew i J. E. Pokrowski z Instytutu Fizyki im. Lebediewa w Moskwie oraz Michel Voos z Ecole Normale Supérieure w Paryżu.

W 1968 roku w przemówieniu wygłoszonym na zakończenie Konferencji Fizyki Półprzewodników w Moskwie Lew Kiełdysz sformułował myśl, iż w silnie wzbudzonych optycznie półprzewodnikach mogą występować tak duże gęstości płytkich ekscytonów, że utworzą się krople cieczy elektronowo-dziurowej. Wkrótce J. E. Pokrowski i K. I. Swistunowa zrealizowali w kryształach germanu wysokiej jakości, w helowych temperaturach, krople elektronowo-dziurowe. Dalsze doświadczenia wyko-

nali C. Benoit à la Guillaume, M. Voos i F. Salvan w Uniwersytecie Paryskim, udowadniając m.in., że krople elektronowo-dziurowe mogą osiągać średnice rzędu mikrona i przemieszczają się dyfuzyjnym ruchem Browna.

V. S. Bagajew, T. I. Galkina i O. W. Gogolin w Instytucie Fizyki im. Lebediewa przeprowadzili ważne badania kropli elektronowo-dziurowych pod ciśnieniem jednoosiowym i pokazali, że po przekroczeniu pewnej deformacji kryształu krople przestają istnieć, co stanowiło doświadczalny dowód na to, iż istnieniu kropli sprzyja wielodolinowa struktura pasma przewodnictwa i silna anizotropia masy efektywnej elektronu w dolinie.

Krople elektronowo-dziurowe stały się przedmiotem zainteresowania wielu teoretyków. W. F. Brinkman, T. M. Rice, P. W. Anderson i S. T. Chui (Bell Laboratories), M. Combescot i Ph. Nozières (Paryż), P. Battacharyya, V. Massida, K. S. Singwi (Northwestern University, Evanston), S. G. Das i P. Vashishta (Argonne National Laboratory) przeprowadzili szczegółowe rachunki energii wiązania kropli i ich własności termodynamicznych. Istotnie krople elektronowo-dziurowe stanowią wyjątkowo interesujący obiekt badań teoretycznej fizyki wielu ciał. W silnie wzbudzonych półprzewodnikach, w niskich temperaturach, zachodzą przejścia fazowe między gazem ekscytonów swobodnych a cieczą elektronowo-dziurową charakteryzującą się określoną gęstością, średnicą kropli i napięciem powierzchniowym. Podstawowymi, elementarnymi składowymi tych obiektów są quasicząstki, płytkie wzbudzenia elektronów w pasmie przewodnictwa i dziur w pasmie walencyjnym półprzewodnika.

Na Konferencji Europejskiego Towarzystwa Fizycznego adres wprowadzający nagrody Hewlett-Packarda odczytał Martin Peter, były rektor Uniwersytetu w Genewie, specjalista fizyki metali. Wręczył nagrodzonym dyplomy. Wysokość nagrody wynosiła 25 000 franków szwajcarskich. Przewodniczący Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, H. B. G. Casimir, w krótkim rzeczowym przemówieniu podkreślił podstawowe znaczenie pojęcia quasicząstki leżącego u podstaw teorii ekscytonów i kropli elektronowo-dziurowych i przypomniał, że pojęcie dziury w pasmie walen-

cyjnym wprowadził był R. E. Peierls w pracy wyjaśniającej efekt Halla. Następnie fizycy radzieccy rozwijając nowe metody w fizyce ciała stałego utrwalili pojęcie quasi-cząstek w różnych działach tej wielkiej dziedziny fizyki.

Na zakończenie Lew Kiełdysz, dziękując jury za przyznanie nagrody i zebranych fizykom za uznanie, zwięźle przedstawił sens odkrycia kropli i jego znaczenie dla poznania optycznych własności silnie wzbudzonych półprzewodników.

Charakterystyczna była powszechna wśród większości uczestników Konferencji nieznanomość zagadnień ekscytonów w półprzewodnikach. Mimo iż w wielu referatach na temat fotosyntezy padały słowa „ekscytony”, „pasm walencyjne i przewodnictwa”, „absorpcja międzypasmowa”, większość obecnych nie wiedziała o płytkich stanach ekscytonowych i o istnieniu kropli elektronowo-dziurowych w półprzewodnikach.

Odnosniki do prac na temat kropli elektronowo-dziurowych można znaleźć w pracach: P. Vashishta, P. Battacharyya, K. S. Singwi, *Phys. Rev. B* **10**, 5108 (1974); P. Battacharyya, V. Massida, K. S. Singwi, P. Vashishta, *Phys. Rev. B* **10**, 5127 (1974); P. Vashishta, S. G. Das, K. S. Singwi, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 911 (1974).

Odnosniki do wczesnych prac na temat elektronowej teorii metali można znaleźć w przeglądowym artykule R. Peierls, *Ergebnisse d. Exakten Naturwiss.* **11** 264 Verlag, J. Springer, Berlin 1932.

Maciej Suffczyński

Seminarium Fizyki Statystycznej

Staraniem Oddziału Częstochowskiego PTF, przy finansowym wsparciu Zarządu Głównego PTF, zorganizowano w dniach 12 i 13 czerwca 1975 r. w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Częstochowie Seminarium Fizyki Statystycznej.

Celem Seminarium było przedstawienie ostatnich osiągnięć fizyków polskich w dziedzinach stosujących aparat fizyki statystycznej. Omawiane zagadnienia dotyczyły m. in. zasad wariacyjnych w fizyce statystycznej i w teorii ciała stałego, dynamiki fluktuacji w pobliżu punktu krytycznego,

termodynamiki ferromagnetyków i nadprzewodników z wtrąceniami magnetycznymi, fizyki statystycznej układu oscylatorów anharmonicznych.

IV Konferencja Wawilowska

W dniach od 12 do 14 czerwca 1975 r. odbyła się w Nowosybirsku (ZSRR) IV Konferencja Wawilowska poświęcona optyce nieliniowej. Konferencje te odbywają się co dwa lata w ZSRR, gromadząc fizyków zajmujących się problemami optyki nieliniowej. Tradycyjnie organizuje je Instytut Spektroskopii Akademii Nauk ZSRR (Moskwa) przy współudziale instytucji naukowych z miast, w których odbywają się kolejne konferencje. W 1975 r. współorganizatorem był Instytut Fizyki Półprzewodników Oddziału Syberyjskiego Akademii Nauk ZSRR. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. W. S. Letechow.

W konferencji wzięło udział około 200 fizyków, w tym 49 z krajów demokracji ludowych, a ponadto z Anglii, Francji, Japonii, RFN i USA. W skład grupy polskiej wchodził: prof. A. Piekara (który wygłosił referat *O możliwości rezonansowego oddziaływania promieniowania lasera z samosynchronizacją rodzajów drgań z siecią krystaliczną*), doc. A. Drobnik (Łódź), doc. F. Kaczmarek (Poznań) i dr Z. Błaszczak (Poznań).

Tematyka konferencji obejmowała m. in. następujące zagadnienia: nieliniowa spektroskopia laserowa o ultrawysokiej zdolności rozdzielczej, efekty nieliniowe i lasery barwnikowe, zjawiska wielofotonowe, selektywna fotofizyka i fotochemia laserowa, lasery ultradźwiękowe rentgenowskie oraz promieniowania γ , przejścia fazowe indukowane promieniowaniem laserowym.

Przedstawiono 60 referatów, w tym 29 spoza ZSRR. Jednym z najciekawszych był wykład prof. T. I. Sobelmana (Moskwa), który omówił teorię laserów promieniowania X. Najbardziej przydatne są tu substancje czynne zawierające pierwiastki lekkie (np. fluor). Inwersję obsadzeń będzie można otrzymać w obszarze gorącej plazmy ($3 \text{ nm} < \lambda < 10 \text{ nm}$). Eksperymentalnie superradiację miękkiego promieniowania X obserwował R. Malozzi (USA). Na szczególną uwagę za-

sługiwał również referat prof. F. P. Schäfera (RFN) o ciekłych i gazowych laserach barwnikowych.

Uczestnicy konferencji zwiedzili laboratoria elektroniki kwantowej Instytutu Fizyki Półprzewodników. Duże osiągnięcia uzyskano tam w pracach z dziedziny laserowych standardów częstości oraz laserów molekularnych i jonowych dużych mocy. Najsilniejszy laser argonowy własnej konstrukcji ma moc około 400 W w pracy ciągłej:

Zdzisław Błaszczak

II Konferencja Elektroniki Kwantowej w Oxfordzie

Sekcja Elektroniki Kwantowej Brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego przy współpracy Brytyjskiego Stowarzyszenia Inżynierów Elektryków oraz Towarzystwa Chemicznego zorganizowała w dniach 2—4 września 1975 r. w Oxfordzie II Konferencję Elektroniki Kwantowej. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był dr E. Pike (Royal Radar Establishment).

W konferencji uczestniczyło około 190 osób głównie z Wielkiej Brytanii i krajów Wspólnoty Brytyjskiej, ale również z Japonii, Francji, Polski, Włoch, RFN i USA.

Tematyka konferencji obejmowała m.in. następujące zagadnienia: problemy teoretyczne elektroniki kwantowej, laserowe metody dopplerowskie, lasery wysokiej mocy i generacji plazmy, lasery przestrajalne i separacja izotopów, komunikacja optyczna i optyka scałona. Wygłoszono 75 referatów, w tym 11 przeglądowych.

W czasie konferencji otwarta była wystawa urządzeń laserowych produkowanych przez 11 czołowych firm Europy Zachodniej i USA oraz wystawa książki naukowej.

Uczestnicy konferencji zwiedzili Clarendon Laboratory, gdzie prowadzone są prace w dziedzinie spektroskopii laserowej oraz konstrukcji laserów z par metali.

Zdzisław Błaszczak

**Instytut Fizyki i Chemii Metali
Uniwersytetu Śląskiego**

Na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach istnieje od 1 października 1974 r. Instytut Fizyki

i Chemii Metali, zatrudniający głównie fizyków. Dyrektorem Instytutu jest prof. dr Zbigniew Bojarski.

W Instytucie utworzono cztery zakłady: Zakład Krystalografii i Badań Strukturalnych (prof. dr Zbigniew Bojarski), Zakład Fizyki Metali (doc. dr hab. Jerzy Moroń), Zakład Teorii Metali (doc. dr Bohdan Kozarzewski), Zakład Własności Mechanicznych Metali (doc. dr Jan Kinel) oraz dwie samodzielne pracownie: Pracownia Chemii Metali i Pracownia Zastosowań Radioizotopów.

Instytut kształci fizyków i chemików, specjalistów w zakresie fizyki i fizykochemii metali. Prace naukowe Instytutu dotyczą zarówno problemów podstawowych (przemiany fazowe, zjawiska dyfuzyjne i procesy wydzieleniowe w metalach i w roztworach stałych metali, mechanizm wzrostu i własności kryształów metali i stopów, własności elektronowe i magnetyczne stopów metali szlachetnych i przejściowych), jak i ważnych zastosowań w przemyśle metalurgicznym i przetwórstwie metali oraz w przemyśle chemicznym.

Organizacja SDI w Politechnice Wrocławskiej

Obserwowany w ostatnich latach zwiększony popyt na informację naukową pociągnął za sobą powstanie nowych form w zakresie obsługi informacyjnej użytkowników. Jedną z najnowszych form tej obsługi są systemy Selekttywnej Dystrybucji Informacji (SDI). Podstawowym zadaniem SDI jest systematyczne dostarczanie użytkownikom bieżących informacji z interesujących ich dziedzin nauki i techniki, co pozwala na śledzenie literatury fachowej bez potrzeby przeglądania bardzo dużej liczby, często trudno dostępnych czasopism, raportów, norm, patentów itp. Systemy działają w oparciu o dane, zapisane na taśmach magnetycznych, a proces wyszukiwania informacji odbywa się przy użyciu maszyn cyfrowych. Użytkownik zobowiązany jest jedynie do sformułowania profilu zainteresowań, dzięki czemu otrzymuje indywidualny zestaw opisów dokumentów.

W ramach Krajowego Systemu Informacji Naukowej, Technicznej i Ekonomicznej, kierowanego przez Centrum INTE w Warszawie,

funkcjonuje na Politechnice Wrocławskiej od jesieni 1974 r. zautomatyzowany system SDI. System działa w oparciu o dane zapisane na taśmach magnetycznych, które są opracowywane i rozpowszechniane przez ośrodki naukowe Anglii, Francji i Stanów Zjednoczonych.

W zakresie fizyki, elektrotechniki, elektroniki, maszyn cyfrowych i sterowania wykorzystywana jest baza danych INSPEC, opracowywana przez Institution of Electrical Engineers w Londynie. Informacje wprowadzane są w oparciu o ponad 2200 tytułów czasopism, około 4000 raportów, 3000 patentów, 2500 rozpraw doktorskich i habilitacyjnych, 500 sprawozdań z konferencji naukowych. Każdego roku baza danych uzupełniana jest o ok. 150 tys. opisów dokumentów. Opisy dokumentów przygotowywane są w języku angielskim. Z zakresu fizyki taśmy ukazują się co 2 tygodnie, z pozostałych dziedzin co 4 tygodnie.

Ważnym czynnikiem dla właściwego funkcjonowania systemu jest precyzyjne sformułowanie tematu zainteresowań użytkownika. Na podstawie odpowiednio wypełnionego „Zamówienia na profil”, które wypełnia użytkownik, opracowywany jest przez specjalistów elektroników, chemików, mechaników, fizyków, itp. profil użytkownika. W wyniku porównywania opisów dokumentów zawartych na taśmach magnetycznych z odpowiednio przygotowanymi profilami zainteresowań użytkowników, indywidualny odbiorca informacji otrzymuje interesujące go zestawienie opisów dokumentów. Proces poszukiwania taśm powtarzany jest dla każdej nowo opracowanej taśmy, a użytkownik otrzymuje aktualne serwisy informacyjne.

Wydruki systemu SDI dostarczane są użytkownikom za pośrednictwem poczty w postaci dwóch jednakowych tabulogramów, z częstotnością ukazywania się taśm, a więc w odstępach od 2–4 tygodni. Jeden egzemplarz wydruku przeznaczony jest do wykorzystania przez użytkownika, drugi służy do przeprowadzania na bieżąco oceny uzyskiwanych informacji i powinien być po naniesieniu odpowiednich adnotacji odesłany na adres zwrotny. Oceniiane pozycje pozwalają na wprowadzenie niezbędnych poprawek do profilu, a tym samym na zwiększenie trafności i kompletności rozpowszechnianych informacji.

Korzystanie z systemu jest odpłatne. Koszt

rocznej prenumeraty jednego profilu wynosi 1000.— zł, półrocznej 500.— zł. Koszty związane są głównie z zakupem taśm i czasem pracy maszyny cyfrowej.

W celu uzyskania bliższych informacji osoby zainteresowane mogą się zwracać telefonicznie lub listownie na podany adres:

**Biblioteka Główna
i Ośrodek Informacji
Naukowo-Technicznej
Politechniki Wrocławskiej
ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27
pok. 404, tel. 202903**

Czesław Daniłowicz

Pokojowe wykorzystanie wybuchów jądrowych

Rada Gubernatorów Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej (MAEA) powołała międzyrządową grupę doradczą do spraw pokojowego wykorzystania wybuchów jądrowych. Zadaniem grupy będzie pomoc państwom, które nie mają dostępu do broni jądrowej, w realizacji korzyści płynących z pokojowych wybuchów jądrowych. Członkostwo międzyrządowej grupy doradczej jest otwarte dla wszystkich państw należących do MAEA.

Rekordowe liczby autorów

Coraz większy procent publikacji z fizyki stanowią prace zespołowe, a najliczniejsze zespoły autorskie spotykamy w pracach z fizyki wysokich energii, co oczywiście wynika ze specyfiki tych badań.

W „Physics Letters” (46B, No 1, 1973) ukazała się trzystronicowa publikacja o obserwacji neutrino przy pomocy komory Gargamelle, podpisana przez 53 autorów. Rekord jednak pobiła publikacja w „Nuclear Physics” (B 52, 414, 1973) współpracy Bukareszt — Budapeszt — Dubna — Hanoi — Kraków — Sierpuchow — Sofia — Taszkent — Tbilisi — Ulan Bator — Warszawa, podpisana przez 89 autorów!

**D. N. Nasledow
(1903—1975)**

Dnia 8 stycznia 1975 r. zmarł Dymitr Nikołajewicz Nasledow, wybitny fizyk radziecki.

Nasledow urodził się w r. 1903 w Kijowie. Studiował w Kijowie i w Leningradzie. Pracę naukową rozpoczął w Kijowie badaniami jonizacji stałych dielektryków przy oddziaływaniu z promieniowaniem X. Od 1930 r. pracował w Instytucie Fizyko-Technicznym w Leningradzie. Tu zainicjował i rozwinął na szeroką skalę badania nowej klasy półprzewodników — związków $A_{III}B_{V}$. W jego laboratorium i pod jego kierownictwem opracowano technologię otrzymywania InSb, GaAs i InAs oraz otrzymywania złącz p-n w tych materiałach. Prowadzono wnikliwe badania własności optycznych, elektrycznych i fotoelektrycznych tych związków.

W r. 1964 za badania podstawowe własności GaAs, które stały się punktem wyjścia do skonstruowania pierwszego lasera półprzewodnikowego, Nasledow otrzymał Nagrodę Lenina.

Nasledow był również utalentowanym pedagogiem i popularyzatorem fizyki.

Był członkiem Francuskiego Towarzystwa Fizycznego i członkiem korespondentem Akademii Nauk i Literatury w Moguncji.

(*Usp. Fiz. Nauk* 116, No 4, 1975)

G. L. Bir (1933—1975)

W jednym z pierwszych dni września 1975 roku w Leningradzie zmarł na atak serca w czterdziestym trzecim roku życia Gennadij Lewkowicz Bir.

Po studiach fizyki na Uniwersytecie Leningradzkim pracował w Instytucie Półprzewodników Akademii Nauk w Leningradzie. W lipcu 1957 roku G. L. Bir i G. E. Pikus brali udział w Letniej Szkole Fizyki Ciała Stałego w Varennie. Odbili podróż do Rzymu. Dużo dyskutowali z Walterem Kohnem, który w tych latach wspólnie z J. M. Luttingerem opracował teorię masy efektywnej w półprzewodnikach z uwzględnieniem degeneracji pasm i efektów oddziaływania spinowo-orbitalnego.

Na Międzynarodowej Konferencji Fizyki Półprzewodników w Pradze w 1960 roku Pikus i Bir referowali pracę o wpływie deformacji na widmo nośników prądu w półprzewodnikach o pasmach zdegenerowanych.

W latach sześćdziesiątych opublikowali serię prac formułujących systematyczne, oparte na teorii grup, metody konstruowania hamiltonianu masy efektywnej w półprzewodnikach o symetrii blendy cynkowej, diamentu i wurtytu. Rozwinęli teorię pól zewnętrznych, zwłaszcza wpływu ciśnienia i pola magnetycznego, na zjawiska transportu, rezonansu cyklotronowego i na przejścia optyczne.

W 1972 roku ukazała się w Moskwie wydana nakładem wydawnictwa Nauka monografia G. L. Bira i G. E. Pikusa *Symetria i efekty deformacyjne w półprzewodnikach*. Jest to niewątpliwie najpoważniejsza monografia w teorii półprzewodników. Punktem wyjścia jest symetria kryształów. Posługując się teorią grup przestrzennych, teorią reprezentacji grup, w szczególności teorią reprezentacji rzutowych, autorzy w systematyczny sposób wyprowadzają i gruntują teorię masy efektywnej w półprzewodnikach. Szczegółowo rozwijają rachunki widm elektronów i dziur w kryształach zdeformowanych, teorię wpływu fononów i deformacji zewnętrznej na swobodne nośniki prądu, centra domieszkowe i ekscytony.

Poważne, liczące przeszło 580 stron, dzieło Bira i Pikusa wymagało wielkiej erudycji i ogromu mrówczej pracy. W czasie druku dzieła nie słabło tempo oryginalnych publikacji tej spółki autorów. W początkach lat siedemdziesiątych Bir i Pikus głębiej zajęli się ekscytonami. W szczególności rozwinęli w ramach przybliżenia masy efektywnej wzory na oddziaływanie wymienne elektronu z dziurą w ekscytonach. Pomiar widm ekscytonowych w siarczku cynku i selenku kadmu prowadzone w Fizyko-Technicznym Instytucie Akademii Nauk w Leningradzie przez L. G. Suslinę, D. L. Fiedorowa, E. B. Szadrina, B. S. Razbirina, I. N. Uralcewa i in., interpretowane przede wszystkim przez Bira, stały się trwałym dorobkiem nowoczesnej optyki półprzewodników będącej podstawą optoelektroniki.

G. L. Bir był ujmującym człowiekiem o bardzo żywym usposobieniu. Wysportowany, grał w ping-ponga, chodził w góry. Pozostawił żonę i dzieci. Jego nagła śmierć jest niepowetowaną stratą dla fizyki półprzewodników.

Maciej Suffczyński

Informacje dla Autorów

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w „Postęпах Fizyki” zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

2. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

3. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku polskim i angielskim (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

5. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdy będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

6. Rysunki należy wykonać starannie w jednym egzemplarzu na oddzielnych arkuszach w formie 2 do 4 razy większej niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* **B5**, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

9. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

10. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1–16 s. wynosi zł 8.—

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny,

do dnia 10 miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch” Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabyć lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P.O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 12) to the account of ARS POLONA—RUCH, through Bank Handlowy S.A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TRESC

J. Hurwic — Kazimierz Fajans (1887—1975). Współtwórca nauki o promieniotwórczości	103
W. Żuk — Ośrodek Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie	109
A. Szymacha — Zunifikowane teorie oddziaływań słabych i elektromagnetycznych	117
R. Wadas — Zagadnienia biomagnetyzmu	137
R. S. Ingarden — Wojciech Rubinowicz. Szkice biograficzne. Cz. II	145
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
D. Konopka — I Ogólnopolskie Seminarium z Fizyki Metali w Złotym Potoku	169
A. Czachor — Jesienna Szkoła Fizyki: „Atom obcy w kryształach“ w Kazimierzu Dolnym.	170
A. Sobieczewski, J. Żylicz — Międzynarodowa Szkoła-Seminarium w Dubnej „Oddziaływanie ciężkich jonów z jądrami i synteza nowych pierwiastków“	171
W. W. Byszewski — XII Międzynarodowa Konferencja Zjawisk w Gazach Zjonizowanych w Eindhoven.	173
Z. Błaszczak — II Konferencja Oddziaływań Elektronów z Silnym Polem Elektromagnetycznym w Budapeszcie	175
RECENZJE	
L. Kalinowski — Fizyka metali (A. Chełkowski)	177
Rekombinacja promienista w półprzewodnikach. Praca zbiorowa (W. Wardzynski)	177
A. C. Rose-Innes, E. H. Roderick — Nadprzewodnictwo (A. Pindor)	178
D. S. Czernawski, J. M. Romanowski, N. W. Stiepanowa — Co to jest biofizyka (W. Klonowski)	180
W. P. Silin — Wstęp do teorii kinetycznej gazów (L. A. Turski)	181
KRONIKA	

CONTENTS

J. Hurwic — Kazimierz Fajans (1887—1975). In Memoriam	103
W. Żuk — The Institute of Physics Maria Curie-Skłodowska University in Lublin	109
A. Szymacha — Unified Theories of Weak and Electromagnetic Interactions	117
R. Wadas — The Problems of Biomagnetism	137
R. S. Ingarden — Adalbert Rubinowicz. Biographical Essay, Part II	145
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	