
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 31
ZESZYT 4
1980

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr GRZEGORZ BIAŁKOWSKI

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Dr hab. JAN TÓKE

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr JACEK DWORAKOWSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Głiwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)

Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (*Łódź*)

Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (*Opole*)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)

Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

Prof. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Doc. dr JAN PETYKIEWICZ (*Warszawa*)

Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (*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 31, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1980

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Wojciech Rozmus, Marek Szczekowski

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
dr *Wojciech Lenkow* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
mgr *Wojciech Dindorf* (Opole)
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 3074+106 egz. Ark. wyd. 8,25. Ark. druk. 6+5 wkł. Papier druk. sat. kl. III. 70×100, 80 g. Oddano do składania w kwietniu 1980. Podpisano do druku w październiku 1980. Druk ukończono w październiku 1980. Zam. 314/80. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Mieczysław F. Pazdur

Instytut Fizyki
Politechnika Śląska
Gliwice

Radiowęgiel: izotop uniwersalny

Radiocarbon: A Universal Isotope

Abstract: The article presents a review of technical problems and some applications of natural carbon isotope ^{14}C . A comparison of methods recently used in detection of ^{14}C is given and some perspectives of future technical developments are briefly outlined. Factors affecting the accuracy of radiocarbon dating are discussed in details.

Interrelations of the radiocarbon dating method and other scientific disciplines are reviewed with special attention paid to the significance of investigations of ^{14}C concentration changes in the past and to the archeological applications of radiocarbon.

1. Wstęp

Chronometria radiowęglowa powstała ponad trzydzieści lat temu, zapoczątkowana pionierskimi pracami i ogromną intuicją W. F. Libby'ego. W ciągu minionych lat opracowano nowe techniki pomiarowe i znakomicie zwiększono dokładność pomiarów. Obecnie działa na świecie kilka laboratoriów, wykonujących datowania na zasadach czysto komercyjnych, przy czym niektóre z nich wykonują rocznie 500–800 datowań; niektóre firmy, jak np. Hewlett-Packard, Beckman czy Picker Nuclear oferują po zachęcających cenach kompletne, zautomatyzowane zestawy pomiarowe. W tej sytuacji powstaje pytanie, czy chronometria radiowęglowa pozostaje nadal dyscypliną naukową, wywodzącą się z fizyki i będącą jednym z jej rozlicznych zastosowań, czy też stała się czymś w rodzaju rzemiosła, którego zadaniem jest produkowanie, w mniej lub bardziej chałupniczych warunkach, coraz większej liczby dat radiowęglowych i czy ludzie pracujący w tej dziedzinie zajmują się zastosowaniami fizyki, czy też archeologią, geologią, geografiami itp.

Nie jest celem niniejszego artykułu udzielenie odpowiedzi na te, bynajmniej nie nowe i nie retoryczne pytania, pojawiające się zresztą stosunkowo często w przypadku działania na styku różnych dyscyplin. Nie jest nim również monograficzne przedstawienie całości zagadnień związanych z chronometrią radiowęglową.

Podstawowym zamierzeniem autora jest omówienie wybranych zagadnień z zakresu techniki pomiarowej, metodyki badań, wykorzystania wyników pomiarów itd., które składają się na współczesny charakter chronometrii radiowęglowej i określają jej znaczenie dla nauk fizycznych, przyrodniczych i humanistycznych. Podjęcie tego tematu wydaje się zadaniem aktualnym z dwóch powodów. Po pierwsze, w polskiej literaturze brak jest tego typu opracowania¹, a po drugie, chronometria radiowęglowa stoi obecnie u progu zupełnie nowych możliwości technicznych, jakie stwarza wykorzystanie techniki akceleratorowej i laserowej w pomiarach naturalnego izotopu ^{14}C .

2. Krótka historia chronometrii radiowęglowej

Chronometria radiowęglowa wywodzi się z klasycznej fizyki jądrowej i właściwie pierwszym krokiem w kierunku jej powstania było wykrycie [1] reakcji jądrowej



oraz stwierdzenie, że wytworzony izotop ^{14}C jest radioaktywny i rozpada się przez emisję cząstek beta



Systematyczne badania przekrojów czynnych różnych jąder na pochłonięcie neutronu termicznego, prowadzone w latach trzydziestych pod kierunkiem Fermiego, wykazały, że reakcja (1) ma stosunkowo duże prawdopodobieństwo występowania. Nieco później stwierdzono, że neutrony są wytwarzane w górnych warstwach atmosfery w wyniku działania promieni kosmicznych [2], a zatem reakcja (1) może przebiegać w sposób naturalny w przyrodzie, prowadząc do nieustannej produkcji izotopu ^{14}C . Na podstawie wyników pomiarów strumienia neutronów Libby [3] oszacował, że szybkość produkcji izotopu ^{14}C w atmosferze wynosi około 1–2 atomy ^{14}C na sekundę na 1 cm² powierzchni Ziemi, a następnie, zakładając stan równowagi dynamicznej, oszacował, że jeden atom ^{14}C przypada na około 10¹² atomów ^{12}C , a aktywność właściwa biosfery wynosi około 10–15 rozpadów na minutę na gram węgla. W tej podstawowej pracy [3] Libby wysunął hipotezę, że wszystkie żyjące organizmy powinny zawierać niewielką domieszkę radioaktywnego izotopu ^{14}C , która w czasie życia organizmu jest w przybliżeniu stała, a po jego śmierci maleje zgodnie z prawem zaniku promieniotwórczego. W 1947 roku Libby wraz z zespołem współpracowników [4] wykrył istnienie izotopu ^{14}C pochodzenia naturalnego w metanie otrzymanym z rozkładu szczątków organicznych, a w następnych latach, po udoskonaleniu techniki pomiarowej, zweryfikował swoją hipotezę na podstawie pomiarów aktywności ^{14}C próbek o znanym wieku [5] oraz próbek współczesnych pochodzących z różnych szerokości geograficznych [6]. Już po stosunkowo krótkim czasie chronometria radiowęglowa zdobyła sobie powszechnie uznanie jako metoda, która zrewolucjonizowała badania w dziedzinie archeologii i geologii młodszego czwartorzędu. Dowodem tego uznania było przyznanie Libby'emu w roku 1960 Nagrody Nobla

¹ W *Postęпах Fizyki* pisał na ten temat W. Mościcki (16, 159 (1965)).

w dziedzinie chemii. Powstanie chronometrii radiowęglowej jako dyscypliny naukowej, wyodrębnionej spośród rozlicznych technik i metod izotopowych można określić na rok 1959, kiedy zaczęło się ukazywać nowe czasopismo specjalistyczne, początkowo jako *American Journal of Science Radiocarbon Supplement*, a od 1962 roku noszące zwięźłą nazwę *Radiocarbon*.

Od połowy lat pięćdziesiątych rozpoczął się gwałtowny wzrost liczby laboratoriów, zajmujących się chronometrią radiowęglową. Po opracowaniu technik pomiarowych, wykorzystujących detektory wypełnione próbką w stanie gazowym zwiększyła się znacznie dokładność i ilość wykonywanych datowań. Szacuje się, że łączna liczba wykonanych dotychczas datowań wynosi około 50 tysięcy; aktualnie działa na świecie ponad sto laboratoriów ^{14}C , ich rozmieszczenie jest jednak bardzo niejednorodne (w samych Stanach Zjednoczonych działa ich blisko 40).

Tablica 1

Regionalne rozmieszczenie laboratoriów radiowęglowych

Kraj lub część świata	Liczba laboratoriów w procentach
USA	34
ZSRR	7
Wielka Brytania	7
RFN	5
Europa Zachodnia (bez Wielkiej Brytanii i RFN)	19
Azja (bez ZSRR)	8
Afryka	5
Ameryka Płn. i Płd. (bez USA)	5
Australia i Nowa Zelandia	3
Kraje socjalistyczne (bez ZSRR)	7

W tablicy 1 przedstawiono regionalne rozmieszczenie laboratoriów radiowęglowych, opracowane według aktualnej listy publikowanej przez czasopismo *Radiocarbon*. Administracyjne przyporządkowanie laboratoriów radiowęglowych jest następujące: przy instytucjach prowadzących badania podstawowe i stosowane w zakresie fizyki, chemii i techniki jądrowej działa 42% wszystkich laboratoriów; taki sam procent laboratoriów związanych jest z instytucjami prowadzącymi prace w zakresie nauk przyrodniczych. Około 10% laboratoriów jest afiliowanych przy instytucjach archeologicznych, pozostałe 6% to laboratoria usługowo-komercyjne, będące własnością takich firm, jak np. Radiocarbon, Ltd, czy Krueger Enterprises, Inc.

3. Klasyczne techniki pomiarowe stosowane w chronometrii radiowęglowej

Pierwsze pomiary aktywności izotopu ^{14}C w próbkach naturalnych wykonywane były przy użyciu licznika Geigera-Müllera z azurową katodą, wypełnionego mieszaniną argonu i alkoholu, a badaną próbkę w postaci czystego węgla w stanie stałym umiesz-

czano na wewnętrznej powierzchni cylindra stanowiącego obudowę licznika. Metoda ta sprawiała szereg trudności, do których należy autoabsorpcja niskoenergetycznych elektronów z rozpadów jąder ^{14}C w materiale próbki, adsorpcja alkoholu na powierzchni próbki, oraz obecność niepożądanych atomów ^{14}C w alkoholu wchodzącym w skład mieszaniny. Tym niemniej przy użyciu tej techniki wykonano dość dużą liczbę datowań, w tym również pierwsze pomiary weryfikujące podstawowe założenia metody [5,6]. Na początku lat pięćdziesiątych rozpoczęto stosowanie liczników gazowych, w których badana próbka stanowi jednocześnie substancję roboczą detektora. Niewątpliwym postępem było opracowanie przez Mościckiego [7] metodyki pomiarów przy użyciu licznika Geigera-Müllera wypełnionego mieszaniną CO_2 i CS_2 , co umożliwiło wykonanie już w 1952 r. pierwszego pomiaru wieku w Europie [8]. Technika ta, rozwijana równoległe przez Crane'a [9] była stosowana w rutynowych pomiarach do 1972 r. [10]. Sprawiała ona szereg trudności, związanych z dużą aktywnością chemiczną dwusiarczku węgla oraz występowaniem znacznych opóźnień impulsów w stosunku do momentu pojawienia się cząstki jonizującej [11, 12]. Obecnie w pomiarach naturalnego izotopu ^{14}C stosuje się dwie zasadnicze metody detekcji; technikę liczników proporcjonalnych z wewnętrznym wypełnieniem w postaci CO_2 , CH_4 , C_2H_2 lub C_3H_8 , oraz technikę scyntylacyjną. Technika ciekłych scyntylatorów stosowana jest przez blisko połowę działających obecnie laboratoriów. Spośród laboratoriów stosujących metodę liczników proporcjonalnych około 65% wykorzystuje liczniki wypełnione CO_2 , prawie 30% używa metanu, pozostałe 5% wykorzystuje acetylen, a tylko w jednym przypadku stosowany jest propan.

3.1. Metoda liczników proporcjonalnych

3.1.1. Liczniki wypełnione dwutlenkiem węgla

Metodyka pomiarów przy użyciu licznika proporcjonalnego wypełnionego czystym CO_2 została prawie równocześnie opracowana przez de Vriesa i Barendsena [13] w Holandii oraz Raftera [14] i Fergusona [15] w Nowej Zelandii. Podstawowym problemem tej techniki jest czystość gazu, związana z dużą wrażliwością licznika proporcjonalnego wypełnionego CO_2 na obecność śladowych domieszek gazów elektroujemnych, takich jak tlen, tlenki siarki i azotu, halogenki czy para wodna. Szacuje się, że dla poprawnej pracy licznika proporcjonalnego względne stężenie gazów elektroujemnych nie powinno być większe niż 10^{-7} – 10^{-6} . W związku z tym szczególnie ważne dla techniki pomiarowej są czysto fizyczne badania mechanizmu wyładowań w gazach i wpływu gazów elektroujemnych na proces wzmocnienia gazowego [16–18]. Równie istotnym problemem jest opracowanie dostatecznie czułych metod doświadczalnych, umożliwiających kontrolę czystości CO_2 wprowadzanego do licznika, poprawny wybór punktu pracy licznika proporcjonalnego oraz dokonywanie poprawek uwzględniających zmiany wydajności detekcji w przypadku niewielkich odchyłeń od warunków standardowych. Z uwagi na dużą liczbę możliwych zanieczyszczeń i ich praktycznie niezbadany wpływ na pracę licznika proporcjonalnego opracowanie takich metod nie jest łatwe. Stosowane w różnych laboratoriach metody dają się w zasadzie podzielić na dwie grupy — w pierwszej stosuje się pomocniczą rejestrację impulsów wywoływanych składową przenikliwą promieniowania

kosmicznego w dwóch lub więcej kanałach amplitudowych oraz empirycznie określone zależności między parametrami charakterystyk licznika a napięciem pracy, ciśnieniem CO_2 , wydajnością detekcji [18–24]. W drugiej grupie metod wykorzystuje się rejestrację położenia maksimum amplitudowego impulsów wywołanych promieniowaniem zewnętrznego izotopu umieszczonego w ustalonej geometrii względem licznika [25, 26]. Do wyjątkowych rozwiązań należy zastosowanie chromatografu gazowego [27] lub pomocniczego licznika proporcjonalnego [28]. Również z reguły w czasie pomiaru, trwającego od 1000 do 5000 minut, obserwuje się różnego rodzaju przypadkowe zaburzenia, a niekiedy także systematyczne zmiany wydajności detekcji [29], wywoływane desorpcją zanieczyszczeń ze ścianek licznika. Pierwsza grupa metod posiada tu zdecydowaną przewagę, umożliwia bowiem ciągłe śledzenie stabilności wydajności detekcji oraz eliminację pomiarów cząstkowych, zaburzonych wskutek przypadkowych czynników zewnętrznych [24].

Technika liczników proporcjonalnych wypełnionych CO_2 jest obecnie w niektórych ośrodkach zarzucana na korzyść techniki ciekłych scyntylatorów, m. in. z powodu wymaganej wysokiej czystości gazu. Jest ona jednak nadal przez wielu specjalistów uważana za najbardziej wiarygodną. Przy dużej wrażliwości licznika wypełnionego CO_2 na zanieczyszczenia kryteria poprawności pomiarów muszą być bardzo ostre, co jest w oczywisty sposób korzystne, a uzyskanie dobrej długookresowej reprodukowalności warunków pracy licznika jest podstawową gwarancją wiarygodności wyników datowania. Dodatkowym argumentem przemawiającym na korzyść tej techniki jest możliwość wykonania pomiaru współczynnika frakcjonowania $\delta^{13}\text{C}$ bezpośrednio na porcji gazu użytego do pomiaru aktywności ^{14}C .

3.1.2. Liczniki proporcjonalne wypełnione węglowodorami

Technika liczników proporcjonalnych wypełnionych metanem lub acetylenem została opracowana prawie równocześnie z techniką wykorzystującą CO_2 [30–33]. Do podstawowych wad tej techniki należy obecność wodoru w gazie wypełniającym licznik i związana z tym możliwość występowania niepożądanego promieniwania beta pochodzącego od trytu. Impulsy wywołane tym promieniowaniem eliminuje się przez stosowanie odpowiednio wysokiego progu zliczeń, przez co jednak znacznie zmniejsza się wydajność rejestracji impulsów ^{14}C . Alternatywnym rozwiązaniem jest stosowanie wodoru nie zawierającego trytu; wymaga to jednak wykonania dodatkowych pomiarów kontrolnych. Pewne zastrzeżenia budzi również proces syntezy CH_4 i C_2H_2 , zawierający reakcje przeprowadzane w obecności katalizatorów. Każda z tych reakcji, o ile nie jest przeprowadzana w sposób ściśle ilościowy, może być źródłem dodatkowego frakcjonowania izotopowego, zmieniającego początkową zawartość izotopu ^{14}C w próbce. Zarówno CH_4 , jak i C_2H_2 są gazami, których czystość nie odgrywa aż tak dużej roli jak w przypadku CO_2 . Typowe wartości ciśnienia metanu wypełniającego licznik wynoszą 2–3 atm, w niektórych laboratoriach stosuje się jednak ciśnienia od 5 do 10 atm [34, 35]. Napięcie odpowiadające punktowi pracy licznika wypełnionego CH_4 jest znacznie niższe niż w przypadku wypełnienia dwutlenkiem węgla do tego samego ciśnienia, zaś długość plateau większa.

Najważniejszą korzyścią, jaką uzyskuje się przy stosowaniu acetylenu jest wprowadzenie do objętości licznika dwukrotnie większej ilości atomów ^{14}C niż w przypadku CH_4 lub CO_2 . Zaleta ta nie jest jednak w pełni wykorzystana, gdyż w większości przypadków stosuje się ciśnienia acetylenu niższe lub nieznacznie przekraczające ciśnienie atmosferyczne [35–37] z obawy przed wybuchem przy wypełnieniu do wyższych ciśnień. Istotnym udoskonaleniem technicznym jest opracowana stosunkowo niedawno metodyka produkcji acetylenu bezpośrednio ze zwęglonej próbki, z pominięciem etapu spalania i oczyszczania CO_2 [38–39]. Uzyskuje się w ten sposób istotne zmniejszenie pracochłonności pomiarów, zwłaszcza że próbki węgla drzewnego stanowią duży procent datowanych materiałów, a proces zwęglania innych substancji organicznych, takich jak torfy czy drewno, nie przedstawia większych trudności.

3.2. Technika ciekłych scyntylatorów

Bardzo niska aktywność właściwa izotopu ^{14}C w próbkach naturalnych powoduje, że dla uzyskania dostatecznej statystyki zliczeń należy używać dużych mas próbek oraz długich czasów pomiaru. Objętość typowych liczników proporcjonalnych jest tak duża, że szybkość zliczeń impulsów wywoływanych składową mionową promieniowania kosmicznego jest 5–10 razy większa niż maksymalna wartość szybkości zliczeń ^{14}C , a masa osłon materiałowych chroniących przed składową miękką promieniowania kosmicznego oraz promieniowaniem otoczenia sięga kilku ton. Dlatego też idea pomiaru radioaktywności dla próbek w stanie ciekłym pojawiła się równocześnie z powstaniem współczesnej techniki liczników proporcjonalnych [45], a nieco później wykonano pierwsze pomiary wieku tą metodą [46]. Szybki rozwój metody scyntylacyjnej nastąpił w latach sześćdziesiątych, po opracowaniu prostej metodyki syntezy benzenu [38, 47–49] będącej naturalnym przedłużeniem znanej i dobrze opanowanej techniki otrzymywania acetylenu [30, 31, 38–42] ze stosunkowo dużą wydajnością i bez zauważalnego frakcjonowania izotopowego [50]. Firma Hewlett-Packard bardzo szybko podjęła produkcję kompletnych zestawów pomiarowych specjalnie przystosowanych do potrzeb chronometrii radiowęglowej [51], zakładając również własne laboratorium [52]. Aktualnie ponad 40% wszystkich działających na świecie laboratoriów stosuje technikę ciekłych scyntylatorów, używając z reguły urządzeń produkowanych przez takie firmy, jak Hewlett-Packard, Beckman, Johnston, Intertechnique czy Picker Nuclear. Podstawową zaletą techniki ciekłych scyntylatorów jest mała objętość zajmowana przez próbkę, co w istotny sposób upraszcza konstrukcję osłon materiałowych i licznikowych, a nawet pozwala na całkowitą rezygnację z osłon licznikowych. Małe rozmiary (typowe objętości próbek wynoszą od 5 cm^3 do 25 cm^3) umożliwiają wprowadzenie automatycznej wymiany próbek, tak że w jednym cyklu pomiarowym, trwającym kilka dni, wykonuje się na przemian pomiary szybkości zliczeń dla próbek o nieznannej aktywności, próbek wzorcowych oraz pomiary tła w interwałach 20, 40 lub 100 minut [53]. Obecność sześciu atomów węgla w cząsteczce benzenu sprawia, że uzyskuje się bardzo duże szybkości zliczeń dla próbek współczesnych, znacznie przekraczające 100 impulsów na minutę, przy tle poniżej 10 imp/min [54, 55]. Do ujemnych stron techniki ciekłych scyntylatorów należy wykorzystywanie katalizatorów w procesie syntezy acetylenu i trymeryzacji benzenu, fluktuacje wydajności reakcji

chemicznych i związane z tym niebezpieczeństwo frakcjonowania izotopowego, oraz, jak w przypadku CH_4 i C_2H_2 , możliwość zanieczyszczenia trytem. Błąd wprowadzany wskutek niestabilności występujących podczas procesu syntezy benzenu może znacznie przekraczać wartość błędu wynikającą ze statystyki zliczeń [56], dyskryminacja amplitudowa impulsów, stosowana w celu wyeliminowania impulsów pochodzących od trytu istotnie obniża wydajność detekcji, która w typowych zestawach pomiarowych wynosi 60–70% [57]. Przeprowadzona przez kilku autorów [58–60] analiza porównawcza techniki liczników proporcjonalnych i techniki scyntylacyjnej, uwzględniająca dokładność pomiarów, koszty instalacji i eksploatacji, pracochłonność operacji chemicznych oraz przepustowość pojedynczego zestawu pomiarowego nie pozwala na jednoznaczne stwierdzenie wyższości jednej z powyższych technik pomiarowych.

4. Niektóre specjalne techniki stosowane w pomiarach radiowęglu

W praktyce chronometrii radiowęglowej, dla scharakteryzowania jakości aparatury pomiarowej wprowadza się współczynnik liczbowy F , określane terminem *factor of merit*,

$$F = \frac{A_0}{\sqrt{B}}, \quad (3)$$

gdzie A_0 i B oznaczają odpowiednio szybkości zliczeń dla wzorca aktywności ^{14}C współczesnej biosfery i tła detektora. Od parametru F zależy bezpośrednio maksymalny mierzalny wiek próbki (zasięg datowania)

$$T_{\max} = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{F \sqrt{\tau}}{2 \sqrt{2}}, \quad (4)$$

gdzie λ — stała zaniku izotopu ^{14}C ($1/\lambda = 8033$ lat), τ — czas pomiaru (w minutach). Wartości F i T_{\max} dla kilku wybranych stanowisk pomiarowych zestawiono w tablicy 2. Zwiększanie wartości F i T_{\max} jest jednym z głównych problemów technicznych chronometrii radiowęglowej. Osiągnąć ten cel można przez zwiększanie A_0 i τ oraz zmniejsza-

Tablica 2

Parametry niektórych wybranych zestawów pomiarowych

Nazwa laboratorium	Metoda pomiaru	F	Zasięg (lat)
Belfast	licznik proporcjonalny, CH_4 , 5 atm	16,9	46 000
Belfast	ciekły scyntylator	40,3	53 000
Tartu	ciekły scyntylator	51,4	55 000
Rehovot	licznik proporcjonalny, C_3H_8 , 3 atm	12,5	43 000
Trondheim	licznik proporcjonalny, CO_2 , 2 atm	20,2	47 000
Gliwice	licznik proporcjonalny, CO_2 , 2 atm	12,0	43 000
Groningen	licznik proporcjonalny, CO_2 , 3 atm	22,6	48 000

nie tła detektora. Wydłużanie czasu pomiaru jest rozwiązaniem najprostszym, jednak mało efektywnym i w wielu przypadkach iluzorycznym. Od wielu lat prowadzone są studia teoretyczne i eksperymentalne nad metodami redukcji tła [61–63]. Najprostsze „konwencjonalne” drogi zwiększenia A_0 to stosowanie acetylenu zamiast CO_2 , zwiększanie ciśnienia gazu wypełniającego licznik proporcjonalny lub objętości próbek benzenu w przypadku stosowania ciekłych scyntylatorów. Stosunkowo dawno zaproponowano rozwiązanie polegające na wzbogaceniu próbki naturalnej w izotop ^{14}C w procesie dyfuzji termicznej. Uruchomiony w Groningen zestaw składający się z kolumny termodyfuzyjnej [64], dającej dziesięciokrotne wzbogacenie w izotop ^{14}C dla próbek w postaci CO , oraz licznika o bardzo niskim tle (por. tab. 2) i objętości 1,7 l, wypełnionego czystym CO_2 do ciśnienia 3 atm, pozwala na datowanie próbek o wieku sięgającym 75 000 lat [65].

Obecnie coraz większe zainteresowanie związane jest z realizacją idei wysuniętej około roku 1970 m. in. przez Oeschgera [62], polegającej na bezpośrednim zliczaniu atomów ^{14}C zamiast „klasycznego” zliczania cząstek beta z rozpadów jąder ^{14}C . Po kilkuletnich nieudanych próbach [66] wykorzystania w tym celu spektrometrów masowych, pojawiły się prace, w których wykazano możliwość bezpośredniej detekcji atomów ^{14}C , przyspieszanych w postaci jonów ujemnych do energii kilku MeV przy użyciu cyklotronu [67] lub liniowego akceleratora Van de Graaffa typu tandem [68]. W roku 1978 wykonano już pierwsze pomiary wieku [69] tą metodą, na razie z dokładnością gorszą niż pomiary tych samych próbek wykonane techniką licznikową. Postęp prac w tej dziedzinie, dokonany w latach 1977–78 został przedstawiony w jednym z poprzednich zeszytów *Postępów Fizyki* [70].

Pod koniec 1978 roku ukazała się w *Nature* notatka [71] przedstawiająca wstępne wyniki prac nad wzbogacaniem próbek naturalnych w izotop ^{14}C w procesie selektywnej fotolizy wywołanej promieniowaniem laserowym. Fotolizę przeprowadzono dla próbki w postaci HCOH , zawierającej 0.01% $\text{H}^{14}\text{C OH}$, stosując przestrajalny laser typu Chromatix CMX-4 o mocy w granicach od 0.2 do 0.5 mW pracujący w zakresie ultrafioletu przy długościach fali 318.59 nm i 326.99 nm. Stwierdzono, że tlenek węgla powstający podczas fotolizy jest znacznie wzbogacony w izotop ^{14}C , przy czym dla większej długości fali wzbogacenie było zbliżone do stu procent.

W przypadku pomyślnego dalszego rozwoju tej metody wzbogacania w izotop ^{14}C próbek naturalnych powstaną zupełnie nowe możliwości pomiarowe, związane z wydłużeniem zasięgu metody do około 100 tysięcy lat oraz znacznym uproszczeniem samego procesu detekcji. Prostota zaproponowanego procesu wzbogacania czyni te możliwości bardzo realnymi.

5. Dokładność i wiarygodność dat radiowęglowych

Użyteczność chronometrii radiowęglowej w geochronologii, archeologii itd., jest w oczywisty sposób uwarunkowana dokładnością otrzymanywanych datowań. O ile w początkowej fazie rozwoju metody błąd pomiaru dla próbki o wieku ok. 2000 lat wynosił ± 400 lat, to w chwili obecnej wiele laboratoriów wykonuje datowania próbek o tym wieku z błędem rzędu ± 40 lat. Wraz ze wzrostem precyzji pomiarów stwierdzono wyraź-

Źródła błędów w pomiarach wieku metodą ^{14}C

Źródło błędu	Wielkość i rodzaj błędu
1. Statystyka zliczeń i czynniki aparaturowe	błąd przypadkowy; $\sim 1\%$ mierzonej szybkości zliczeń, $\sim 1\%$ mierzonego wieku
2. Błąd odtworzenia wzorca aktywności ^{14}C współczesnej biosfery	~ 80 lat
3. Uproszczony charakter podstawowych założeń metody	
A. okres połowicznego zaniku izotopu ^{14}C	tzw. wartość Libby'ego $T_{1/2} = 5568$ lat, zaniżona o ok. 3% [84]; wiek zaniżony o ok. 3%
B. frakcjonowanie izotopowe	od $+500$ lat do -120 lat [72, 73]
C. długookresowe zmiany koncentracji izotopu ^{14}C w przeszłości	a) od -100 lat do $+800$ lat w przedziale od 0 do 8000 lat B. P. [74—79] b) mniej niż 2000 lat w przedziale od 8 tys. do 30 tys. lat B. P. [80]
D. krótkookresowe fluktuacje koncentracji izotopu ^{14}C w przeszłości	c) nieokreślony dla próbek starszych niż 30 tys. lat a) niejednoznaczność datowania w niektórych przedziałach wieku [79, 80] b) mniej niż ± 80 lat [81, 82]
E. różnice początkowej koncentracji izotopu ^{14}C	zawyżenie wieku sięgające do 1600 lat, niekiedy do 5000 lat [85—87]
F. zakłócenie środowiska naturalnego wywołane działalnością człowieka	a) efekt przemysłowy (po roku 1850); zniżenie koncentracji izotopu ^{14}C o ok. $2,5\%$ [88] b) efekt bomby atomowej (po roku 1950); wzrost koncentracji izotopu ^{14}C o ok. 100% w latach 1962—1965
4. Zanieczyszczenie próbek węglem obcego pochodzenia	od -3000 do $+3000$ lat dla próbek młodszych od 15000 lat, dla próbek starszych niż 30 tys. lat spotyka się odmłodzenie o ponad 10 tys. lat [90]
5. Wiek próbki	postarzenie; od kilku lat do tysiąca lat [91]
6. Związek próbki i datowanego zdarzenia	wielkość błędu nieokreślona
7. Błędy grube (pomyłki)	wielkość błędu nieokreślona

nie uproszczony charakter podstawowych założeń metody oraz wykryto szereg zjawisk, komplikujących interpretację dat radiowęglowych.

W tablicy 3, której wzór zaczerpnięto z pracy H. A. Polacha [72] zestawione zostały czynniki określające główne źródła błędów w chronometrii radiowęglowej. Podane wielkości błędów mają oczywiście charakter wartości maksymalnych, oszacowanych na podstawie cytowanych publikacji. Tym niemniej nawet z pobieżnej analizy przytoczonych wartości wynika, iż błąd pomiaru wieku oszacowany na podstawie dokładności pomiaru radioaktywności próbki nie może być uważany za główną przyczynę niedokładności

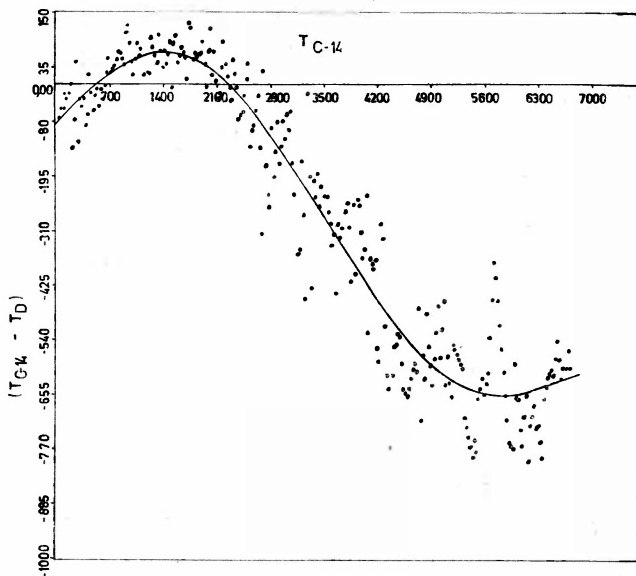
chronometrii radiowęglowej. Niektóre z błędów wymienionych w tablicy 3 mogą być w sposób ścisły wyeliminowane lub zredukowane do zanedbywalnych wartości. Pomiar współczynnika frakcjonowania izotopowego $\delta^{13}\text{C}$ wykonany przy pomocy spektrometru mas pozwala na całkowite usunięcie błędu związanego z frakcjonowaniem (punkt 3B) [73], prowadzenie systematycznej międzylaboratoryjnej kontroli redukuje do zanedbywalnych wartości błędy związane z wzorcami laboratoryjnymi [92]. Wpływ zanieczyszczeń próbek eliminuje się, przynajmniej częściowo, przez odpowiednią mechaniczną i chemiczną preparację wstępną i datowanie różnych frakcji substancji organicznej wydzielonych z badanej próbki [90]. Błędy wynikające z nieokreślonej początkowej koncentracji izotopu ^{14}C można uwzględnić tylko w przybliżeniu stosując wtórne wzorce radioaktywności izotopu ^{14}C [87], lub odpowiednio skonstruowane modele matematyczne [93].

Zgodnie z międzynarodowymi konwencjami [94] do obliczenia wieku używa się tzw. wartości Libby'ego dla czasu połowicznego zaniku izotopu ^{14}C , wynoszącej $T_{1/2} = 5560 \pm 30$ lat; przejście od tak obliczonego wieku, zwanego „konwencjonalnym wiekiem radiowęglowym”, do wartości wieku obliczonej przy użyciu nowszej, ale nie zaakceptowanej ostatecznie wartości [95], wynoszącej $T_{1/2} = 5730 \pm 40$ lat, wymaga pomnożenia przez czynnik 1,03. Korygowanie konwencjonalnej skali radiowęglowej poprzez uwzględnianie tej trzyprocentowej poprawki traci jednak sens, gdy weźmie się pod uwagę zmiany koncentracji izotopu ^{14}C w przeszłości i wynikające stąd konsekwencje. Na podstawie wykonanych dotychczas pomiarów stwierdzono, że różnice między wiekiem „astronomicznym” a konwencjonalnym wiekiem radiowęglowym sięgają 800 lat dla próbek o wieku zbliżonym do 6 tys. lat. Eksperymentalnie wyznaczona zależność obejmuje przedział czasu od roku 1950 n.e. do ok. 6000 lat p.n.e., istnieją szanse sięgnięcia do ok. 8–10 tys. lat p.n.e. Do chwili obecnej opracowano i opublikowano co najmniej siedem różnych wersji kalibracji radiowęglowej skali czasu [74–79, 85]. Pomimo braku jednolitej, powszechnie przyjętej wersji istnieje zgodność co do zasadniczego trendu zmian. Rys. 1 przedstawiający krzywą wyznaczoną przez Damona i in. [75], charakteryzującą się największym stopniem gładkości, jest dobrą ilustracją tego trendu. Zbliżony kształt posiadają krzywe zaproponowane przez Switsura [78] oraz Wendlanda i Donley'a [77]. Kontrowersje dotyczą szczegółów, takich jak istnienie i znaczenie krótkotrwałych zmian koncentracji izotopu ^{14}C (tzw. *medium-term variations* i *short-term variations*), ich okresowość, dokładność konwersji konwencjonalnych lat radiowęglowych na lata astronomiczne i jej jednoznaczność, wpływ efektów lokalnych itp. Problemy te, pomimo ich pozornej peryferyjności, warunkują ostateczną dokładność chronometrii radiowęglowej, przynajmniej w odniesieniu do najbardziej interesującego przedziału czasu, tj. do ostatnich 7–8 tys. lat².

Szczególne miejsce wśród wymienionych opracowań kalibracji radiowęglowej skali czasu zajmuje wersja Suessa [74], przedstawiona w postaci odręcznie poprowadzonej krzywej, o nieregularnym kształcie i dużej ilości maksimów i minimów lokalnych³. Wersja ta tylko w niewielkich przedziałach czasu przewiduje wzajemnie jednoznaczność

² Okres atlantycki — optimum klimatyczne holocenu; neolit — burzliwy rozwój cywilizacji [96, 176].

³ W literaturze angielskiej określanych terminami *wiggles* lub *kinkles*.



Rys. 1. Różnice między konwencjonalnym wiekiem radiowęglowym a wiekiem rzeczywistym, wywołane zmianami koncentracji izotopu ^{14}C w przeszłości, wg Damona i in. [75]

między konwencjonalnym wiekiem radiowęglowym a wiekiem astronomicznym (np. wartości konwencjonalnego wieku radiowęglowego, wynoszącej 4100 lat B. P.⁴, odpowiada według krzywej Suessa aż siedem wartości wieku astronomicznego, mieszczących się w przedziale od ok. 4500 do ok. 5000 lat B. P.). Jednym z problemów szczegółowych, których rozwiązanie jest konieczne dla ostatecznego sprecyzowania dokładności chronometrii radiowęglowej, jest zagadnienie jedenastoletniego cyklu zmian szybkości produkcji izotopu ^{14}C ; związanego z cyklem aktywności Słońca. Z pomiarów wykonanych na terenie Wielkiej Brytanii przez Baxtera i współpracowników [97] wynika, że amplituda tych prawie dokładnie sinusoidalnych oscylacji wynosi ok. 1,5% średniej aktywności izotopu ^{14}C w atmosferycznym CO_2 . Pomiaru wykonane w innych laboratoriach świadczą o istnieniu quasisinusoidalnych zmian, lecz o znacznie mniejszej amplitudzie, wynoszącej 0,3–0,5% [80, 98–101]. Cykl ten ma istotne znaczenie dla datowania materiałów krótkożytych, takich jak nasiona zbóż, wyroby z lnu i konopi itp., gdyż powoduje on dodatkową nieokreśloność wieku, która zgodnie z wynikami Baxtera i in. [97] może sięgać ± 120 lat. Wspomniane pomiary innych autorów [98–101] oraz wyniki obliczeń modelowych [102] pozwalają przypuszczać, że wpływ jedenastoletniego cyklu zmian aktywności Słońca nie jest aż tak duży, i że związana z nim nieokreśloność wieku przy datowaniu materiałów jedno- lub dwuletnich nie powinna przekraczać 25–30 lat.

Aktualnie w wielu ośrodkach na świecie prowadzi się intensywne prace nad zagadnieniem zmian koncentracji izotopu ^{14}C w przeszłości [55, 80, 103, 104], zmierzające do opracowania jednolitej wersji kalibracji radiowęglowej skali czasu. Istotnego postępu

⁴ B. P. — od ang. *Before Present* oznacza: przed rokiem 1950.

w tej dziedzinie, związanego z rozwojem omówionych w rozdz. 4 nowych technik pomiarowych, należy oczekiwać w ciągu kilku najbliższych lat. Nie wydaje się jednak prawdopodobne, aby udało się uzyskać dokładność samej kalibracji lepszą niż 20–30 lat, a ostateczną dokładność skorygowanych dat radiowęglowych lepszą niż 40–50 lat.

6. Związki chronometrii radiowęglowej z innymi dyscyplinami

Chronometria radiowęglowa należy do dyscyplin, mających wyjątkowo szerokie zastosowania; jej znaczenie dla wielu dziedzin z grupy nauk o Ziemi oraz dla archeologii zostało docenione już w początkowych latach rozwoju metody. Współczesny kształt chronometrii radiowęglowej ustalili się w latach 1965–70. Decyduje o nim przede wszystkim samodzielna tematyka badawcza, ukierunkowana na weryfikację podstawowych założeń metody, mająca jednocześnie rozległe uboczne implikacje, oraz oryginalny sposób stawiania i rozwiązywania zagadnień, pozostający nie bez wpływu na metodykę badań w naukach, które uprzednio były jedynie użytkownikami dat radiowęglowych. Znamiennym przeglądem dokonań lat sześćdziesiątych są materiały XII Sympozjum Noblowskiego z 1970 r. [41], a zwłaszcza wykład P. E. Damona [105], podsumowujący wyniki sympozjum i omawiający perspektywy przyszłych badań. Okres ten niektórzy autorzy określają jako „nową epokę” [106] lub „rewolucję radiowęglową” [107].

W rozdziale niniejszym omówione zostaną najistotniejsze aspekty chronometrii radiowęglowej, świadczące o jej interdyscyplinarnym charakterze. Nieco sztuczny podział na pięć paragrafów został wprowadzony jedynie dla większej jasności tekstu.

6.1. Badanie zmian koncentracji izotopu ^{14}C w przeszłości

Założenie o stałości koncentracji izotopu ^{14}C w atmosferze i biosferze w ciągu ostatnich kilkudziesięciu tysięcy lat znajduje się u podstaw chronometrii radiowęglowej. Wykrycie przez de Vriesa [108] quasiokresowych fluktuacji występujących w czasie ostatnich kilkuset lat dało początek intensywnym badaniom, których znaczenie wykracza obecnie daleko poza omówione w poprzednim rozdziale zagadnienie korygowania dat radiowęglowych. Podstawową metodą badań są pomiary koncentracji izotopu ^{14}C w słojach rocznych przyrostów drzew o dokładnie znanym wieku bezwzględnym lub względnym⁵, określonym metodami dendrochronologicznymi (zob. np. [109]). Potrzeby chronometrii radiowęglowej wywarły niewątpliwy wpływ na intensyfikację badań dendrochronologicznych. Zestawiona przez Fergusona [110] sekwencja pni drzew *Pinus aristata* rosnących na terenie Kalifornii obejmuje przedział czasu do 7500 lat wstecz. Dla obszaru Europy opracowane są już chronologie „pływające” dla przedziałów czasu o długości od kilkuset lat do ok. 3000 lat [55, 111, 112].

Znaczenie badania zmian koncentracji izotopu ^{14}C w przeszłości wyjaśnia tablica 4, zaczerpnięta z pracy Damona i in. [81]. Badanie czynników odpowiedzialnych za zmiany szybkości produkcji izotopu ^{14}C (punkt A) prowadzi do analizy procesów astrofizycznych, takich jak wybuchy gwiazd supernowych [113, 114], modulacja strumienia pro-

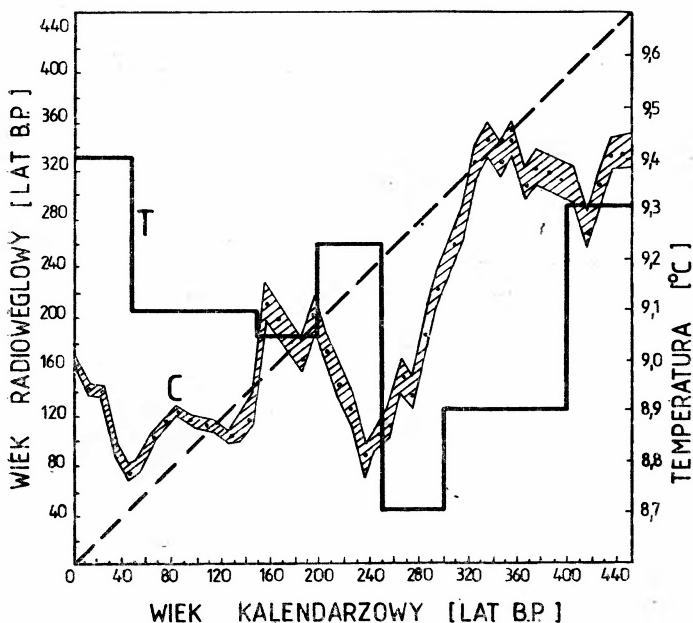
⁵ Tzw. chronologie pływające — *floating tree-ring chronologies*.

Możliwe przyczyny zmian koncentracji izotopu ^{14}C

- A. Zmiany szybkości produkcji izotopu ^{14}C .
- A.1. Zmiany strumienia promieni kosmicznych dochodzących do układu słonecznego.
- A.1a. Wybuchy gwiazd supernowych [133, 114].
- A.1b. Modulacja promieniowania kosmicznego w przestrzeni międzygwiazdnej.
- A.2. Modulacja strumienia promieni kosmicznych wywołwana aktywnością Słońca [115, 117].
- A.3. Zmiany ziemskiego pola magnetycznego [113, 118—122].
- A.4. Produkcja izotopu ^{14}C podczas zderzeń meteorytów z antymaterii z powierzchnią Ziemi [99, 123, 124].
- A.5. Produkcja izotopu ^{14}C podczas próbných wybuchów jądrowych i termojądrowych oraz podczas pracy elektrowni atomowych [125—127].
- B. Fluktuacje szybkości wymiany izotopu ^{14}C między rezerwuarami geochemicznymi i zmiany względnej zawartości CO_2 w rezerwuarach [128].
- B.1. Wpływ zmian termicznych na rozpuszczalność CO_2 oraz czasy przebywania ^{14}C w rezerwuarach [129].
- B.2. Wpływ zmian poziomu morza na pojemność rezerwuaru oceanicznego i obieg izotopu ^{14}C w tym rezerwuarze [130].
- B.3. Zależność asymilacji CO_2 przez roślinność lądową od globalnej wielkości tego rezerwuaru, od stężenia CO_2 w atmosferze oraz od temperatury, wilgotności i działalności człowieka [131].
- B.4. Zależność asymilacji CO_2 przez roślinność morską od temperatury i zasolenia wody, składu biosfery morskiej, turbulencji w powierzchniowej warstwie mórz i oceanów [132].
- C. Zmiany globalnej ilości CO_2 w atmosferze, biosferze i hydrosferze.
- C.1. Zmiany aktywności wulkanicznej oraz zmienność innych procesów powodujących uwalnianie do atmosfery CO_2 zawartego w litosferze [132].
- C.2. Zmiany szybkości procesów sedymentacyjnych powodujących ubytek ilości CO_2 w atmosferze i hydrosferze [134].
- C.3. Spalanie węgla kamiennego i paliw płynnych (tzw. efekt Suessa) [88].

mieniowania kosmicznego w przestrzeni międzygwiazdnej [115—117] i w obrębie układu słonecznego, oraz typowych procesów geofizycznych, związanych z magnetyzmem ziemskim [113, 118—121], a także do zagadnień związanych z destruktywnym wpływem człowieka na środowisko (punkt A.5; por. też rys. 3). Czynniki wymienione w punktach B i C są bezpośrednio związane z geochemią izotopów węgla oraz z całą grupą nauk przyrodniczych, takich jak meteorologia, klimatologia, oceanografia, itd., i znów, jak poprzednio, z zagadnieniami ochrony środowiska (punkt C.3, tzw. efekt Suessa).

Dotychczasowe badania grupy zjawisk astrofizycznych doprowadziły do stwierdzenia wyraźnej korelacji między aktywnością Słońca (cykl jedenastoletni) a zmianami szybkości produkcji izotopu ^{14}C . Pomimo dużego wysiłku nie udało się na razie w zadowalający sposób udokumentować hipotezy o wpływie wybuchów gwiazd supernowych [135, 136]. W grupie zjawisk geofizycznych wykazano związek długookresowych zmian koncentracji izotopu ^{14}C (krzywa ciągła na rys. 1) ze zmianami ziemskiego pola magnetycznego, choć istnieją również koncepcje wyjaśnienia tych zmian wpływami klimatycznymi [137]. Efekty klimatyczne wyjaśniają niewątpliwie gwałtowne i nieregularne zmiany koncentracji izotopu ^{14}C w czasie ostatnich 500 lat. Dla ilustracji tego efektu na rys. 2 przedstawiono za-

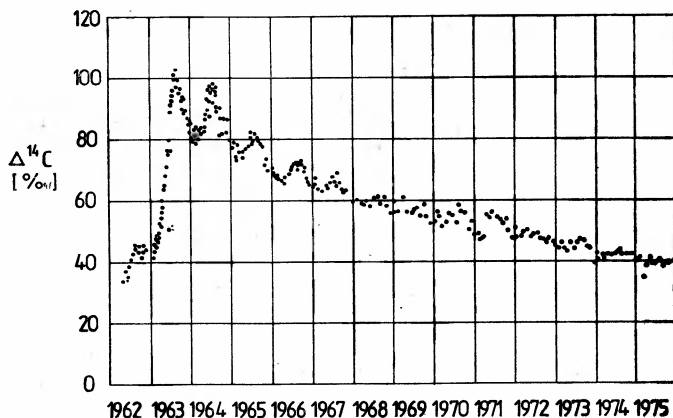


Rys. 2. Wyznaczona przez Stuivera [80] zależność między konwencjonalnym wiekiem radiowęglowym a wiekiem kalendarzowym (C) oraz wartości średnich rocznych temperatur (T) oszacowane przez Lamba [138]

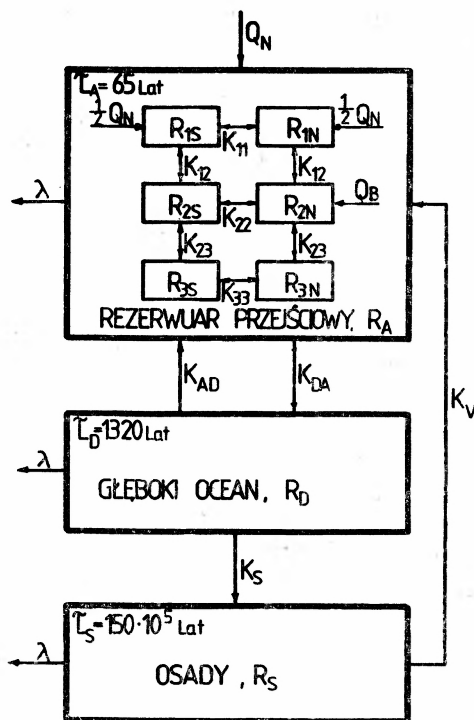
leżność między konwencjonalnym wiekiem radiowęglowym a wiekiem rzeczywistym wyznaczoną przez Stuivera [80] oraz oszacowane przez Lamba [138] wartości średnich rocznych temperatur dla tego przedziału czasu.

6.2. Produkcja izotopu ^{14}C podczas próbných wybuchów jądrowych i termojądrowych

Produkcja izotopu ^{14}C podczas próbných wybuchów jądrowych i termojądrowych zostanie omówiona oddzielnie z dwóch powodów — ze względu na skalę tego zjawiska oraz na możliwości, jakie ono stwarza w badaniach obiegu węgla w przyrodzie. Wzrost koncentracji izotopu ^{14}C w atmosferycznym CO_2 spowodowany wybuchami jądrowymi stwierdzili już w 1957 r. Rafter i de Vries [139], a systematyczne badania w różnych rejonach świata rozpoczęto około 1960 r. Do pomiarów używa się próbek atmosferycznego CO_2 , a także próbek win [126], whisky [127] oraz innych substancji organicznych, takich jak nasiona zbóż, wełna owcza, słoje rocznych przyrostów drzew itd., o ściśle określonym czasie przyswajania atmosferycznego CO_2 . Obok śledzenia zmian zawartości izotopu ^{14}C w atmosferycznym CO_2 prowadzone są pomiary koncentracji izotopu ^{14}C w powierzchniowej i głębinowej warstwie mórz i oceanów, w wodach gruntowych i w glebie. Na rys. 3 przedstawiono przebieg zmian koncentracji izotopu ^{14}C w atmosferycznym CO_2 na półkuli północnej od 1962 r. do 1975 r. Wzrost koncentracji izotopu ^{14}C o ponad 100% względem wartości średniej w latach poprzedzających ingerencję człowieka zwią-



Rys. 3. Zmiany koncentracji izotopu ^{14}C w atmosferycznym CO_2 na półkuli północnej, wywołane próbnymi wybuchami jądrowymi



Rys. 4. Model obiegu węgla w przyrodzie

zany jest z serią bardzo silnych wybuchów radzieckich i amerykańskich w latach 1961–62. Od chwili podpisania w roku 1963 układu o zaprzestaniu prób jądrowych w atmosferze następuje regularny spadek koncentracji ^{14}C w atmosferycznym CO_2 , nieznacznie zaburzony kilkoma słabymi wybuchami w latach 1966–67 oraz 1970–71.

Pomiary zmian koncentracji izotopu ^{14}C w środowisku naturalnym, obok cennych informacji o stopniu skażenia, dostarczają również niezwykle użytecznego narzędzia dla badania jednego z najistotniejszych procesów życiowych, jakim jest obieg węgla w przyrodzie. Na rys. 4 przedstawiono najprostszy z modeli obiegu węgla, w którym wyróżnia się trzy rezerwuary węgla: 1) tzw. rezerwar przejściowy (R_A) — w jego skład wchodzi te części środowiska naturalnego, w których czasy przebywania węgla są rzędu kilkadziesiąt lat, 2) głębinowe warstwy mórz i oceanów (rezerwar R_D) oraz 3) osady (rezerwar R_S). Czasy przebywania izotopu ^{14}C w każdym z rezerwarów podane są wg pracy Damona i in. [81]. Rezerwar przejściowy R_A , charakteryzujący się dużą złożonością i dynamiką procesów geochemicznych, przedstawiony jest w postaci sześciu wzajemnie powiązanych części, wynikających z przyjętego przez Nydala [140] rozróżnienia półkuli południowej i północnej. W nowszych pracach nad modelowaniem obiegu węgla uwzględnia się ponadto procesy dyfuzji w głębinowej warstwie wód oceanicznych [141], co odpowiada rozbięciu rezerwaru R_D na szereg rezerwarów cząstkowych.

6.3. Wykorzystanie naturalnego izotopu ^{14}C jako wskaźnika

W wielu wypadkach wykonuje się pomiary aktywności izotopu ^{14}C w próbkach naturalnych w celu uzyskania informacji o mechanizmach procesów geologicznych, geochemicznych lub biochemicznych, jednak wyznaczenie wieku radiowęglowego albo nie ma sensu, albo też wymaga wprowadzenia daleko idących, i z reguły niesprawdzalnych założeń. Typowym przykładem badań, w których izotop ^{14}C wykorzystywany jest jako naturalny wskaźnik promieniotwórczy, są zagadnienia omówione w poprzednim punkcie.

Wyjątkowo szeroki zakres wskaźnikowych zastosowań naturalnego izotopu ^{14}C związany jest z hydrogeologią. Wymienić tu można przykładowo ważne dla oceanografii badanie procesów mieszania w głębinowej warstwie mórz i oceanów [142, 143], badanie ruchów wód gruntowych [144–147], określanie zasobów wód podziemnych, pochodzenia wód itp. Pomimo wielu zastrzeżeń i trudności interpretacyjnych w wielu pracach nie porzeka się na wskaźnikowym charakterze pomiarów, dążąc do uzyskania „wieku” wody [146, 146–155]. Szczególne miejsce wśród zastosowań hydrogeologicznych zajmują badania aktywności ^{14}C wód kopalnianych, prowadzone w celu określenia pochodzenia tych wód, oceny stopnia zagrożenia wodnego w kopalniach głębinowych itd. [156]. We wszystkich powyższych zastosowaniach poprawna interpretacja wyników pomiarów aktywności ^{14}C , czy to w sensie wskaźnikowym, czy tym bardziej w sensie datowania, wymaga wykonania oznaczeń izotopów stabilnych węgla i tlenu, tj. stosunków $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ i $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ oraz niekiedy również pomiarów koncentracji deuteru i trytu.

Inną ważną z praktycznego punktu widzenia grupę zagadnień stanowią badania procesów glebotwórczych, genezy i wieku różnych typów gleb [157–161], mechanizmów obiegu węgla w glebie [162–165] oraz wpływu uprawy i nawożenia na te procesy [166]. Również w tych zastosowaniach bezpośredni sens mają pomiary o charakterze wskaźnikowym. W badaniach gleb kopalnych wyniki pomiarów interpretowane są przy użyciu pojęć „średniego czasu przebywania izotopu ^{14}C ” [158] lub „wieku pozornego”.

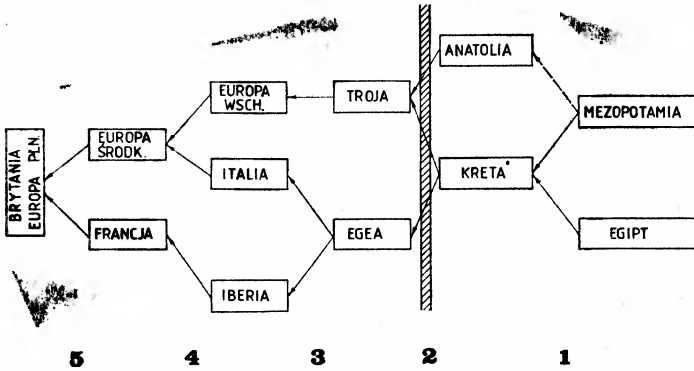
Wyjątkową pozycję wśród wskaźnikowych zastosowań izotopu ^{14}C pochodzenia naturalnego zajmuje wykorzystanie izotopu ^{14}C w medycynie, a zwłaszcza w badaniu proce-

sów rakotwórczych. Od szeregu lat prowadzone są systematyczne pomiary koncentracji izotopu ^{14}C w tkankach pochodzących z różnych narządów wewnętrznych, tak chorych jak i zdrowych [167, 168]. Chociaż wydaje się, że można znaleźć lepsze, łatwiejsze w detekcji wskaźniki, to jednak nie można na razie, pomimo braku wyraźnych osiągnięć, przesądzać o celowości i znaczeniu tych badań.

6.4. Współczesne aspekty „klasycznej” chronometrii radiowęglowej

Mówiąc o zastosowaniach izotopu ^{14}C ma się zwykle na myśli wykorzystanie go do określenia wieku. Jak wynika z przedstawionego wyżej przeglądu, jest to tylko jedno z wielu zastosowań. Należy jednak pamiętać, że rozwiązanie wielu spośród problemów omawianych w poprzednich punktach (np. kalibracja radiowęglowej skali czasu czy też wiarygodność datowania gleb) ma dla chronometrii radiowęglowej znaczenie podstawowe.

Do głównych użytkowników datowań radiowęglowych należą archeologia oraz „paleonauki” przyrodnicze, takie jak paleogeografia, paleobotanika i geologia młodszego



Rys. 5. Schemat sukcesywnego konstruowania chronologii archeologicznych dla obszaru Europy. Według C. Renfrewa [169]

czwartorzędu. Szacuje się [72], że liczba datowań wykonanych na użytek tych nauk znacznie przekracza 40 tysięcy. Nie wdając się w szczegółowe dyskusje omówimy niżej jedynie najbardziej charakterystyczne cechy współczesnych zastosowań chronometrii radiowęglowej.

Jednym z podstawowych zadań archeologii jako nauki badającej przeszłość jest ustalenie chronologii rejestrowanych procesów. Konwencjonalna skala chronologiczna dla obszaru Europy oparta jest na chronologii Egiptu i Mezopotamii, a mechanizm sukcesywnego „datowania” śladów działalności ludzkiej na stykających się ze sobą terenach przedstawia rys. 5, zaczerpnięty z pracy C. Renfrew [169] (zob. również [170]). Jak widać, stworzenie chronologii dla obszaru Wielkiej Brytanii i Skandynawii wymaga przebycia pięciu kolejnych etapów, wiążących te tereny z Egiptem. Niewiele lepsza jest pod tym względem sytuacja dla obszaru Europy środkowej, a więc i Polski. Powyższy schemat, wywodzący się z koncepcji dyfuzjonistycznej, został załamany z chwilą poja-

wienia się pierwszych datowań radiowęglowych. O skali ingerencji chronometrii metodą ^{14}C w schematy datowań archeologicznych może świadczyć fakt, że w świetle datowań radiowęglowych należało przesunąć początek tzw. młodszej epoki kamienia, czyli neolitu, w Europie o ok. 3 tysiące lat, to jest do ok. 4,5 tysiąca lat p.n.e. (tzw. I rewolucja radiowęglowa wg Renfrew [107]). Co więcej, opracowanie pierwszych wersji kalibracji radiowęglowej skali czasu spowodowało konieczność przesunięcia dat dla neolitu i początków epoki brązu o dalsze 500–800 lat wstecz (tzw. II rewolucja radiowęglowa wg Renfrew [107]). Bezpośrednią konsekwencją drugiego faktu jest koncepcja autonomizacji środkowoeuropejskich kultur epoki neolitu i brązu [171–174]. Dalszy postęp badań nad kalibracją radiowęglowej skali czasu oraz dokładnością i wiarygodnością dat radiowęglowych otrzymywanych dla różnych materiałów organicznych powinien doprowadzić do wyrobienia poprawnych poglądów na rolę kontaktów kulturowych, kierunki ekspansji przemian cywilizacyjnych, migrację ludności itd. [174]. Przede wszystkim jednak konieczna jest duża liczba dalszych datowań zarówno dla stanowisk już przebadanych, jak i dla stanowisk nowo odkrytych, które winny być badane ze szczególnym uwzględnieniem potrzeb chronometrii radiowęglowej. Dotyczy to w dużym stopniu obszaru Polski, gdzie liczba datowanych stanowisk, a zwłaszcza takich, które posiadają więcej niż jedno datowanie metodą ^{14}C , jest o wiele za mała w stosunku do miejsca, jakie osiągnięcia polskiej archeologii zajmują w Europie i na świecie.

Jednym z pierwszych sukcesów związanych z zastosowaniem chronometrii metodą ^{14}C w naukach przyrodniczych było niewątpliwie udokumentowanie równoczesnego kończenia się ostatniej epoki lodowej na terenie Europy i Ameryki Północnej [175]. Współczesne zastosowania chronometrii radiowęglowej ukierunkowane są na stworzenie możliwie precyzyjnych ram chronostratygraficznych dla kompleksowych czasoprzestrzennych rekonstrukcji zmian środowiska przyrodniczego. Znakomity przegląd stosowanych metod badawczych oraz uzyskanych dotychczas wyników, poparty setkami datowań radiowęglowych zawiera monografia L. Starkla [176]. Realizacja tego programu badawczego⁶, mającego podstawowe znaczenie dla rzetelnego zrozumienia mechanizmów procesów przyrodniczych w przeszłości (zob. np. [177, 178]), rodzaju i skali zmian wywołanych działalnością człowieka (zob. np. [178–180]) oraz dla prognozowania zmian w przyszłości, wykracza znacznie poza ramy wielu doraźnych opracowań podejmowanych pod hasłem ochrony środowiska naturalnego.

Literatura

- [1] F. N. D. Kurie, *Phys. Rev.* **45**, 904 (1934); T. W. Bonner, W. M. Brubaker, *Phys. Rev.* **49**, 223 (1936) **49**, 778 (1936).
- [2] S. A. Korf, W. E. Danforth, *Phys. Rev.* **55**, 980 (1939); W. F. Libby, E. A. Long, *Phys. Rev.* **52**, 592 (1937).
- [3] W. F. Libby, *Phys. Rev.* **69**, 671, (1946).

⁶ Jednym z elementów tego programu jest projekt LGCP 158 „Paleohydrologia strefy umiarkowanej”, obejmujący przedział czasowy ostatnich 15000 lat, realizowany m. in. w Polsce pod patronatem UNESCO.

- [4] E. C. Anderson, W. F. Libby, S. Weinhouse, A. F. Reid, A. D. Kirschenbaum, A. V. Grosse, *Phys. Rev.* **72**, 931 (1947).
- [5] J. R. Arnold, W. F. Libby, *Science* **110**, 678 (1949).
- [6] E. C. Anderson, W. F. Libby, *Phys. Rev.* **81**, 64 (1951).
- [7] W. Mościcki, *Acta Phys. Pol.* **12**, 238 (1953).
- [8] W. Mościcki, *Acta Geol. Pol.* **3**, 58 (1953).
- [9] H. R. Crane, *Rev. Sci. Instrum.* **32**, 953 (1961).
- [10] H. R. Crane, J. B. Griffin, *Radiocarbon* **3**, 105 (1961); **5**, 228 (1963); **6**, 1 (1964); **8**, 256 (1966); **10**, 61 (1968); **12**, 161 (1970); **14**, 155, 195 (1972).
- [11] W. Mościcki, H. Renk, *Nukleonika* **5**, 811 (1960).
- [12] W. Mościcki, *Acta Phys. Pol.* **17**, 311 (1958).
- [13] H. de Vries, G. W. Barendsen, *Physica* **18**, 651 (1952); **19**, 987 (1953); **22**, 357 (1956).
- [14] T. A. Rafter, *New Zeal. J. Sci. Technol.* **B36**, 363 (1955).
- [15] G. J. Fergusson, *Nucleonics* **13**, 18 (1955).
- [16] D. Srdoc, A. Sliepcevic, *Int. J. Appl. Radiation Isotopes* **14**, 481 (1963).
- [17] J. C. Freundlich, M. Rutloh, w [44], str. B25.
- [18] A. Zastawny, *Acta Phys. Pol.* **A46**, 39 (1974).
- [19] C. A. M. Breninkmeijer, W. G. Mook, Proc. 9th Int. Conf. on Radiocarbon Dating, La Jolla, California 1976, USA, str. 185.
- [20] H. N. Michad, E. K. Ralph, *Dating Techniques for the Archeologist*, MIT Press, Cambridge, Mass. 1971.
- [21] I. Carmi, Y. Noter, R. Schlesinger, *Radiocarbon* **13**, 412 (1971).
- [22] R. E. Taylor, *Radiocarbon* **17**, 396 (1975).
- [23] I. U. Olsson, Uppsala Univ. Preprint UIIP — 447 (1966).
- [24] M. F. Pazdur, A. Walanus, W. Mościcki, *Nucl. Instrum. Methods* **151**, 541 (1978).
- [25] A. G. Smith, G. W. Pearson, J. R. Pilcher, *Radiocarbon* **12**, 285 (1970); **12**, 291 (1970).
- [26] D. Srdoc, B. Breyer, A. Sliepcevic, *Radiocarbon* **13**, 135 (1971).
- [27] J. Gordon Ogden III, R. J. Hay, *Radiocarbon* **11**, 137 (1969); **15**, 350 (1973).
- [28] J. Planinic, *Nucl. Instrum. Methods* **140**, 93 (1977).
- [29] M. Alesio, F. Bella, S. Improta, *Nucl. Instrum. Methods* **124**, 597 (1975).
- [30] H. Barker, *Nature* **172**, 361 (1963).
- [31] H. E. Suess, *Science* **120**, 5 (1954).
- [32] W. H. Burke, Jr., W. G. Meinschein, *Rev. Sci. Instrum.* **26**, 1137 (1955).
- [33] A. W. Fairhall, W. R. Schell, Y. Takashima, *Rev. Sci. Instrum.* **32**, 323, (1961).
- [34] M. S. Baxter, M. Ergin, A. Walton, *Radiocarbon* **11**, 43 (1969).
- [35] T. W. Linick, *Radiocarbon* **19**, 19 (1977).
- [36] G. Kohl, H. M. Müller, *Radiocarbon* **11**, 271 (1969).
- [37] H. Kobayaski, T. Hirose, M. Sugino, N. Watanabe, *Radiocarbon* **16**, 381 (1974).
- [38] I. Je. Starik i in., *Radiokhimiya* **5**, 198 (1963).
- [39] M. A. Tamers, *Radiocarbon* **11**, 396 (1969).
- [40] Proc. 6th Int. Conf. on Radiocarbon and Tritium Dating, Pullman, Washington 1965, USAEC 650652.
- [41] Proc. XII Nobel Symposium *Radiocarbon Variations and Absolute Chronology*, I. U. Olsson, ed. Wiley, New York 1970.
- [42] *Radioactive Dating and Methods of Low Level Counting*, IAEA, Vienna 1967.
- [43] *Low Radioactivity Measurements and Applications*, P. Povinec, S. Usacev, eds., Slov. Pedagog. Naklad., Bratislava 1977.
- [44] Proc. 8th Int. Radiocarbon Dating Conf. T. A. Rafter, T. Grant-Taylor, eds., Roy. Soc. N. Z., Wellington 1972.
- [45] J. R. Arnold, *Science* **119**, 155 (1954); R. W. Pringle i in., *Rev. Sci. Instrum.* **26**, 859 (1955).
- [46] R. W. Pringle, W. Turchinets, B. L. Funk, S. S. Danyluk, *Science* **125**, 69 (1957).
- [47] M. A. Tamers, w [40], str. 53; J. E. Noakes, S. M. Kim, *ibid.* str. 69; M. A. Geyh, *ibid.* str. 29.
- [48] H. A. Polach, J. J. Stipp, *Int. J. Appl. Radiation Isotopes* **18**, 359 (1967).

- [49] J. E. Noakes, S. M. Kim, L. K. Akers, *Geochim. Cosmochim. Acta* **31**, 1094 (1967).
- [50] M. A. Tamers, J. Pearson Jr., *Nature* **205**, 1205 (1965).
- [51] J. A. Gibbs, PACKARD Techn. Bull., No 8, 1962.
- [52] S. J. Kowalski, *Radiocarbon* **7**, 200 (1965).
- [53] H. A. Polach i in., *Radiocarbon* **11**, 245 (1969); H. Barker i in., *ibid.* **11**, 278 (1969); R. Pardi, *ibid.* **18**, 245 (1976).
- [54] E. Ilves i in., *Radiocarbon* **12**, 238 (1970).
- [55] W. G. Pearson i in., *Nature* **270**, 25 (1977).
- [56] R. Vanhoorne, W. van Dongen, *Radiocarbon* **18**, 151 (1976).
- [57] J. E. Noakes, B. L. Brandau, *Radiocarbon* **13**, 468 (1971); A. J. Sumodi, *ibid.* **16**, 166 (1974); W. S. Reerburgh, M. S. Young, *ibid.* **18**, 1 (1976).
- [58] K. J. Gouh, INS Contrib. No. 476.
- [59] T. F. Florkowski i in., w [43], str. 157.
- [60] M. A. Geyh, w [44], str. B81.
- [61] H. Oeschger, *Radioactive Dating*, IAEA, Vienna 1963.
- [62] H. Oeschger i in., w [41], str. 471.
- [63] R. Nydal, S. Gulliksen, K. Lövseth, w [43], str. 77.
- [64] P. M. Grootes i in. *Z. Naturforsch.* **30A**, 1 (1975).
- [65] P. M. Grootes, *Thermal diffusion isotopic enrichment and radiocarbon dating beyond 50000 years BP*, Praca dokt., Groningen 1975.
- [66] R. Schnitzer, M. Anbar, Proc. 24th Ann. Cong. on Mass Spectrometry and Allied Topics, 1976, str. 361.
- [67] R. A. Müller, *Science* **196**, 489 (1977); R. A. Müller i in., *Science* **201**, 347 (1978).
- [68] D. E. Nelson i in., *Science* **198**, 507 (1977).
- [69] C. L. Bennett i in., *Science* **201**, 345 (1978).
- [70] A. Bluszcz, M. F. Pazdur, *Postępy Fizyki* **30**, 275 (1979).
- [71] R. E. M. Hedges, C. B. Moore, *Nature* **276**, 255 (1978).
- [72] H. A. Polach, Proc. Symp. Sci. Methods of Research in the Study of Ancient Chinese Bronzes and Southeast Asian Metals and Other Archeological Artifacts, Ed. N. Barnard, Nat. Gallery of Victoria, Melbourne 1976, str. 255.
- [73] I. U. Olsson, F. A. N. Osadebe, *Boreas* **3**, 139 (1974).
- [74] H. E. Suess, w [41], str. 303.
- [75] P. E. Damon, A. Long, E. I. Wallick, w [44], str. 44.
- [76] E. K. Ralph, H. N. Michael, M. C. Han, *MASCA Newsletter* **9**, 1 (1973).
- [77] W. M. Wendland, D. L. Donley, *Earth Planet. Sci. Lett.* **2**, 135 (1971).
- [78] V. R. Switsur, *Antiquity* **47**, 131 (1973).
- [79] R. M. Clark, *Antiquity* **49**, 251 (1975).
- [80] M. Stuiver, *Nature* **273**, 271 (1978).
- [81] P. E. Damon, J. C. Lerman, A. Long, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* **6**, 457 (1978).
- [82] M. S. Baxter, J. G. Farmer, *Earth Planet. Sci. Lett.* **20**, 295 (1973).
- [83] W. G. Mook, w [43], str. 293.
- [84] W. B. Mann, W. F. Marlow, E. E. Hughes, *Int. J. Appl. Radiat. Isotopes* **11**, 57 (1961); D. E. Watt, D. Ramsden, H. W. Wilson, *ibid.* **11**, 68, (1961); I. U. Olsson i in., *Arkiv Fisik* **22**, 237 (1962).
- [85] I. U. Olsson, *Geol Foren. Stokh. Forh.* **96**, 311 (1974).
- [86] E. S. Deevey i in., *Proc. Nat. Acad. Sci.* **40**, 285 (1965); M. F. Pazdur, A. Pazdur, *Pol. Arch. Hydrobiologii*,
- [87] J. Mangerud, *Boreas* **1**, 143 (1972); J. Mangerud, S. Gulliksen, *Quaternary Res.* **5**, 263 (1975); T. A. Ratter i in., w [44], str. 625.
- [88] H. E. Suess, *Science* **122**, 415 (1955).
- [89] R. Nydal i in., Proc. 9th Int. Radiocarbon Conf., Los Angeles 1976, str. 313.
- [90] E. A. Olson, *The problem of sample contamination in radiocarbon dating*, Ph. D. Thesis, Columbia Univ., 1963.
- [91] B. Mc Culloch, M. Trotter, *New Zeal. Archeol. Ass. Newsletter* **18**, 1 (1974).

- [92] H. Stuiver, S. W. Robinson, *Earth Planet. Sci. Lett.* **23**, 87 (1954); M. F. Pazdur i in., *Quaest. Geogr.*, w druku.
- [93] F. S. Zawelski, w [43], str. 299.
- [94] H. Godwin, *Nature* **195**, 984 (1962), zob. też *Radiocarbon*, Editorial Statement.
- [95] R. Berger, H. E. Suess, List do Redakcji *Radiocarbon*, nie opublikowany.
- [96] W. Hensel, S. Tabaczyński, *Rewolucja neolityczna i jej znaczenie dla rozwoju kultury europejskiej*, Ossolineum, Wrocław 1978.
- [97] M. S. Baxter, A. Walton, *Proc. R. Soc. London* **A321**, 105 (1971); M. S. Baxter, J. G. Farmer, *Earth Planet. Sci. Lett.* **20**, 295, (1973); M. S. Baxter, J. G. Farmer, A. Walton *ibid.* **20**, 307 (1973); J. G. Farmer, M. S. Baxter, w [44], str. A58.
- [98] P. E. Damon, A. Long, E. I. Wallick, *Earth Planet. Sci. Lett.* **20**, 300, 311 (1973).
- [99] J. C. Lerman, W. G. Mook, J. C. Vogel, *Nature* **216**, 990 (1967).
- [100] W. F. Cain, H. E. Suess, *J. Geophys. Res.* **81**, 3688 (1976).
- [101] A. K. Lavrukchina, A. V. Alexeev, *Radiocarbon* **19**, 12 (1977).
- [102] P. E. Damon, G. Lazear, w przygotowaniu do druku.
- [103] H. E. Suess, *Radiocarbon* **20**, 1 (1978).
- [104] P. P. Tans, A. F. M. de Jong, W. G. Mook, *Nature* **271**, 234 (1978).
- [105] P. E. Damon, w [41], str. 641.
- [106] F. Neustupny, *Antiquity* **44**, 38 (1970).
- [107] C. Renfrew, *Before Civilization*, Knopf, New York 1973.
- [108] H. de Vries, *Proc. K. Ned. Akad. Wetensch.* **B61**, 94 (1958).
- [109] B. Huber, *Dendrochronologie*, Umschau Verlag, Frankfurt 1970; C. W. Ferguson, *Concepts and techniques of dendrochronology*, w *Scientific Methods in Medieval Archeology*, R. Berger, ed., Univ. of California Press, Berkeley 1970, str. 183.
- [110] C. W. Ferguson, w [41], str. 237.
- [111] B. Becker, *Biul. Geol.* **19**, 127 (1975); *Ber. Deutsch. Bot. Ges.* **85**, 4 (1972); B. Huber, w [41], str. 233.
- [112] J. A. Campbell, M. S. Baxter, D. D. Harkness, *Archaeometry* **20**, 33, (1978).
- [113] R. E. Lingenfelter, R. Ramaty, w [41], str. 513.
- [114] B. P. Konstantinov, G. E. Kocharov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **165**, 63 (1965); V. A. Dergachev, G. E. Kocharov, w [43], str. 269.
- [115] *The Solar Output and Its Variations*, O. R. White, ed., Boulder, Colorado Ass. Univ. Press 1977.
- [116] P. E. Damon, w [115], str. 429; L. J. Lanzerotti, *ibid.* str. 383.
- [117] M. Stuiver, *J. Geophys. Res.* **66**, 273 (1961); *Science* **149**, 533 (1965); J. R. Bray, *Science* **156**, 640 (1967).
- [118] P. E. Damon, w [41], str. 571; R. S. Sternberg, P. E. Damon, Proc. 9th Int. Radiocarbon Conf. Los Angeles, San Diego 1976, str. 691.
- [119] D. C. Grey, *J. Geophys. Res.* **74**, 6333 (1969).
- [120] H. E. Suess, *J. Geophys. Res.* **70**, 5937 (1965).
- [121] A. Yong, A. W. Fairhall, w [44], str. A44.
- [122] K. Kigoshi, H. Hasegawa, *J. Geophys. Res.* **71**, 1065 (1966).
- [123] A. P. Vinogradov, A. L. Devirts, E. I. Dobkina, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **168**, 900 (1966).
- [124] C. Cowan, C. R. Atluri, W. F. Libby, *Nature* **206**, 861 (1965); R. V. Gentry, *Nature* **211**, 1071 (1966); L. Marshall, *Nature* **212**, 1226 (1966).
- [125] S. Brandberg, A. M. Ericsson, Rep. KBS-TR-95, March 1978.
- [126] A. A. Burchuladze i in., w [43], str. 261; J. S. Lopes i in., w [43], str. 265.
- [127] A. Walton i in., w [42], str. 41, K. O. Münnich, W. Roether, w [42], str. 93.
- [128] D. C. Keeling, w *Chemistry of the Lower Atmosphere*, S. I. Rasool, ed., Plenum, New York 1973, str. 251.
- [129] E. Eriksson, *J. Geophys. Res.* **68**, 3871 (1963).
- [130] J. Kanwisher, *Deep Sea Res.* **10**, 195 (1963).
- [131] C. A. Ekdahl, D. C. Keeling, *Carbon and the Biosphere*, Proc. 24th Brookhaven Symp. Biology 1973, str. 51.
- [132] L. Provasoli w *The Sea*, N. N. Hill, ed., Interscience, New York 1963, v. 2, str. 165.

- [133] R. M. Chatters, J. W. Crosby, III, L. G. Engstrand, Circular 32, Washington State Univ., Pullman, Wash. 1969.
- [134] R. A. Garrels, F. T. Mackenzie, *Evolution of Sedimentary Rocks*, Norton, New York 1971.
- [135] Trudy V Vsesojuzn. Sov. po problemie Astrofizicheskiye javlenija i radiouglerod, Tbilisi 1974.
- [136] *Kosmicheskoje okruzenije i Ziemia*, Je. V. Sobotovich, red., Naukovaja Dumka, Kijev 1977.
- [137] M. Stuiver, w [42], str. 27.
- [138] H. H. Lamb, *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.* 1, 13 (1965).
- [139] T. A. Rafter, G. J. Fergusson, *Science* 126, 557 (1957); H. de Vries, *Science* 128, 250 (1958).
- [140] R. Nydal, w [42], str. 119.
- [141] H. Oeschger i in., *Tellus* 27, 168 (1975); V. A. Dergachev i in., w [136], str. 45, 57, G. Lazear, P. E. Damon, w druku.
- [142] J. A. McGowan, M. Stuiver, P. M. Williams, *Nature* 227, 375 (1970); K. O. Münnich, W. Roether, w [42], str. 93.
- [143] P. E. Williams, T. W. Linick, *Isotope ratios as pollutant source and behaviour indicators*, IAEA, Vienna 1975, str. 153; T. W. Linick, *Radiocarbon* 20, 333 (1978).
- [144] J. C. Vogel, *Isotopes in Hydrology*, UAEA, Vienna 1963, str. 383.
- [145] M. A. Tamers, H. W. Scharpenseel, *Isotope Hydrology*, IAEA, Vienna 1970, str. 241.
- [146] E. Ingerson, E. J. Pearson, Jr., *Recent researches in the fields of atmosphere, hydrosphere and nuclear geochemistry*, Maruzen Co, Tokyo 1964, str. 263; C. Sonntag i in., *Isotope Hydrology 1978*, IAEA, Vienna 1979, v. 2, str. 569.
- [147] M. A. Tamers, *Nature* 212, 489 (1966).
- [148] M. A. Tamers, *Am. Geophys. Union Monogr.* 11, 143 (1967).
- [149] M. A. Geyh, w [44], str. D59.
- [150] F. J. Pearson, Jr., M. S. Bedinger, B. F. Jones, w [44], str. D19.
- [151] J. W. Crosby, III R. M. Chatters, Bull. No. 296, Coll. of Engineering, Washington State Univ., Pullman.
- [152] D. B. Grove i in., US Geol. Surv. Prof. Paper 650-C, str. C215.
- [153] L. Thatcher, M. Rubin, G. S. Brown, *Science* 134, 105 (1961).
- [154] J. Silar, w [43], str. 379; A. A. Burchuladze, *ibid.*, str. 383.
- [155] W. Mościcki, Mat. Konf. Naukowo-Technicznej „Zastosowanie naturalnych izotopów promieniotwórczych w hydrogeologii, GIG/SITG, Katowice 1974, str. 3
- [156] W. Mościcki, w [43], str. 375; W. Mościcki, A. Zastawny, *Radiocarbon* 18, 50 (1976); W. Mościcki, A. Pazdur, M. F. Pazdur, A. Zastawny, *Radiocarbon* 20, 405 (1978).
- [157] H. W. Scharpenseel, *Paleopedology — origin, nature and dating of paleosols*, D. H. Yaalon, ed. Int. Soc. Soil. Sci. Jerusalem 1971, str. 77.
- [158] M. A. Geyh i in., *ibid.* str. 63.
- [159] H. W. Scharpenseel, C. Ronzani, F. Pieting, *Isotopes and radiation in soil organic matter studies*, IAEA, Vienna 1968, str. 67.
- [160] G. Delibrias, P. Dutil, C. Juste, *Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris)* 263, 1300 (1966).
- [161] C. A. Campbell i in., *Soil Science* 104, 81, 217 (1967).
- [162] S. M. Nakhla, G. Delibrias, w [42], str. 169.
- [163] J. D. Stout, K. M. Goh, T. A. Rafter, w [43], str. 309; D. R. Sauerbeck, *J. Nucl. Soil Agric.* 6, 33 (1977).
- [164] D. S. Jenkinson, *The use of isotopes in soil organic matter studies*, Pergamon Press, Oxford 1963, str. 187.
- [165] T. A. Rafter, J. D. Stout, w [41], str. 407.
- [166] Y. A. Martel, E. A. Paul, *Canad. J. Soil Sci.* 54, 419, (1974).
- [167] W. F. Libby i in., *Science* 146, 1170 (1964); D. D. Harkness, A. Walton, *Nature* 223, 1216 (1969).
- [168] M. J. Stenhouse, M. S. Baxter, *Radiocarbon* 18, 161 (1976).
- [169] C. Renfrew, *Proc. Prehist. Soc.* 36, 280 (1970).
- [170] L. Paderewska, *Archeol. Polski* 22, 263 (1976).
- [171] C. Renfrew, *Proc. Prehist. Soc.* 35, 12 (1969); *Antiquity* 45, 275 (1971).
- [172] R. J. C. Atkinson, *Antiquity* 49, 173 (1975).

- [173] C. Renfrew, *British prehistory: a new outline*, Duckworth, London 1974.
- [174] E. Mac Kie, J. Collis, D. W. Ewer, A. Smith, H. Suess, C. Renfrew, *Antiquity* 45, 197 (1971).
- [175] W. F. Libby, *History of radiocarbon dating*, w [42], str. 3.
- [176] L. Starkel, *Paleogeografia holocenu*, PWN, Warszawa 1976.
- [177] S. Kozarski, K. Rotnicki, *Quaest. Geogr.* 4, 51 (1977).
- [178] M. Ralska-Jasiewiczowa, L. Starkel, *Biul. Geol.* 19, 27 (1975).
- [179] M. Ralska-Jasiewiczowa, *Folia Quaternaria* 49, 75 (1977).
- [180] W. C. Kowalski, *Biul. Geol.* 19, 7 (1975).

Adam Sobiczewski

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Egzotyczne stany jądrowe*

Egzotic States of Nuclei

Abstract: Observed and hypothetical egzotic states of nuclei are reviewed. These are the states of an egzotic composition (nuclei far off the beta-stability line and superheavy nuclei), of large deformation (fission isomers) and of high spin.

1. Wstęp

Celem niniejszego referatu jest omówienie stanów jądrowych, których własności odbiegają w jakiś sposób od tego, do czego jesteśmy przyzwyczajeni i które stanowią zatem pewną egzotykę w fizyce jądrowej. Wiele z tych stanów zostało poznane ostatnio; niektóre jednak stanowią na razie tylko hipotezę, opartą na przewidywaniach teoretycznych.

Przy omawianiu ich będziemy starali się informować o pracach prowadzonych w tym zakresie przez fizyków polskich, nie pretendując jednak w żadnym razie do podawania pełnej (bardzo obszernej) literatury.

Dla możliwości lepszej oceny stopnia egzotyczności omawianych stanów, przypomnimy najpierw kilka faktów tradycyjnych, znanych już od dłuższego czasu.

2. Niektóre własności jąder

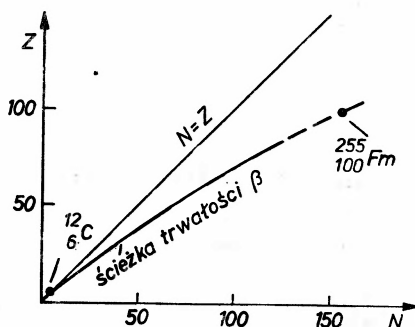
2.1. Skład jąder

Oddziaływania jądrowe uprzywilejowują układy o liczbie neutronów N równej liczbie protonów Z i gdyby nie odpychanie kulombowskie między naładowanymi elektrycznie protonami, jądra najtrwalsze układałyby się na linii $N = Z$. Odpychanie to powoduje,

* Referat wygłoszony 27 września 1979 r. na XXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu.

że układowi wygodniej jest mieć mniej protonów niż neutronów: $Z < N$. Sprawia ono także, że ładunek jądra nie może być w ogóle zbyt duży. Poczynając od pewnej wartości tego ładunku ($Z \approx 84$) rozpada się ono samorzutnie.

Wszystko to prowadzi do następującej sytuacji na mapie nuklidów, tzn. na płaszczyźnie (Z, N) (rys. 1). Jądra najtrwalsze grupują się w wąskim obszarze (ścieżka lub linia



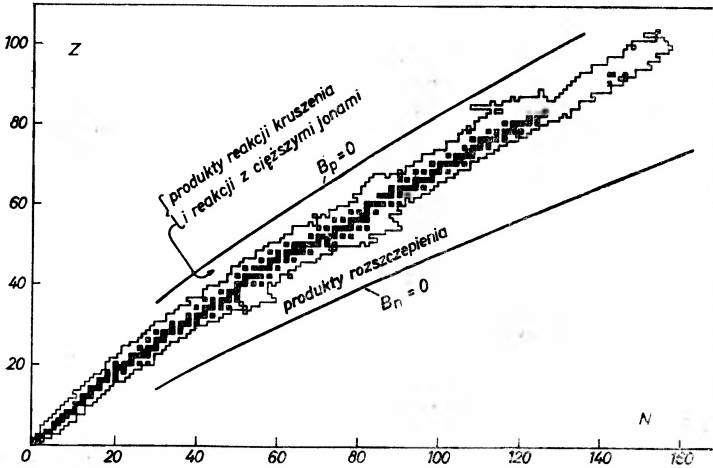
Rys. 1. Przebieg ścieżki trwałości β na mapie nuklidów. Dla porównania podana jest linia ($N = Z$), która byłaby ścieżką trwałości w przypadku braku odpychania kulombowskiego. Część kreskowana ścieżki odpowiada jądrům, które nie są już trwałe ze względu na inne procesy niż rozpad β (rozszczepienie i rozpad α)

wości beta), który początkowo przebiega zgodnie z linią $N = Z$ (np. ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$), a następnie odchyła się w kierunku przewagi liczby neutronów, dochodząc przy jądrach cięższych (np. ${}^{255}\text{Fm}$) do tego, że neutronów jest około półtora raza tyle co protonów. Jądra o składzie różnym od składu odpowiadającego temu obszarowi ulegają przemianom (przemiana beta), która doprowadza je do tego obszaru.

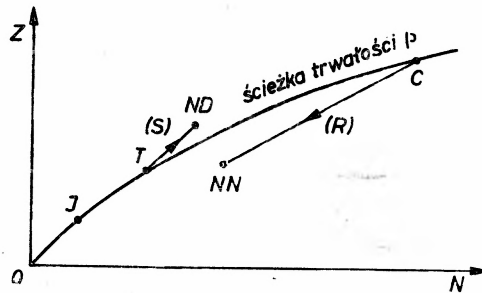
Jednakże przy $Z > 83$ jądro, nawet trwałe ze względu na przemianę beta, rozpada się samorzutnie (rozpad α oraz samorzutne rozszczepienie) wskutek właśnie oddziaływania kulombowskiego. Oznacza to ograniczenie obszaru trwałości od strony jąder ciężkich.

Trwałych nuklidów (znamy je wszystkie) jest 264; najcięższym z nich jest ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ (niekiedy bardzo długożyciowe nuklidy, jak np. ${}^{238}\text{U}$ — z czasem życia rzędu wieku Ziemi, tzn. rzędu 5 miliardów lat — uważa się także za trwałe). Dotychczas poznaliśmy ok. sześć razy tyle jąder nietrwałych, co daje razem z trwałymi blisko 2000 nuklidów. Ocenia się, że wszystkich nuklidów jest ok. 6000. (Bliższą ilustrację tego podaje rys. 2.) Oznacza to, że bardzo wiele jąder pozostaje jeszcze do odkrycia. Jednakże i postęp w tej dziedzinie jest dość szybki. Można bardzo grubo powiedzieć, że średnio odkrywa się obecnie ok. jednego nuklidu na tydzień. Zresztą, nie tyle ważne jest samo odkrycie nuklidu (identyfikacja jego), co poznanie przynajmniej podstawowych jego własności, a to stanowi już na ogół dłuższy proces.

Przebieg ścieżki trwałości (jej zagięcie w kierunku osi N) sugeruje główne sposoby otrzymywania nuklidów nietrwałych. Synteza dwu jąder (poprzez zderzenie ich) pro-



Rys. 2. Mapa nuklidów. Czarne pola oznaczają nuklidy trwałe, a białe, ograniczone cienką linią — poznane dotychczas nuklidy promieniotwórcze. Pozostałe białe pole, pomiędzy liniami zerowej energii wiązania neutronu ($B_n = 0$) i protonu ($B_p = 0$), przedstawia nuklidy promieniotwórcze nieznane dotąd. Mogą być one otrzymane bądź jako produkty rozszczepienia (jądra bogate w neutrony), bądź zaś jako rezultat reakcji kruszenia czy też reakcji z ciężkimi jonami (jądra ubogie w neutrony)

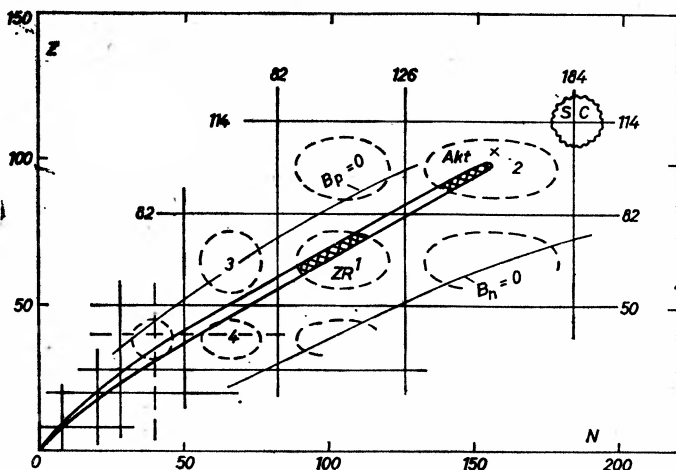


Rys. 3. Ilustracja faktu, że synteza (S) jonu J z jądrem tarczy T prowadzi zawsze do jąder neutronodeficytowych ND , a rozszczepienie (R) jądra ciężkiego C — do jąder neutrononadmiarowych NN

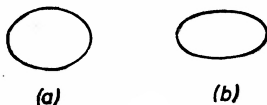
wadzić będzie do jąder położonych ponad ścieżką, tj. ubogich w neutrony, a rozszczepienie jąder ciężkich — do nuklidów położonych pod ścieżką, tj. bogatych w neutrony. Ilustruje to rys. 3.

2.2. Kształty jąder

W stanie podstawowym jądra są sferyczne lub zdeformowane. Jądra zdeformowane zlokalizowane są w pewnych obszarach, położonych pomiędzy liniami odpowiadającymi zamkniętym powłokom jądrowym. Ilustruje to rys. 4. Klasycznymi obszarami, w których występują trwałe (lub długożyciowe) jądra zdeformowane, są obszary ziem rzadkich (obszar ZR na rys. 4) oraz aktynowców (Akt). Możliwość odejścia od ścieżki trwałości pozwoliła odkryć nowe obszary jąder zdeformowanych (obszary 3 i 4). Deformacje w sta-



Rys. 4. Mapa nuklidów z zaznaczonymi prostymi odpowiadającymi zamkniętym powłokom. Linie przerywane ograniczają obszary, w których występują lub w których można oczekiwać jąder zdeformowanych. Zaznaczone są także linie zerowej energii wiązania neutronu $B_n = 0$ i protonu $B_p = 0$ oraz wskazane położenie hipotetycznej wyspy jąder superciężkich SC (patrz niżej)



Rys. 5. Kształt jądra odpowiadający stanowi o przeciętnej deformacji $c/a \approx 1,25$ (a) oraz o dużej deformacji $c/a \approx 2,0$ (b) (rozszczepiające się izomery — patrz niżej)

nie podstawowym nie są zbyt duże. Jądra mają tu w przybliżeniu kształt elipsoidy, której stosunek półośi dużej do małej, c/a , nie przewyższa 1,2–1,3 (rys. 5a).

W stanie wzbudzonym deformacja jądra zwykle bardzo mało różni się od deformacji stanu podstawowego. Tylko w wyjątkowych wypadkach różni się ona bardzo znacznie i te właśnie wypadki omówimy poniżej (rozszczepiające się izomery).

2.3. Spiny jąder

W stanie podstawowym jąder spiny są małe. Dla jąder parzysto-parzystych (tzn. o parzystej liczbie zarówno protonów, jak i neutronów) wynoszą one wręcz zero. Dla najniższych, najłatwiej osiągalnych i identyfikowalnych, a stąd i najlepiej zbadanych stanów wzbudzonych są także niewielkie, rzędu kilku (w jednostkach \hbar). Możliwość wzbudzenia i identyfikacji stanów o wysokich spinach pojawiła się niedawno, w związku z rozwojem techniki przyspieszania jąder ciężkich, a więc możliwości zderzania takich jąder; postęp jest tu ostatnio bardzo duży i stanowi dużą egzotykę w fizyce jądrowej.

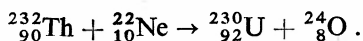
3. Własności egzotyczne

3.1. Skład jąder

Potrąfimy obecnie wytwarzać i badać nuklidy bardzo odległe od ścieżki trwałości. Odległość ta sięga ponad 20 jednostek w kierunku niedomiaru neutronów (obszar Pt-Hg) i tylko nieco mniej w kierunku przeciwnym (obszar In-Sn). W niektórych miejscach osiągnięta prawdopodobnie została linia zerowej energii wiązania nukleonu: po stronie nuklidów bogatych w neutrony — w obszarze He-C i po stronie ubogiej w neutrony — w obszarze Cs.

Wiele nowych izotopów zostało odkryte i zbadane przy udziale fizyków polskich. Należą tu prace J. Jastrzębskiego (Świerk) i współpracowników [1, 2], J. Wilczyńskiego (Kraków) i wsp. [3, 4], Z. Wilhelmiego i wsp. (Warszawa) [5, 6] i J. Żylicza i wsp. (Warszawa) [7-9].

J. Wilczyński odkrył, wspólnie z fizykami z Dubnej, ok. 30 nowych izotopów bogatych w neutrony z obszaru N-Cl [3, 4]; wyniki te miały znaczenie dla udoskonalenia formuł masowych, a także dla poznania mechanizmu reakcji przekazu wielu nukleonów, które do tych nuklidów prowadzą. Okazuje się bowiem, że przy zderzeniu stosunkowo lekkiego jądra z ciężkim, protony chętnie przechodzą do jądra ciężkiego, a neutrony — do lekkiego. Ilustruje to np. badana w pracy [3] reakcja



W czasie kontaktu jąder istnieje więc niejako tendencja wyrównywania się stopnia nadmiaru neutronów występującego w nich.

W pracach [7, 8] zostało odkrytych ponad 20 nowych izotopów baru i lekkich ziem rzadkich. Praca zaś [9] podaje wyniki pomiaru mas izotopów ksenonu, który, po raz pierwszy wśród nuklidów o tak dużych liczbach masowych, doprowadzony jest aż do bezpośredniej bliskości linii $B_p = 0$. Praca ta jest ściśle związana z badaniami J. Żylicza i wsp. nad poszukiwaniem nie obserwowanej dotychczas emisji protonowej ze stanu podstawowego. Emisja taka powinna zachodzić w jądrach położonych poza linią zerowej energii wiązania protonu $B_p = 0$. Dla jąder tych oczekiwana jest także, lecz również nie obserwowana dotychczas, emisja dwóch protonów, która jest jądrowym odpowiednikiem dyskutowanego tutaj¹ zjawiska Josephsona.

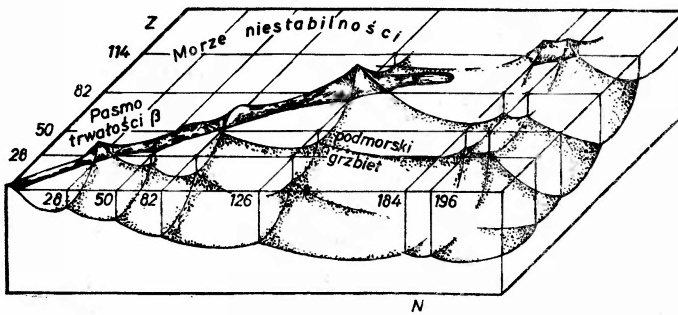
Badanie jąder dalekich od stabilności prowadzi nierzadko do odkrycia własności nieoczekiwanych. Przykładem jest tu stwierdzenie pojawienia się nowej powłoki w jądrach sferycznych, przy $Z = 64$ (R. Broda z Krakowa i wsp. [10, 11]). Powłoka taka nie jest obserwowana w jądrach ze ścieżki trwałości. Badanie jąder nietrwałych pomogło także w odkryciu i zbadaniu, zarówno doświadczalnym (J. Jastrzębski ze Świerka [12]) jak i teoretycznym [13] nowej powłoki zdeformowanej (w jądrach zdeformowanych) przy $N = 108$.

Przedstawialiśmy dotąd wyniki odchodzenia od obszaru trwałości „na boki”. Jak wyglądają jednak perspektywy pójścia wzdłuż linii trwałości, ku dużym liczbom atomowym Z ?

¹ Referat E. Trojnar na niniejszym Zjeździe.

Najcięższym znanym obecnie pierwiastkiem jest pierwiastek o $Z = 106$ [14], (por. także artykuł przeglądowy [15]). Podane zostały także wstępne doniesienia o obserwacji pierwiastka o $Z = 107$ [16]. Jak wspominaliśmy powyżej, główne ograniczenie stanowi tu proces samorzutnego rozszczepienia, którego prawdopodobieństwo bardzo szybko rośnie ze wzrostem Z . Ilustruje to fakt, że jądro ołowiu ($Z = 82$) w ogóle jeszcze nie rozszczepia się samorzutnie, jądro uranu ($Z = 92$) rozszczepieniu takiemu już ulega, a jądro nobla ($Z = 102$) rozszczepia się bardzo szybko. Pochodzi to z szybkiego malenia bariery potencjalnej na rozszczepienie ze wzrostem Z . Jeśli barierę taką opisywać przy pomocy modelu kropłowego, to bariera dla ołowiu jest bardzo duża (ok. 17 MeV), dla uranu — znacznie mniejsza (ok. 7 MeV), dla nobla — całkiem mała (ok. 2 MeV), a dla $Z > 110$ — praktycznie w ogóle nie istnieje. Jądra o $Z > 110$ powinny by więc rozszczepiać się natychmiast. Opis bariery rozszczepieniowej za pomocą modelu kropłowego nie daje więc żadnych szans na istnienie jąder o liczbie atomowej większej od $Z \approx 110$.

Wiemy jednak, że model kropłowy nie uwzględnia efektów powłokowych, które są bardzo istotne dla struktury jądra. Obliczenia teoretyczne, oparte na modelu wewnętrznej struktury jądra, które uwzględniają je, wskazują, że dla jąder o $Z \approx 114$ powinna pojawić się dosyć wysoka choć wąska bariera na rozszczepienie, pochodząca wyłącznie od efektów powłokowych. Dzięki temu właśnie oczekuje się istnienia całej „wyspy” jąder o podwyższonej trwałości. Wyspa ta, położona wokół przewidywanego teoretycznie jądra podwójnie magicznego ${}_{114}^{298}\text{X}_{184}$, stanowiłaby wyspę tzw. jąder superciężkich. Bardzo obrazowo ilustruje to rys. 6.



Rys. 6. Bardzo obrazowe przedstawienie (Świąteckiego) idei jąder superciężkich. Wąskie pasmo górskie (odpowiadające ścieżce jąder beta-trwałych) ma grzbiety (odpowiadające jądrům magicznym) i wierzchołki (odpowiadające jądrům podwójnie magicznym — największa trwałość — np. jądro ${}^{208}\text{Pb}$ o $Z = 82$ i $N = 126$). Pasma to, wskutek wzrostu odpychania kulombowskiego ze wzrostem Z , zanurza się powoli w morzu niestabilności. Dzięki wysokiemu wierzchołkowi, odpowiadającemu przewidywanemu przez teorię jądru podwójnie magicznemu o $Z = 114$ i $N = 184$ (oraz $N = 196$ przewidywanemu przez niektórych autorów), jest ono w stanie wyrzucić jeszcze raz spod powierzchni. Ten wynurzający się wierzchołek stanowi właśnie hipotetyczną wyspę jąder superciężkich

W Polsce prowadzone były prace zarówno teoretyczne [17, 18], jak i doświadczalne [19] nad tymi jądrami (por. np. artykuły przeglądowe [20]).

Zarówno same jądra te, jak i odpowiadające im atomy miałyby własności znacznie różniące się od własności jąder i atomów znanych. Dotychczas jąder tych nie otrzymano

i być może nie otrzyma się ich w ogóle. Może się np. okazać, że niemożliwa jest ich synteza, że wyspa podwyższonej trwałości może istnieć, ale nie jest możliwe dotarcie do niej ani na drodze reakcji z ciężkimi jonami, ani poprzez szybki wychwyt neutronów. Nie przesądzając jednak wyniku badań, które trwają nadal, już dzisiaj możemy powiedzieć, że odegrały one — do chwili obecnej — bardzo ważną rolę w fizyce jądrowej. Chodzi tu o istotny postęp w technice detekcyjnej jaki nastąpił przy poszukiwaniu jąder superciężkich, postęp w poznaniu składu pierwotnych promieni kosmicznych, w których także ich poszukiwano, oraz w wielu innych dziedzinach. Wyjątkową rolę odegrała idea jąder superciężkich przy motywacji budowy akceleratorów ciężkich jonów, które miały służyć do ich syntezy, a które pozwoliły otrzymać bardzo wiele innych, nowych nuklidów oraz poznać wiele egzotycznych procesów, jakie zachodzą przy zderzeniu dwóch jąder ciężkich.

3.2. Kształty jąder

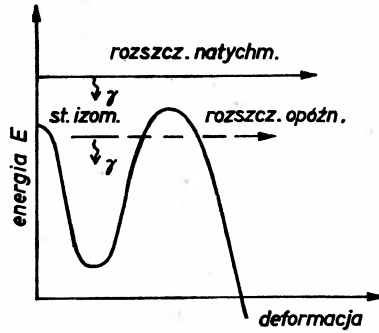
Jak wspomnieliśmy powyżej, jądra zdeformowane w stanie podstawowym znane są już od dawna (ponad 25 lat). Hipoteza kształtu zdeformowanego tych jąder powstała jako objaśnienie bardzo charakterystycznych, niskoenergetycznych ich widm. Widma takie znane były wcześniej w fizyce molekularnej; wiązano je z obrotem molekuł.

Interpretacja powyższych widm jądrowych jako widm odpowiadających obrotowi jądra zdeformowanego pozwoliła wyznaczyć (z natężenia przejść elektromagnetycznych pomiędzy ich poziomami) ich deformację. Deformacja ta, jak wspomniano powyżej, okazała się stosunkowo mała (rys. 5a).

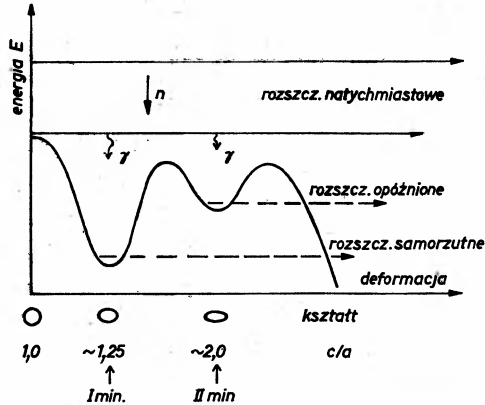
Stany o deformacji znacznie większej odkryte zostały przypadkowo w 1962 r. przez Polikanowa i wsp. w Dubnej [21] (por. także artykuły przeglądowe [22]). Zanim jednak domyślono się co właściwie zostało odkryte, upłynęły cztery lata, a zanim w pełni potwierdzono ten domysł — dalsze jedenaście lat.

Mianowicie, przy próbie syntezy pierwiastków ciężkich zauważono zjawisko „opóźnionego” rozszczepienia. Silnie wzbudzone jądro ciężkie z reguły natychmiast (tj. po ok. 10^{-19} – 10^{-18} s) się rozszczepia. W pewnej liczbie przypadków obserwowano jednak, że jądro rozszczepia się po stosunkowo długim czasie, rzędu kilkunastu ms. Przypuszczano (rys. 7), że może odpowiadać to rozszczepieniu z jakiegoś wysoko położonego (by niska była bariera na rozszczepienie) stanu. Aby nie było jednak bardzo szybkiego przejścia γ do niższych stanów, stan ten powinien być izomeryczny, tzn. różnić się od nich znacznie jakąś charakterystyczną dla jąder zdeformowanych liczbą kwantową, np. rzutem momentu pędu na oś symetrii. Jednakże ani obliczenia teoretyczne, ani dane doświadczalne nie wskazywały na istnienie takiego stanu izomerycznego.

Wyjaśnienie przyszło z innej strony. Mianowicie, badanie wpływu struktury powłokowej jądra na jego energię, w funkcji deformacji jądra [23] pokazało, że struktura ta może prowadzić do bardzo znacznych efektów. W niektórych przypadkach może ona powodować tworzenie się w barierze potencjalnej dosyć głębokiego minimum (tzw. drugiego minimum, w odróżnieniu od pierwszego, głębszego, które odpowiada stanowi podstawowemu). Jeśli do minimum tego jądro się dostanie, to będzie dostatecznie długo trwać, by można było nie tylko je zaobserwować, ale i zmierzyć niektóre charakteryzujące go wielkości. Ilustruje to rys. 8.



Rys. 7. Ilustracja pierwotnej idei objaśnienia rozszczepienia „opóźnionego” jako rozszczepienia z wysoko położonego, zwykłego stanu izomerycznego



Rys. 8. Prawidłowe objaśnienie rozszczepienia „opóźnionego” jako rozszczepienia ze stanu w drugim minimum energii potencjalnej (izomer kształtu). Minimum takie powstaje przy dość charakterystycznym kształcie jądra, mianowicie gdy stosunek dłuższej jego półosi do krótszej, c/a , wynosi ok. 2. Dla jąder z otoczenia ameryku (tzw. wyspa rozszczepiających się izomerów) jest ono szczególnie głębokie. Na rysunku zilustrowane są kształty jądra: sferycznego, w I min. (stan podstawowy) i w II min. oraz podane odpowiednie wartości c/a . Jądro silnie wzbudzone z reguły ulega natychmiastowemu rozszczepieniu. W pewnej liczbie przypadków, może jednak dostać się ono (przez emisję neutronów n oraz przejścia γ) do I lub II minimum

Rysunek ten pokazuje, że w stanie silnie wzbudzonym, w którym nie ma już praktycznie bariery na rozszczepienie, jądro rozszczepia się natychmiast. W pewnej liczbie przypadków (ok. 4%), jądro zamiast rozszczepić się może dostać się z tego stanu (przez emisję neutronów i przejście γ) do pierwszego minimum energii potencjalnej (stan podstawowy), skąd, wobec bardzo grubej bariery, rozszczepienie (rozszczepienie samorzutne) zachodzi już bardzo powoli. Silnie wzbudzone jądro może jednak także, choć jeszcze w mniejszej ilości wypadków (ok. 0,01%) przejść (znowu drogą emisji neutronów oraz kwantów γ) do stanu w drugim minimum, skąd, wobec stosunkowo małej bariery, będzie się ono rozszczepiać znacznie szybciej (o ponad 20 rzędów) niż ze stanu podstawowego, ale znacz-

nie wolniej niż przy rozszczepieniu natychmiastowym, dla którego w ogóle nie ma bariery potencjalnej.

W interpretacji takiej, stany odpowiadające rozszczepieniu „opóźnionemu” byłyby więc stanami o dużej deformacji, znacznie większej od deformacji stanu podstawowego. Nazywa się je rozszczepiającymi się izomerami lub izomerami kształtu lub też jeszcze stanami w drugim minimum czy drugiej jamie.

Należało jednak sprawdzić, czy hipoteza taka jest słuszna, tzn. czy rozszczepienie „opóźnione” związane jest ze stanem jądrowym o dużej deformacji. Pierwszym krokiem w tym kierunku był bardzo trudny pomiar nisko leżącego widma w drugiej jamie, zmierzzonego w koincydencji z fragmentami „opóźnionego” rozszczepienia [24]. Okazało się, że widmo ma charakter rotacyjny, a wyznaczony z niego moment bezwładności wypadł bardzo blisko przewidywanego teoretycznie dla drugiego minimum [25]. Teoretyczne obliczenia wskazują, że druga jama powinna wystąpić przy kształcie o szczególnej regularności, mianowicie gdy stosunek półośi dużej do małej, c/a , wynosi ok. 2. Moment bezwładności tak zdeformowanego jądra jest ok. dwa razy większy od momentu w stanie podstawowym. Tak też wyszło z doświadczenia.

Choć było to bardzo silne poparcie hipotezy dużej deformacji, to nie stanowiło jednak jej dowodu. Moment bezwładności jest bowiem czułą funkcją struktury jądra i jego przyrost może być spowodowany innymi przyczynami niż przyrost deformacji. Bezpośredniego dowodu słuszności hipotezy dostarczył dopiero bardzo pomysłowy pomiar momentu kwadrupolowego rozszczepiającego się izomeru [26]. Moment kwadrupolowy bowiem, w odróżnieniu od momentu bezwładności, mało zależy od innych czynników poza deformacją i jest zatem prawie bezpośrednią jej miarą. Wynik doświadczalny okazał się taki jaki przewidywany był teoretycznie dla drugiego minimum [27].

W Polsce teoretyczne badania własności rozszczepiających się izomerów prowadzone są w Lublinie i Warszawie [25, 27, 28].

Pomiar widma rotacyjnego rozszczepiającego się izomeru dał początek bardzo egzotycznemu i bardzo trudnemu eksperymentalnie działowi spektroskopii jądrowej — spektroskopii jąder silnie zdeformowanych. Dzisiaj, oprócz stanów rotacyjnych tych jąder, znamy także stany jedno- i dwucząstkowe. Wydaje się, że obserwujemy również stany kolektywne o charakterze wibracyjnym [29]. Dotychczas nie było jeszcze żadnej analizy teoretycznej tych ostatnich stanów.

Według obliczeń teoretycznych [30] możemy oczekiwać jeszcze trzeciego, lokalnego minimum w energii potencjalnej. Wystąpiłoby ono w jądrach z otoczenia toru. Deformacja jego odpowiadałaby wartości $c/a \approx 3$, a moment bezwładności — wartości ok. trzykrotnie większej od momentu bezwładności w stanie podstawowym. Byłyby więc to nowe, bardzo egzotyczne, bardzo silnie zdeformowane stany jądrowe. Wstępne dane doświadczalne [31] wskazują na istnienie takich stanów, choć wokół interpretacji tych danych istnieje jeszcze pewna kontrowersja.

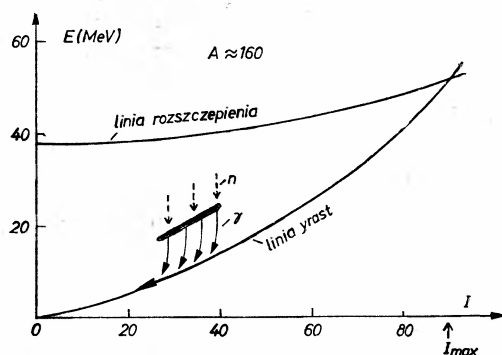
3.3. Spiny jąder

Możliwość wzbudzania stanów o wysokim spinie dają nam reakcje z ciężkimi jonami. Potrafimy dziś przyspieszać jony wszystkich pierwiastków z tablicy Mendelejewa. Przyspieszone do odpowiedniej energii, mogą one wnosić do jądra złożonego momenty pędu

nawet większe niż jest ono w stanie „utrzymać”. Ważną właśnie rzeczą jest wyznaczenie największego spinu I_{\max} , przy którym jądro złożone może jeszcze istnieć. Dalej, ulega ono rozszczepieniu. Pierwszych obliczeń I_{\max} dokonali W. J. Świątecki z Berkeley i wsp. [32], opierając się na modelu kropłowym. Obliczenia polegały na zbadaniu wpływu obrotu jądra na jego barierę rozszczepieniową. Obrót obniża naturalnie tę barierę. Okazuje się, że dla jądra średniociężkiego z okolicy $A = 160$ spin I_{\max} jest rzędu 80–90.

Ważną jednak rzeczą było uwzględnienie następnie efektów powłokowych, których model kropłowy nie opisuje, jak również rozważenie wpływu obrotu na emisję cząstek (neutronu, protonu i cząstki α) (por. prace M. Płoszajczaka z Krakowa i wsp. [33, 34].)

Przyjrzyjmy się teraz co dzieje się z jądrem, które zostaje utworzone z pewnym spinem I . Przede wszystkim zwróćmy uwagę na ograniczenia energii, jaką to jądro może posiadać. Z jednej strony, do wytworzenia stanu o spinie I potrzebna jest pewna, minimalna energia; jądro przy tym spinie nie może mieć energii niższej. Taki stan o najniższej energii, przy danym spinie I (lub też o najwyższym spinie I , przy danej energii E), a więc stan największego „rozkręcenia” jądra przy danej energii E), nazywa się stanem *yrast* (słowo szwedzkie, które znaczy: najszybciej wirujący, najbardziej rozkręcony). Linia odpowiadająca tym stanom na wykresie (E, I) nazywa się linią *yrast* (rys. 9). Z dru-



Rys. 9. Zakres energii jądra złożonego (o liczbie masowej $A \approx 160$) w funkcji jego spinu. Od dołu ogranicza go linia *yrast*, gdzie cała energia związana jest z rotacyjnym stopniem swobody. Od góry — linia rozszczepienia, powyżej której jądro ulega natychmiastowemu rozszczepieniu. Silnie wzbudzone jądro złożone emituje najpierw cząstki (głównie neutrony — strzałki przerywane) zbliżając się do linii *yrast* na odległość kilku MeV (obszar zaczerńniony), gdzie emisja cząstek jest już mało prawdopodobna i dalszy rozpad przebiega przez emisję kwantów γ (strzałki ciągłe). Na rysunku zaznaczony jest tylko jeden kanał rozpadu, w którym emitowane są 4 neutrony. Obszary przy większych spinach jądra złożonego, gdzie tylko mniejsza energia wzbudzenia (względem linii *yrast*) jest do dyspozycji, będą odpowiadały kanałom o mniejszej liczbie emitowanych neutronów, a przy mniejszych spinach — kanałom o większej liczbie neutronów

giej strony, przy każdym $I (< I_{\max})$ istnieje największa energia E , przy której jądro może istnieć; powyżej niej rozszczepia się ono. Przybliżoną wartość tej energii możemy dostać ze wspomnianej pracy Świąteckiego i wsp. [32]. Obszar pomiędzy liniami *yrast* i rozszczepienia jest obszarem istnienia jądra złożonego.

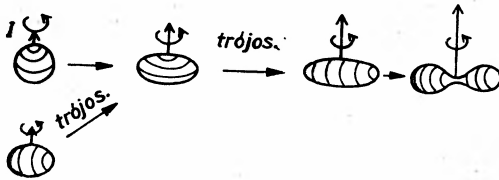
Jądro złożone powstaje w stanie silnie wzbudzonym. Początkowo „ochładza” się ono emitując kilka cząstek. Wśród nich, stosunkowo łatwo emitowane są neutrony. Unoszą

one sporo energii (średnio ok. 10 MeV każdy), a stosunkowo mało momentu pędu. Na przykład na rys. 9, czarna gruba linia oznacza stany jądra złożonego po emisji 4 neutronów.

Po wyparowaniu neutronów jądro może się rozpaść już tylko przez promieniowanie γ , które daje się stosunkowo łatwo i precyzyjnie rejestrować. Początkowo (spora jeszcze energia wzbudzenia wewnętrznego, duża gęstość poziomów) rozpad ten ma charakter statystyczny; przeważają tu przejścia o dużej energii i niskiej multipolowości (dipolowe). Dalej, bliskość linii *yrast* wymusza przejścia unoszące więcej spinu (głównie przejścia $E2$) (rys. 9). Dzięki mniejszej gęstości poziomów, przejścia te są najbardziej regularne i stosunkowo najprostsze do interpretacji.

Badania tej części widma, która odpowiada poziomom o dużej gęstości (tzw. widmo „ciągłe” lub „quasi-ciągłe”) ma charakter statystyczny. Otrzymujemy tu informację o średniej liczbie kwantów oraz średniej ich multipolowości w jednej kaskadzie (por. prace R. Brody i S. Ogazy z Krakowa i wsp. [35, 36] oraz Z. Sujkowskiego i wsp. ze Świerka [37, 38]). Pozwala to określić np. wyjściowy spin jądra.

Zajmijmy się bliżej linią *yrast*. Zobaczmy np., jakich kształtów jądra możemy oczekiwać wzdłuż całej tej linii, od najniższego spinu (np. zero), aż do spinu I_{\max} , przy którym następuje rozszczepienie (rys. 10). Model kropłowy przewiduje tu nastę-



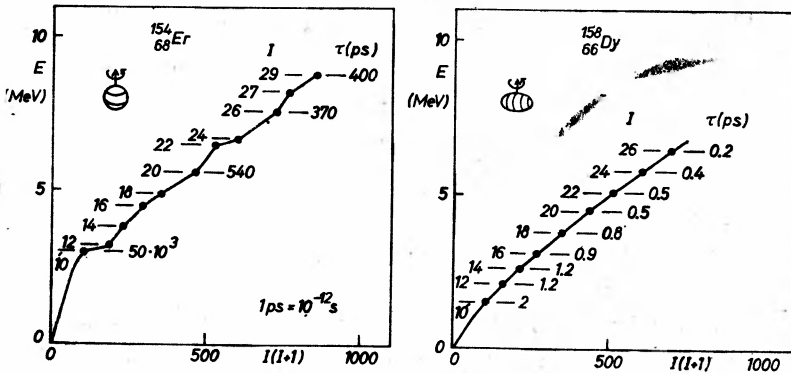
Rys. 10. Ciąg kształtów, jakich oczekuje się u jądra z coraz to większym momentem pędu I . Pokazany jest zarówno przypadek, gdy zaczynamy od kształtu kulistego, jak i od kształtu zdeformowanego i idziemy ku wyższym spinom wzdłuż linii *yrast*

pujący ciąg kształtów: początkowo kulisty, powoli deformujący się wskutek obrotu (podobnie jak kształt Ziemi) do kształtu coraz bardziej spłaszczonego, typu dysku, który dopiero w pobliżu granicy I_{\max} przechodzi w sposób gwałtowny (poprzez kształty trójosiowe, tj. kształty, przy których wszystkie trzy półosie jądra — elipsoidy — są różne; taka ogólna elipsoidalna nie ma symetrii obrotowej względem żadnej ze swoich osi głównych) do wydłużonego i wreszcie — do rozerwania na dwie części. Uwzględnienie efektów powłokowych może ten obraz zmienić, ale nie w sposób zasadniczy. Jeśli np. jądro jest wskutek efektów powłokowych zdeformowane już w stanie podstawowym, to zaczynamy od kształtu słabo wydłużonego i poprzez trójosiowe przechodzimy do spłaszczonego, a dalej — mniej więcej jak poprzednio.

Badaniem wpływu efektów powłokowych na strukturę jąder w stanach o wysokim spinie zajmują się Z. Szymański i wsp. w Warszawie [39, 40] oraz M. Płoszajczak i wsp. w Krakowie [41, 42]. Efekty powłokowe mogą np. powodować pewne „nieregularności” linii *yrast*, w stosunku do regularnego obrazu na rys. 9; stan o spinie I może mieć energię mniejszą od stanu o spinie $I-2$ lub nawet także $I-4$. Linia *yrast* ma wtedy lokalne mini-

num przy I . Powoduje to, że stan o spinie I rozpada się znacznie wolniej niż normalnie (stan izomeryczny typu *yrast* lub pułapka typu *yrast*). Stany takie, jak również inne jeszcze nieregularności w widmie *yrast* obserwowane są w wielu jądrach (por. prace Z. Sujkowskiego i wsp. [43], oraz J. Jastrzębskiego i wsp. [44] ze Świerka, a także prace E. Bożka i J. Stycznia z Krakowa i wsp. [45, 46]).

Z rys. 10 widać, że przejście wzdłuż całej linii *yrast* odpowiada zupełnie zasadniczym zmianom kształtu jądra (wielu przejściom fazowym — jak czasami mówimy). Zmiana struktury może zresztą zachodzić pod wpływem obrotu i bez zmiany kształtu jądra. Dotychczas poznaliśmy tylko niektóre zmiany struktury, zachodzące w początkowym zakresie linii *yrast*. Obserwuje się np. systematyczny wzrost momentu bezwładności ze wzrostem spinu I . Wzrost ten nie jest jednak na ogół całkiem płynny; przy pewnych spinach jest gwałtowniejszy (tzw. zjawisko *back-bending*). Wyniki doświadczalne otrzymane dla niektórych jąder wskazują [36], że przy spinie $I \approx 40$ moment bezwładności jest już ok. dwa razy większy niż w (zdeformowanym) stanie podstawowym. Bardzo gwałtownego wzrostu momentu bezwładności (*giant back-bending*) oczekuje się w końcowe-



Rys. 11. Porównanie linii *yrast* jądra sferycznego (^{154}Er) i zdeformowanego (^{158}Dy). Dla lepszej czytelności rysunku, na osi odciętych odłożone jest $I(I+1)$, a nie I jak na rys. 9. Widać, że linia *yrast* jądra sferycznego jest mniej regularna, a przejścia pomiędzy jej stanami ok. tysiąca razy wolniejsze niż w przypadku jądra zdeformowanego [47]

części linii *yrast*, tj. gdy jądro gwałtownie będzie przechodzić od kształtu spłaszczonego do silnie wydłużonego (por. rys. 10). Przejście takie na razie nie jest obserwowane.

Z poznanych już własności jąder o wysokim spinie, warto zwrócić także uwagę na następującą sprawę. Na rys. 10 mamy do czynienia z dwoma rodzajami „obrotu”. Jeden, to „obrót” wokół osi symetrii, a drugi — wokół osi, która nie jest osią symetrii. Ten drugi, to zwykły obrót, który ma charakter kolektywny, tzn. uczestniczy w nim w sposób koherentny wiele cząstek. Widmo odpowiadające takiemu obrotowi jest bardzo regularne, a przejścia między jego poziomami — szybkie, o dużym prawdopodobieństwie. „Obrót” wokół osi symetrii zaś nie może mieć charakteru kolektywnego. W opisie kwantowym, jaki stosuje się do jądra, „obrót”, taki nie ma sensu, nie byłby on zauważalny. „Obrót” taki ma charakter czysto jednocząstkowy, tzn. spin całkowity złożony jest tu ze spinu kilku cząstek. Odpowiednie widmo *yrast* powinno więc być mniej regularne, a przejścia

między jego stanami — znacznie bardziej powolne niż przy obrocie kolektywnym. Obserwacja dwu widm odpowiadających takim przypadkom w pełni to potwierdza. Ilustruje to rys. 11, zaczerpnięty z pracy [47]. Widmo jądra ^{154}Er , które jest jądrem sferycznym w stanie podstawowym, jest bardziej nieregularne, a przejścia — ok. tysiąc razy wolniejsze (tzn. czasy życia stanów τ ok. tysiąc razy dłuższe) niż w przypadku jądra ^{158}Dy , które jest w stanie podstawowym zdeformowane.

4. Zakończenie

Już sama literatura niniejszego przeglądu wskazuje, że większość przedstawionego tutaj materiału została osiągnięta w ostatnich kilku latach. Świadczy to o dynamicznym rozwoju badań jądrowych. Do rozwoju tego przyczynił się ostatnio w dużym stopniu szybki postęp w technice przyspieszania ciężkich jonów oraz w technice jednoczesnego pomiaru wielu wielkości i to pomiaru niemal w czasie zachodzenia reakcji (pomiar „na wiązce”).

Wydaje się, że najbliższe lata będą latami dalszego wykorzystywania tych technik do badania zarówno egzotycznych stanów jądrowych, jak i samych procesów jądrowych, które do tych stanów prowadzą. Właśnie badanie wielkiej różnorodności procesów jądrowych, które zachodzą przy zderzeniu dwóch ciężkich jąder, przy wielkiej skali dostępnych dziś energii zderzenia — od części MeV do tysięcy MeV na jeden nukleon — jest obecnie jednym z najbardziej fascynujących problemów fizyki jądrowej.

Możemy oczekiwać zatem, że najbliższe lata będą latami dalszego, szybkiego postępu w fizyce jądrowej i że na następnym zjeździe fizycy uprawiający tę dziedzinę będą mogli znowu przedstawić wiele nowych, często niespodziewanych wyników.

Literatura

- [1] I. Amarel, R. Bernas, R. Foucher, J. Jastrzębski, A. Johnson, J. Teillac, H. Gauvin, *Phys. Lett.* **24B**, 402 (1967).
- [2] R. Klapisch, J. Chaumont, J. Jastrzębski, R. Bernas, G. N. Simonoff, M. Legarde, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 743 (1968).
- [3] A. G. Artukh, V. V. Avdeichikov, L. P. Chelnokov, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, V. I. Vakarov, V. V. Volkov, J. Wilczyński, *Phys. Lett.* **32B**, 43 (1970).
- [4] A. G. Artukh, V. V. Avdeichikov, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, V. V. Volkov, J. Wilczyński, *Nucl. Phys.* **A176**, 284 (1971).
- [5] Ch. Droste, W. Neubert, S. Chojnacki, T. Morek, K. F. Alexander, Z. Wilhelmi, *Nucl. Phys.* **A192**, 595 (1972).
- [6] S. Chojnacki, T. Morek, A. Korman, Z. Haratym, T. Kempisty, *Acta Phys. Pol.* **B7**, 823 (1976).
- [7] P. G. Hansen, B. Jonson, J. Żylicz, M. Alpsten, A. Appelqvist, G. Nyman, *Nucl. Phys.* **A160**, 445 (1971).
- [8] D. D. Bogdanov, A. V. Demyanov, V. A. Karnaukhov, L. A. Petrov, A. Płochocki, V. G. Subbotin, J. Voboril, *Nucl. Phys.* **A275**, 229 (1977); D. D. Bogdanov, A. V. Demyanov, V. A. Karnaukhov, M. Nowicki, L. A. Petrov, J. Voboril, A. Płochocki, *Nucl. Phys.* **A307**, 421 (1978).

- [9] A. Płochocki, G. M. Gowdy, R. Kirchner, O. Klepper, W. Reisdorf, E. Roeckl, P. Tidemand-Petersson, J. Żylicz, U. J. Schrewe, R. Kantus, R. D. von Dincklage, W. D. Schmidt-Ott, *Nucl. Phys.* **A332**, 29 (1979).
- [10] M. Ogawa, R. Broda, K. Zell, P. J. Daly, P. Kleinheinz, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 289 (1978).
- [11] P. Kleinheinz, R. Broda, P. J. Daly, S. Lunardi, M. Ogawa, J. Blomqvist, *Z. Phys.* **A290**, 279 (1979).
- [12] J. Jastrzębski, *Acta Phys. Pol.* **B3**, 397 (1972).
- [13] I. Ragnarsson, A. Sobiczewski, R. K. Sheline, S. E. Larsson, B. Nerlo-Pomorska, *Nucl. Phys.* **A233**, 329 (1974).
- [14] A. Ghiorso, J. M. Nitschke, J. R. Alonso, C. T. Alonso, M. Nurmia, G. T. Seaborg, E. K. Hulet, R. W. Lougheed, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1490 (1974); Yu. Ts. Oganessian, Yu. P. Tretyakov, A. S. Ilinov, A. G. Demin, A. A. Pleve, S. P. Tretyakova, V. M. Plotko, M. P. Ivanov, N. A. Danilov, Yu. S. Kоротkin, G. N. Flerov, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 580 (1974).
- [15] E. Ruchowska, *Postępy Fizyki* **26**, 355 (1975).
- [16] Yu. Ts. Oganessian, A. G. Demin, N. A. Danilov, M. P. Ivanov, A. S. Ilinov, N. N. Kolesnikov, B. N. Markov, V. M. Plotko, S. P. Tretyakova, G. N. Flerov, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **23**, 306 (1976).
- [17] S. G. Nilsson, J. R. Nix, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, P. Möller, *Nucl. Phys.* **A115**, 545 (1968).
- [18] A. Lukasiak, A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol.* **B6**, 147 (1975).
- [19] C. Stephan, M. Epherre, E. Cieślak, M. Sowiński, J. Tys, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1534 (1976).
- [20] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **22**, 573 (1971); **26**, 419 (1975).
- [21] S. M. Polikanov, V. A. Druin, V. A. Karnaukhov, V. L. Mikheev, A. A. Pleve, N. K. Skobelev, V. G. Subbotin, G. M. Ter-Akopian, V. A. Fomichev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **42**, 1464 (1962).
- [22] J. Jastrzębski, *Postępy Fizyki* **23**, 561 (1972); K. Pomorski, *ibid.* **27**, 207 (1976).
- [23] V. M. Strutinski, *Nucl. Phys.* **A95**, 420 (1967); **A122**, 1 (1968).
- [24] H. J. Specht, J. Weber, E. Konecny, D. Heunemann, *Phys. Lett.* **41B**, 43 (1972).
- [25] A. Sobiczewski, S. Bjornholm, K. Pomorski, *Nucl. Phys.* **A202**, 274 (1973).
- [26] D. Habs, V. Metag, H. J. Specht, G. Ulfert, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 387 (1977).
- [27] B. Nerlo-Pomorska, *Nucl. Phys.* **A259**, 481 (1976).
- [28] K. Pomorski, A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol.* **B9**, 61 (1978).
- [29] V. Metag, Physics and chemistry of fission 1979, t. 1, IAEA, Vienna 1980, str 153.
- [30] P. Möller, *Nucl. Phys.* **A192**, 529 (1972).
- [31] J. Blons, C. Mazur, D. Paya, M. Ribrag, H. Weigmann, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1282 (1978).
- [32] S. Cohen, F. Plasil, W. J. Świątecki, *Ann. Phys. (N. Y.)* **82**, 557 (1974).
- [33] M. Faber, M. Płoszajczak, A. Faessler, *Nucl. Phys.* **A326**, 129 (1979).
- [34] M. Faber, M. Płoszajczak, *Z. Phys.* **A291**, 331 (1979).
- [35] G. B. Hagemann, R. Broda, B. Herskind, M. Ishihara, S. Ogaza, H. Ryde, *Nucl. Phys.* **A245**, 166 (1975).
- [36] F. Folkmann, J. D. Garrett, G. B. Hagemann, M. N. Harakeh, B. Herskind, D. L. Hillis, S. Ogaza, H. Emling, E. Grosse, D. Schwalm, R. S. Simon, P. O. Tjom, *Nucl. Phys. A*, w druku
- [37] Z. Sujkowski, D. Chmielewska, R. V. F. Janssens, M. J. A. de Voigt, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 998 (1979).
- [38] M. J. A. de Voigt, W. J. Ockels, Z. Sujkowski, A. Zgliński, J. Mooibroek, *Nucl. Phys.* **A323**, 317 (1979).
- [39] G. Andersson, S. E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S. G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Aberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, Z. Szymański, *Nucl. Phys.* **A268**, 205 (1976).
- [40] M. Cerkowski, J. Dudek, Z. Szymański, C. G. Andersson, G. Leander, S. Aberg, S. G. Nilsson, I. Ragnarsson, *Phys. Lett.* **70B**, 9 (1977); C. G. Andersson, G. Hellstrom, G. Leander, I. Ragnarsson, S. Aberg, J. Krumlinde, S. G. Nilsson, Z. Szymański, *Nucl. Phys.* **A309**, 141 (1978).
- [41] A. Faessler, M. Płoszajczak, K. R. S. Devi, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1028 (1976).
- [42] M. Płoszajczak, A. Faessler, G. Leander, S. G. Nilsson, *Nucl. Phys.* **A301**, 477 (1978).
- [43] J. F. W. Jansen, M. J. A. de Voigt, Z. Sujkowski, D. Chmielewska, *Nucl. Phys.* **A321**, 365 (1979).

- [44] S. André, J. Genevey-Rivier, J. Treherne, J. Jastrzębski, R. Kaczarowski, J. Łukasiak, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 327 (1977).
- [45] J. C. Merdinger, F. A. Beck, T. Byrski, C. Gehringer, J. P. Vivien, E. Bożek, J. Styczeń, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 23 (1979).
- [46] F. A. Beck, E. Bożek, T. Byrski, C. Gehringer, J. C. Merdinger, Y. Schutz, J. Styczeń, J. P. Vivien, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 493 (1979).
- [47] S. Bjornholm, *Phys. Blätter* **34**, 672 (1978).

Robert W. Wilson

Bell Laboratories
Holmdel, New Jersey, USA

Kosmiczne mikrofalowe promieniowanie tła *

The cosmic microwave background radiation

Nobel Lecture, Stockholm, 8 December 1978

1. Wstęp

Radioastronomia znacznie wzbogaciła nasze możliwości zdobywania wiedzy o strukturze i dynamice Wszechświata. Jednym z najbardziej pomocnych elementów w procesie zrozumienia tych zjawisk było odkrycie mikrofalowego promieniowania tła, które uważa się za pozostałość zdarzenia o charakterze wybuchu na początku historii Wszechświata. Artykuł poniższy dotyczy historii odkrycia tego promieniowania. Zaczyna się on omówieniem radioastronomicznych technik pomiarowych. Następnie podana jest historia odkrycia promieniowania tła oraz podsumowanie naszej obecnej wiedzy o jego własnościach.

2. Metody radioastronomiczne

Radioteleskop skierowany w niebo odbiera promieniowanie nie tylko z przestrzeni, ale również z innych źródeł, np. z powierzchni Ziemi, atmosfery ziemskiej czy z części samego radioteleskopu. W Laboratoriach Bella do wykrycia mikrofalowego promieniowania tła stosowaliśmy sześciometrową (20 stóp) antenę rożkową (rys. 1) z reflektorem, nadającą się szczególnie dobrze do odróżnienia takiego jednorodnego, słabego promieniowania od innych znacznie silniejszych źródeł. Aby zrozumieć metodę pomiaru, należy najpierw przedyskutować budowę i sposób działania radioteleskopu, a zwłaszcza dwu jego najważniejszych części: anteny i odbiornika [1].

* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1978 roku w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. (Translated with permission. Copyright © 1978 by the Nobel Foundation.)

Oprócz wydawnictwa Fundacji Nobla, angielski tekst wykładu został wydrukowany także w *Rev. Mod. Phys.* **81**, 433 (1979) (Przyp. Red.).

turze 0 K, odbierałaby połowę swej czynnej powierzchni promieniowanie odpowiadające 300 K, a drugą połowę 0 K, co w rezultacie dałoby równoważną temperaturę anteny 150 K. Natomiast antena rożkowa z reflektorem odebrałaby od ziemi mniej niż 0,05 K.

Charakterystyka kierunkowa wystarcza do określenia jakości idealnej bezstratnej anteny, ponieważ taka antena nie dawałaby żadnego własnego promieniowania. Radioteleskop ogniskuje promieniowanie zimnego nieba w odbiorniku radiowym nie dodając promieniowania od siebie, tak jak zwierciadło wklęsłe może zogniskować gorące promieniowanie słoneczne i spalić kawałek papieru, samo się nie ogrzewając.

b. Odbiorniki. Odbiornik jest przyrządem do pomiaru intensywności promieniowania. Odbiornik mikrofalowy składa się z filtru wydzielającego pożądane pasmo częstotliwości oraz z detektora, którego napięcie wyjściowe jest proporcjonalne do mocy wejściowej. Na ogół detektory nie są wystarczająco czułe na małą moc odbieraną przez radioteleskopy, więc, aby zwiększyć sygnał wejściowy, przed detektorem włącza się wzmacniacz. Szum pierwszego stopnia tego wzmacniacza i linii transmisyjnej, która łączy go z anteną (źródłem wejściowym) powoduje pojawienie się wyjściowego napięcia na detektorze, nawet przy braku mocy wejściowej pochodzącej od anteny. Fluktuacje poziomu mocy tego szumu stanowią podstawowe ograniczenie czułości radiometru.

W późnych latach 50. N. E. D. Scovil i jego współpracownicy zbudowali w Laboratoriach Bella, w Murray Hill, wzmacniacze mikrofalowe o najniższym na świecie poziomie szumów — masery rubinowe z falą bieżącą [3]. Wzmacniacze te są chłodzone ciekłym helem do temperatury 4,2 K lub niższej, dają więc odpowiednio mały wkład do szumu układu. Odbiornik zawierający takie wzmacniacze może więc być bardzo czuły.

Astronomiczne źródła radiowe promieniają szum termiczny, bardzo podobny do szumu pochodzącego od gorącego opornika, toteż kalibrację odbiornika wyraża się zazwyczaj za pomocą układu termicznego. Zamiast mocy szumu, przechodzącej do odbiornika z anteny, podaje się temperaturę opornika, który dostarczałby taką samą moc szumu do odbiornika. (Odbiorniki w radioteleskopach często zawierają oporniki o znanej temperaturze służące jako kalibracyjne źródła szumów.) Ta „równoważna temperatura szumu” jest zawsze proporcjonalna do odbieranej mocy, z wyjątkiem pomiarów na mniejszych długościach fali, co będzie omawiane później.

c. Obserwacje. Aby przy pomocy radiometru zmierzyć intensywność promieniowania pozaziemskiego źródła radiowego, należy oddzielić promieniowanie badanego źródła od lokalnych szumów — pochodzących od odbiornika, ziemi, atmosfery ziemskiej i szumu samej anteny. Robi się to na ogół w ten sposób, że kieruje się antenę na zmianę na badane źródło i na sąsiedni obszar tła. Mierzy się różnicę sygnałów odbiornika pochodzących od tych dwóch obszarów, odejmując w ten sposób lokalny szum. W celu wyznaczenia absolutnej intensywności źródła konieczna jest kalibracja anteny i odbiornika lub, jak to się na ogół robi, obserwacja źródła kalibrującego o znanej intensywności.

3. Plany pomiarów radioastronomicznych przy użyciu sześciometrowej anteny rożkowej

W 1963 r., kiedy sześciometrowa antena rożkowa nie była już potrzebna do pracy z satelitą, Arno Penzias i ja zaczęliśmy przygotowywać ją do zastosowania w radioastronomii. Ktoś mógłby zapytać, dlaczego jako miejsce rozpoczęcia naszej radioastronomicz-

nej kariery zainteresowały nas Laboratoria Bella, gdzie mieliśmy do dyspozycji tylko antenę o powierzchni zbierającej równej 25 m^2 , skoro gdzie indziej dostępne były dużo większe radioteleskopy. Odpowiedź leży w specjalnych własnościach anteny rożkowej. Jej czułość, lub powierzchnia skuteczna, może być dokładnie obliczona, a ponadto zmierzona przy pomocy nadajnika oddalonego o mniej niż 1 km.

Znając te parametry anteny można używać jej, razem z wyskalowanym odbiornikiem, do pomiarów absolutnej intensywności niektórych pozaziemskich radioźródeł. Źródła te mogłyby być następnie traktowane jako wtórne standardy przez inne obserwatoria. Bylibyśmy w dodatku w stanie zidentyfikować wszystkie źródła szumu antenowego (np. wkład od promieniowania odbieranego od ziemi), co umożliwiałoby dokonanie absolutnych pomiarów tła. Do użycia z naszą anteną były przystosowane wzmacniacze maserowe z falą bieżącą co oznaczało, że dla źródeł widzianych pod kątami szerszymi niż kątowa szerokość wiązki anteny byłby to radioteleskop najczulszy na świecie.

Moje zainteresowanie w możliwościach pomiaru tła przy pomocy anteny rożkowej wynikało z tematu mojej pracy doktorskiej wykonanej pod kierunkiem J. G. Boltona w Kalifornijskim Instytucie Technologicznym (Caltech). W pracy tej zrobiliśmy mapę 31-centymetrowego promieniowania Drogi Mlecznej i badaliśmy dyskretne źródła oraz gaz rozproszony wewnątrz niej. Sporządzanie mapy zaczynaliśmy skierowując antenę na zachodnią stronę Drogi Mlecznej, a następnie, zamiast zmieniać kierunek anteny, wykorzystywaliśmy obrót Ziemi do przeszukania badanego obszaru. Dzięki temu wszystkie lokalne szумы, łącznie z promieniowaniem, które antena odbierała z powierzchni ziemi, były stałe w czasie każdego pomiaru. Jako punkt odniesienia używane były obszary o stałej jasności po obu stronach Drogi Mlecznej. Ponieważ jednak znajdujemy się wewnątrz galaktyki, nie możemy spojrzeć na nią z zewnątrz. Nie była to więc metoda całkowicie zadowalająca, ale wystarczająca do naszych celów. Pomiary niskich częstości wykazywały, że wokół naszej galaktyki istnieje rozległa, emitująca fale radiowe poświata (halo), której nie mogłem zmierzyć tą techniką. Antena rożkowa jest jednak idealnym instrumentem do pomiaru promieniowania tego halo w mniejszych długościach fali. Jednym z moich planów po przybyciu do Laboratoriów Bella było więc dokonanie takiego pomiaru.

W 1963 r. na naszej antenie zainstalowano maser emitujący promieniowanie o długości fali $7,35 \text{ cm}$ [3]. Zanim mogliśmy zacząć pomiary astronomiczne musieliśmy jednak zrobić dwie rzeczy: (1) zbudować dobry odbiornik wykorzystując $7,35$ -centymetrowy wzmacniacz maserowy, i (2) skończyć dokładne pomiary czułości naszej anteny, rozpoczęte przez D. C. Hogga. Nasze projekty obejmowały pomiar absolutnej intensywności paru astronomicznych źródeł, tradycyjnie traktowanych w radioastronomii jako wzorcowe, oraz serie przeszukiwań Drogi Mlecznej, uzupełniające moją pracę doktorską. Mieliśmy zamiar sprawdzić w czasie tej pracy możliwości pomiaru promieniowania tła daleko od Drogi Mlecznej. Spodziewaliśmy się na podstawie istniejących pomiarów w zakresie niskich częstości, że daleko od Drogi Mlecznej nasza Galaktyka powinna przy długości fali 7 cm mieć temperaturę poniżej $0,1 \text{ K}$. Taki pomiar tła dałby więc rezultat zerowy i byłby dobrym sprawdzianem możliwości pomiarowych.

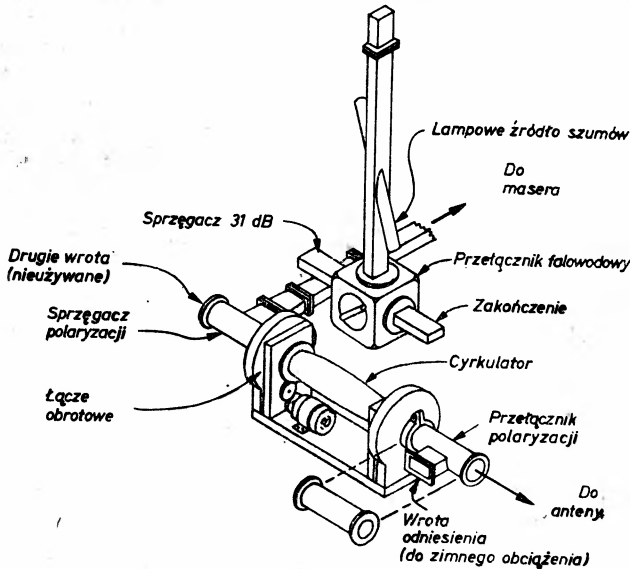
Po zakończeniu tej serii pomiarów, przy $\lambda = 7 \text{ cm}$, mieliśmy zamiar zbudować podobny odbiornik dla $\lambda = 21 \text{ cm}$. Przy tej długości fali halo galaktyczne powinno być wystarczająco silne, aby można je było zmierzyć. Moglibyśmy również zaobserwować

linię neutralnych atomów wodoru o $\lambda = 21$ cm. Planowaliśmy cały szereg pomiarów linii wodorowych, między innymi rozwinięcie tematu pracy doktorskiej Arno — poszukiwanie wodoru w gromadach galaktyk.

W czasie, kiedy budowaliśmy odbiornik dla $\lambda = 7$ cm, odwiedził nas J. Bolton, któremu przedstawiliśmy nasz program poprosiliśmy o radę. Natychmiast ocenił najtrudniejszy z naszych projektów: pomiary tła przy długości fali 21 cm — jako najważniejszy. Musieliśmy jednak najpierw uzupełnić pomiary przy $\lambda = 7$ cm.

4. Układ odbiornika

Potrzebne nam były dokładne pomiary temperatury anteny. W tym celu musieliśmy opracować metodę użycia odbiornika do porównywania temperatury anteny ze źródłem wzorcowym. Zbudowałem przełącznik, który dawał możliwość podłączenia wzmacniacza maserowego albo do anteny, albo do chłodzonego helem wzorcowego źródła szumów (zimne obciążenie), skonstruowanego przez Arno [5]. Powinno to pozwolić na dokładne



Rys. 3. Schemat przełącznika i układu kalibracyjnego. Wrota odniesienia były na ogół połączone z chłodzonym helem źródłem wzorcowym poprzez tłumnik dostarczający dodatkowych szumów

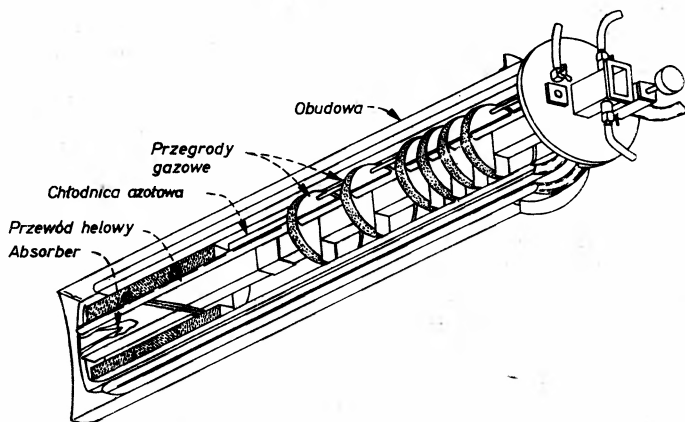
porównanie równoważnej temperatury anteny z temperaturą zimnego obciążenia, ponieważ szum pochodzący z innych części radiometru byłby stały w czasie pomiaru. Schemat tego układu kalibracyjnego [6] jest pokazany na rys. 3, a jego działanie opisujemy poniżej.

a. Przełącznik. Przełącznik do porównywania zimnego obciążenia z anteną, pokazany na rys. 3, składał się z dwu sprzęgaczy polaryzacyjnych i rotatora. Ten typ przełącznika był używany przez D. H. Ringa w licznych odbiornikach w Holmdel. Jego główne

zalety to stabilność, niskie straty oraz małe odbicie. Kołowy falowód prowadzący od anteny zawiera dwa ortogonalnie spolaryzowane mody odbierane przez antenę. Pierwszy sprzęgacz odbija jeden z modów polaryzacji liniowej z powrotem do anteny, a zamiast niego przesyła do falowodu, prowadzącego do rotatora, sygnał zimnego źródła wzorcowego. Drugi sprzęgacz wybiera jeden z dwu liniowo spolaryzowanych modów wychodzących z rotatora i sprzęga go z prostokątnym (jednomodowym) falowodem, prowadzącym do masera. Rotator polaryzacyjny jest mikrofalowym odpowiednikiem płytki półfalowej w optyce. Jest to odcinek falowodu kołowego wytłoczony w środku, tak, by przesunięcia fazowe fal biegnących w nim w dwu głównych jego płaszczyznach liniowej polaryzacji, różniły się o 180° . Obracając go mechanicznie, można obracać płaszczyznę polaryzacji przesyłanych przez niego sygnałów. W ten sposób można łączyć z maserem na zmianę antenę, lub zimne obciążenie.

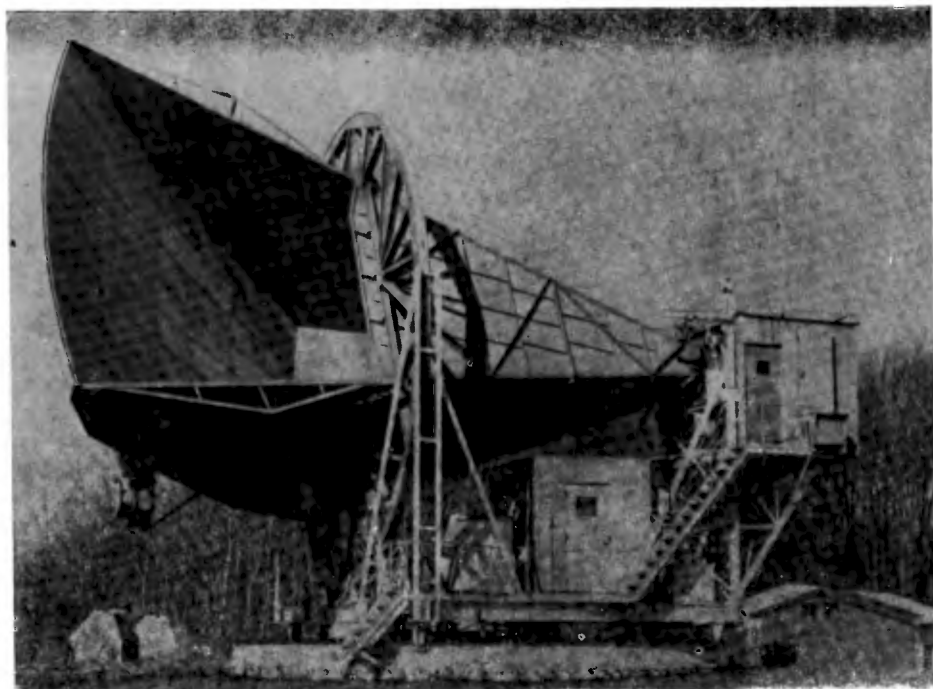
Ten typ przełącznika nie jest z istoty swojej symetryczny, ale ma bardzo małe straty i jest bardzo stabilny, dzięki czemu jego asymetria, wynosząca około 0,5 K może być dokładnie zmierzona i uwzględniona w pomiarach.

b. Wzorcowe źródło szumów. Wzorcowe źródło szumów chłodzone ciekłym helem przedstawione jest na rys. 4. Falowód o długości 122 cm, z mosiądzu o 90-procen-

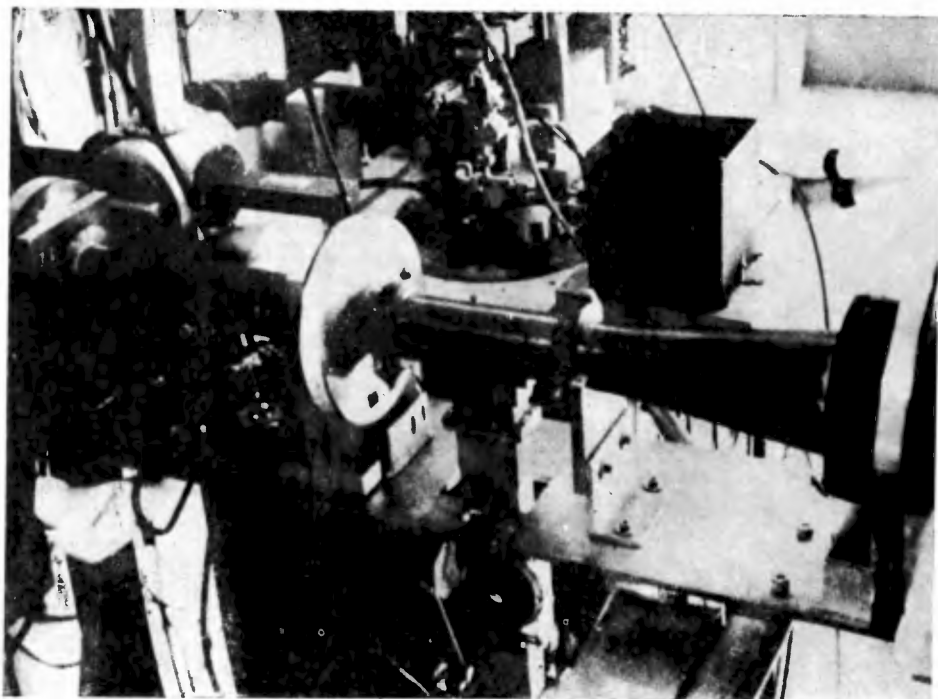


Rys. 4. Chłodzone helem źródło wzorcowe

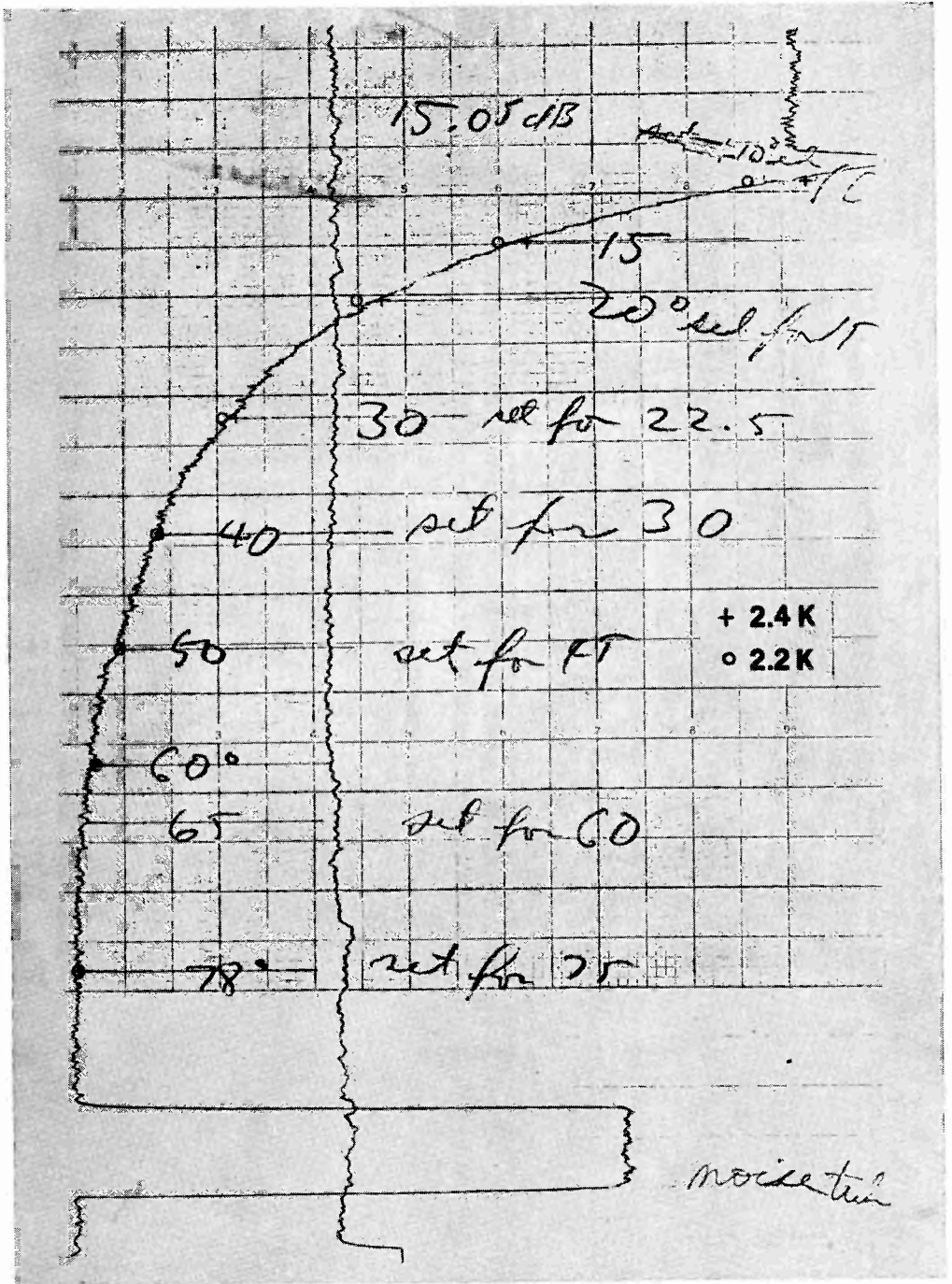
towej zawartości miedzi, łączy starannie dopasowany absorbent mikrofalowy umieszczony w ciekłym He z kołniczką o temperaturze pokojowej. Małe otwory sprawiają, że dolna część falowodu jest całkowicie wypełniona ciekłym helem, tak że absorbent znajduje się zawsze w znanej temperaturze. Okienko z mylaru umieszczone pod kątem 30° dzieli falowód na dwie części: dolną i górną, nie wypełnioną helem, i ma mały współczynnik odbicia dla mikrofal. Większość pozostałych części źródła to urządzenia kriogeniczne. Przegrody gazowe zapewniają przeciwną wymianę ciepła pomiędzy falowodem i gazowym helem, powstającym w wyniku parowania ciekłego helu, co znacznie zwiększa czas pracy z daną ilością ciekłego helu. W naszym przypadku 20 litrów ciekłego helu wystarczało na wychłodzenie źródła wzorcowego i zapewniało 20 godzin pracy.



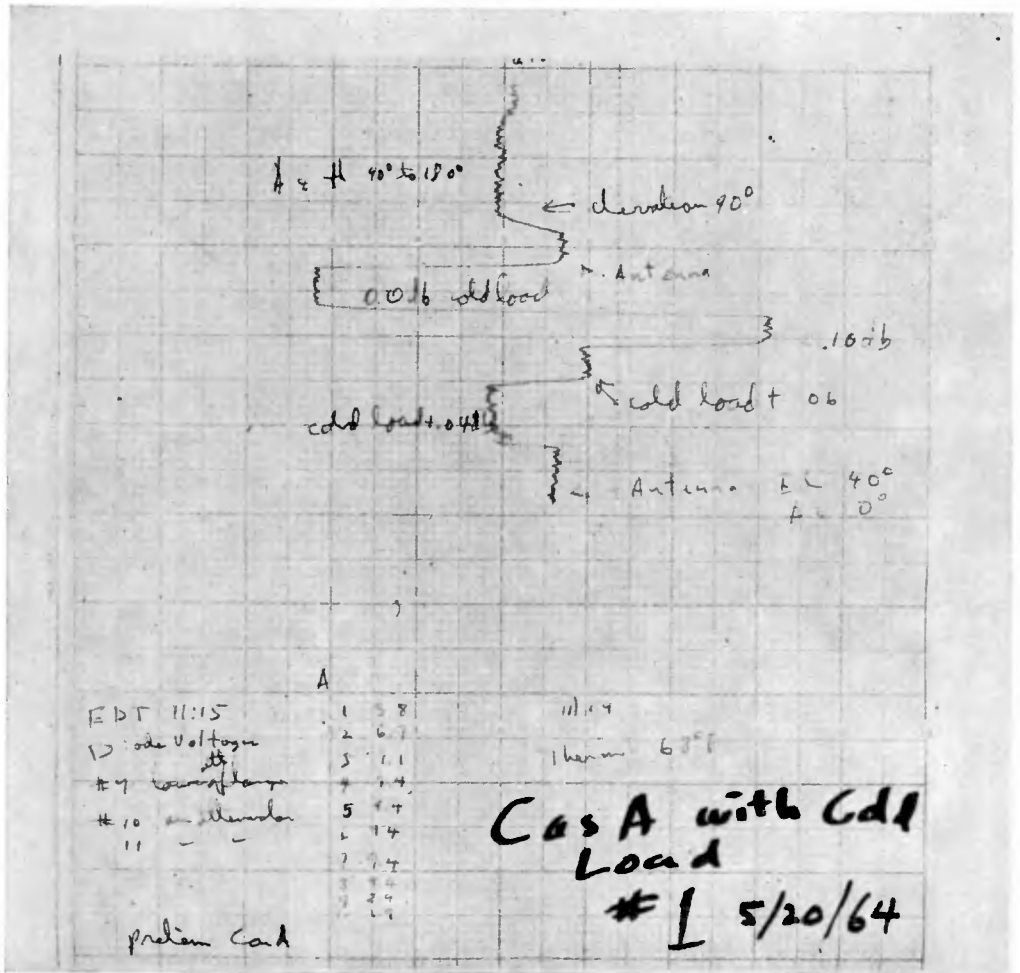
Rys. 1. Antena rożkowa z reflektorem używana przy odkryciu promieniowania relikowego



Rys. 5. Nasz 7,35-centymetrowy radiometr zainstalowany w kabynie anteny rożkowej



Rys. 7. Pomiar szumu atmosferycznego na długości fali 7,35 cm. Kółka oznaczają wyniki teoretycznych obliczeń zenitalnego promieniowania atmosferycznego o temperaturze 2,2 K a krzyżyki 2,4 K



Rys. 9. Pierwszy pomiar, który jasno wykazał obecność mikrofalowego tła. Temperatura szumu rośnie w prawo. U góry widać, że antena nachylona pod kątem 90° ma tę samą temperaturę, co zimny wzorec ze wzmocnieniem 0.04 dB (około 7,5 K). Jest to wartość znacznie wyższa niż oczekiwana: 3,3 K

Powyżej poziomu ciekłego helu ściany falowodu miały temperaturę wyższą niż 4,2 K. Promieniowanie spowodowane stratami w tym rejonie falowodu podniosłoby efektywną temperaturę źródła powyżej 4,2 K, co musiało być wzięte pod uwagę i skorygowane. W tym celu mierzyliśmy rozkład temperatury wzdłuż ścian falowodu przy pomocy szeregu termometrów diodowych i obliczaliśmy wkład od każdej części falowodu do równoważnej temperatury źródła. Obliczona w ten sposób efektywna temperatura źródła wynosiła bezpośrednio po oziębieniu około 5 K, a po upływie kilku godzin, kiedy poziom ciekłego helu obniżył się, wzrastała do 6 K. Jako sprawdzenie tej metody kalibracji, porównywaliśmy w tym czasie temperaturę anteny (z założenia stałą) z temperaturą źródła, otrzymując zgodność w granicach 0,1 K.

c. Kalibracja skali. Pomiedzy zimnym wzorcowym źródłem szumów, a wejściem odbiornika umieszczony był tłumnik. Urządzenie to miało temperaturę pokojową, mogło więc dawać dodatkowe szumy na wejściu przełącznika. Zostało ono wyskalowane w zakresie 0,1 dB co odpowiada 7,4 K dodawanego szumu.

Na rys. 3 pokazana jest również lampa szumowa, ze sprzęgaczem kierunkowym, używana jako wtórny wzorzec naszej skali temperatury.

d. Wyjściowe części odbiornika. Sygnały opuszczające wzmacniacz maserowy musiały być dalej wzmacniane przed detekcją, tak aby można było dokładnie zmierzyć ich intensywność. Nasz odbiornik zawierał mieszacz i wzmacniacz częstotliwości pośredniej 70 MHz, precyzyjny tłumnik i detektor diodowy. Sygnał wychodzący z detektora był wzmacniany i podawany na rejestrator.

e. Działanie urządzenia. Wyposażenie naszego radiometru, zainstalowane w kabine anteny rożkowej, pokazane jest na rys. 5. Ramię widoczne po prawej stronie jest częścią anteny i obraca się w kierunku pionowym razem z nią. Jest to część złącza z dwoma przegubami, dzięki któremu pozostała część wyposażenia mogła być umocowana w kabine podczas obrotu anteny. Wkład szumów pochodzących od tego złącza mógł być zmierzony w czasie, gdy złącze było umocowane nieruchomo; okazało się, że jest on zanedbywalnie mały. W regularnych odstępach czasu mierzyliśmy współczynnik odbicia głównych składowych naszego układu. Z wyjątkiem masera, którego odbicie nie mogło być zredukowane poniżej 1%, współczynnik odbicia pozostałych części utrzymywany był na poziomie mniejszym niż 0,03%. Wszystkie wejścia naszego układu falowodów znajdowały się w niskiej temperaturze, dzięki czemu powyższe odbicia powodowały zanedbywalne błędy.

5. Poprzednie obserwacje

Pierwszy układ antena rożkowa-maser z falą bieżącą został zbudowany przez De-Grasse'a, Hogga, Ohma i Scovila w 1959 r. [7], aby udowodnić możliwość łączności satelita-Ziemia na długości fali 5,3 cm. Mimo że otrzymali oni najniższą do tamtej pory temperaturę szumu 18,5 K, osiągnęli wyniki gorsze niż oczekiwano. Na rys. 6 pokazany jest ich układ z zaznaczonymi temperaturami szumu przypisywanymi każdemu składnikowi. Jak pokazaliśmy w rozdziale 2a, 2 K, na które oceniali oni temperaturę promienio-

Powyżej poziomu ciekłego helu ściany falowodu miały temperaturę wyższą niż 4,2 K. Promieniowanie spowodowane stratami w tym rejonie falowodu podniosłoby efektywną temperaturę źródła powyżej 4,2 K, co musiało być wzięte pod uwagę i skorygowane. W tym celu mierzyliśmy rozkład temperatury wzdłuż ścian falowodu przy pomocy szeregu termometrów diodowych i obliczaliśmy wkład od każdej części falowodu do równoważnej temperatury źródła. Obliczona w ten sposób efektywna temperatura źródła wynosiła bezpośrednio po oziębieniu około 5 K, a po upływie kilku godzin, kiedy poziom ciekłego helu obniżył się, wzrastała do 6 K. Jako sprawdzenie tej metody kalibracji, porównywaliśmy w tym czasie temperaturę anteny (z założenia stałą) z temperaturą źródła, otrzymując zgodność w granicach 0,1 K.

c. Kalibracja skali. Pomiędzy zimnym wzorcowym źródłem szumów, a wejściem odbiornika umieszczony był tłumnik. Urządzenie to miało temperaturę pokojową, mogło więc dawać dodatkowe szumy na wejściu przełącznika. Zostało ono wyskalowane w zakresie 0,1 dB co odpowiada 7,4 K dodawanego szumu.

Na rys. 3 pokazana jest również lampa szumowa, ze sprzęgaczem kierunkowym, używana jako wtórny wzorzec naszej skali temperatury.

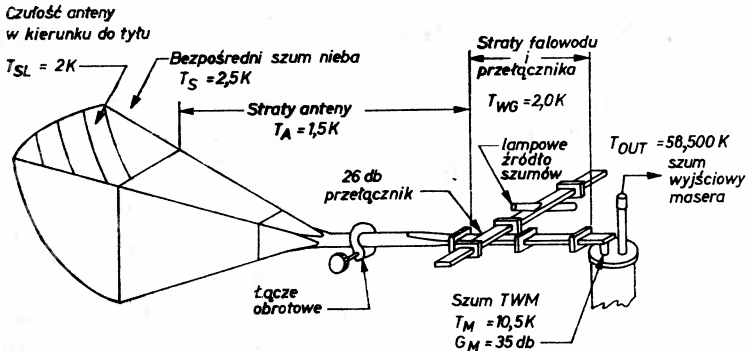
d. Wyjściowe części odbiornika. Sygnały opuszczające wzmacniacz maserowy musiały być dalej wzmacniane przed detekcją, tak aby można było dokładnie zmierzyć ich intensywność. Nasz odbiornik zawierał mieszacz i wzmacniacz częstości pośredniej 70 MHz, precyzyjny tłumnik i detektor diodowy. Sygnał wychodzący z detektora był wzmacniany i podawany na rejestrator.

e. Działanie urządzenia. Wyposażenie naszego radiometru, zainstalowane w kabine anteny rożkowej, pokazane jest na rys. 5. Ramię widoczne po prawej stronie jest częścią anteny i obraca się w kierunku pionowym razem z nią. Jest to część złącza z dwoma przegubami, dzięki któremu pozostała część wyposażenia mogła być umocowana w kabine podczas obrotu anteny. Wkład szumów pochodzących od tego złącza mógł być zmierzony w czasie, gdy złącze było umocowane nieruchomo; okazało się, że jest on zanedbywalnie mały. W regularnych odstępach czasu mierzyliśmy współczynnik odbicia głównych składowych naszego układu. Z wyjątkiem masera, którego odbicie nie mogło być zredukowane poniżej 1%, współczynnik odbicia pozostałych części utrzymywany był na poziomie mniejszym niż 0,03%. Wszystkie wejścia naszego układu falowodów znajdowały się w niskiej temperaturze, dzięki czemu powyższe odbicia powodowały zanedbywalne błędy.

5. Poprzednie obserwacje

Pierwszy układ antena rożkowa-maser z falą bieżącą został zbudowany przez De-Grasse'a, Hogga, Ohma i Scovila w 1959 r. [7], aby udowodnić możliwość łączności satelita-Ziemia na długości fali 5,3 cm. Mimo że otrzymali oni najniższą do tamtej pory temperaturę szumu 18,5 K, osiągnęli wyniki gorsze niż oczekiwano. Na rys. 6 pokazany jest ich układ z zaznaczonymi temperaturami szumu przypisywanymi każdemu składnikowi. Jak pokazaliśmy w rozdziale 2a, 2 K, na które oceniali oni temperaturę promienio-

wania, jakie antena odbiera z tyłu, jest zbyt dużą wartością. W dodatku, bezpośrednie pomiary temperatury szumu masera dały wartość o 1 K niższą, niż zaznaczona na tym rysunku. Ich układ był więc o około 3 K cieplejszy niż można by się było spodziewać. Składowa oznaczona T_S na rys. 6, jest promieniowaniem atmosfery ziemskiej, które ich antena odbierała, kiedy była skierowana prosto do góry. Zostało ono zmierzone metodą zaproponowaną przez R. H. Dicke'a [8]. Mierzy się temperaturę anteny jako funkcję



Rys. 6. Schemat niskoszumowego odbiornika używanego przez DeGrasse'a, Hogga, Ohma i Scovila w celu wykazania, że możliwe jest zbudowanie stacji naziemnej o bardzo niskim poziomie szumów. Przy każdej składowej zaznaczony jest jej wkład do całkowitej temperatury szumów w układzie

kąta jej nachylenia nad horyzontem. Promieniowanie atmosfery jest minimalne, jeżeli antena skierowana jest prosto do góry. Pochylenie anteny w kierunku horyzontu powoduje zwiększenie się całkowitej drogi sygnału przez atmosferę i, w konsekwencji, wzrost natężenia promieniowania atmosferycznego odbieranego przez antenę. Rys. 7 pokazuje wykres, który zrobiliśmy z Arno Penziasem przeszukując naszą anteną niebo od zenitu do 10° nad horyzontem. Kółka i krzyżyki oznaczają wartości zenitalnego promieniowania atmosferycznego o temperaturze 2,2 K i 2,4 K wyliczone z teoretycznego modelu atmosfery ziemskiej. Zgodność teorii i danych doświadczalnych jest bez wątpienia dobra — w naszych ocenach wielkości promieniowania atmosferycznego prawdopodobnie nie ma błędów.

Rys. 8 pochodzi z artykułu, w którym E. A. Ohm [9] opisał odbiornik używany do detekcji sygnałów odbitych od satelity Echo. Okazało się, że temperatura jego układu była o 3,3 K wyższa niż wyliczona przez dodawanie wkładów poszczególnych składowych. Podobnie, jak w poprzedniej pracy tego autora dotyczącej pomiarów na długości fali 5,3 cm, ta dodatkowa temperatura była mniejsza niż błędy pomiarowe, nie przykładano więc do niej należytej uwagi. Aby w sposób jednoznaczny stwierdzić obecność dodatkowego źródła promieniowania o temperaturze 3 K, potrzebne były dokładniejsze techniki pomiarowe. Tę dodatkową dokładność uzyskano w następnych pomiarach przez zastosowanie kombinacji przełącznika i źródła wzorcowego, nie stosowanej w układach łącznościowych.

TABLE II — SOURCES OF SYSTEM TEMPERATURE

Source	Temperature
Sky (at zenith)	$2.30 \pm 0.20^\circ\text{K}$
Horn antenna	$2.00 \pm 1.00^\circ\text{K}$
Waveguide (counter-clockwise channel)	$7.00 \pm 0.65^\circ\text{K}$
Maser assembly	$7.00 \pm 1.00^\circ\text{K}$
Converter	$0.60 \pm 0.15^\circ\text{K}$
Predicted total system temperature	$18.90 \pm 3.00^\circ\text{K}$

the temperature was found to vary a few degrees from day to day, but the lowest temperature was consistently $22.2 \pm 2.2^\circ\text{K}$. By realistically assuming that all sources were then contributing their fair share (as is also tacitly assumed in Table II) it is possible to improve the over-all accuracy. The actual system temperature must be in the overlap region of the measured results and the total results of Table II, namely between 20 and 21.9°K . The most likely minimum system temperature was therefore

$$T_{\text{system}} = 21 \pm 1^\circ\text{K}.*$$

The inference from this result is that the „+” temperature possibilities of Table II must predominate.

Rys. 8. Wycinek z artykułu E. A. Ohma na temat odbiornika Echo, z którego widać, że temperatura układu była 3,3 K wyższa niż przewidywano

6. Nasze obserwacje

Rys. 9 jest reprodukcją pierwszego zapisu działania naszego układu. Na dole znajduje się spis napięć termometrów diodowych, z których mogliśmy wyznaczyć równoważną temperaturę zimnego wzorca. Moc (lub temperatura) rośnie w prawo. Środkowa część wykresu odpowiada sytuacji, kiedy maser przyłączony jest do zimnego wzorca. Zmiana 0,1 dB odpowiada zmianie temperatury o 6,6 K, a więc odległość od pików do pików jest mniejsza niż 0,2 K. Górna część wykresu odpowiada sytuacji, kiedy maser jest dołączony do anteny i ma temperaturę mniej więcej taką samą, jak temperatura zimnego wzorca plus 0,04 dB. Całkowita temperatura układu wynosi więc około 7,5 K. Był to wynik niepokojący.

Temperatura anteny powinna być sumą wkładu atmosferycznego (2,3 K), promieniowania ścian anteny i ziemi (1 K). W poprzednich eksperymentach mierzona była tylko temperatura całego układu, nie można więc było zdecydować, skąd pochodzi dodatkowa temperatura. My mieliśmy teraz możliwość bezpośredniego porównywania anteny z zimnym wzorcem i musieliśmy przypisać dodatkową temperaturę antenie. Gdybyśmy opuścili jakieś straty, zimne źródło mogłoby być cieplejsze niż obliczaliśmy, ale nie zimniejsze niż 4,2 K (temperatura ciekłego helu). Antena była co najmniej o 2 K cieplejsza. Przed wyjaśnieniem „problemu anteny”, planowany 21-centymetrowy pomiar tła nie był możliwy. Rozważaliśmy szereg przyczyn tej nadwyżki temperatury i sprawdzaliśmy je, o ile to tylko było możliwe. Były to:

a) W tym czasie niektórzy astronomowie uważali, że mikrofalowa absorpcja atmosfery ziemskiej jest mniej więcej dwa razy większa niż wartość, którą przyjęliśmy — in-

nyymi słowy „temperatura nieba” z rys. 6 i 8 wynosiłaby ok. 5 K, a nie 2,5 K. Z pomiarów, takich jak pokazany na rys. 7, wynikało jednak, że przyjmowana przez nas wartość 2,5 K jest właściwa.

b) Rozważaliśmy możliwość odbierania anteną ciepła wytwarzanego przez skupiska ludzkie. Kiedy jednak skierowaliśmy antenę na Nowy Jork, albo w dowolnym innym kierunku na horyzoncie, temperatura anteny nie podnosiła się ponad wartość temperatury ziemi.

c) Rozważaliśmy promieniowanie naszej galaktyki. Nasze pomiary emisji z płaszczyzny Drogi Mlecznej dobrze zgadzały się z wartościami oczekiwanyymi z ekstrapolacji pomiarów w niskich częstotliwościach. Podobne ekstrapolacje dla najzimniejszej części nieba (daleko od Drogi Mlecznej) przewidywały ok. 0,02 K na naszej długości fali. Co więcej, każdy wkład galaktyczny powinien również zmieniać się z położeniem, a my widzieliśmy zmiany tylko w okolicach Drogi Mlecznej, co było konsyistentne z pomiarami na niskich częstotliwościach.

d) Jako źródło naszego promieniowania musieliśmy również wykluczyć dyskretne pozaziemskie radioźródła, ponieważ mają one widma podobne do widm galaktyki. Stosuje się do nich ta sama ekstrapolacja pomiarów niskoczęstotściowych. Najsilniejsze dyskretne źródło dawało temperaturę anteny równą ok. 7 K.

Wydawało się więc, że została nam już tylko antena jako źródło dodatkowych szumów. Używając standardowej teorii falowodów, obliczyliśmy wkład opornościowych szumów odpowiadających 0,9 K. Częścią anteny powodującą największe straty było jej przewężenie zrobione z kształtowanego galwanicznie mosiądzu. Zbadaliśmy podobne falowody w laboratorium i obliczyliśmy straty wynikające z niedoskonałych warunków powierzchniowych, które w nich znaleźliśmy. Pozostała część anteny była zrobiona z nitowanych blach aluminiowych. Mimo że właściwie nie spodziewaliśmy się żadnych kłopotów z tamtej strony, martwił nas fakt, że nie umiemy oceniać strat na nitowanych złączach. Para gołębi miała zwyczaj przesiadywać na małej części dyszy, tam, gdzie łączy się ona z kabiną. Pokryły one jej wnętrze białym nalotem, charakterystycznym dla wszystkich miejskich dachów. Wyszliśmy gołębie i wyczyściliśmy antenę, ale otrzymaliśmy tylko nieznaczne obniżenie jej temperatury.

Przez jakiś czas żyliśmy z problemem temperatury anteny, koncentrując się na pomiarach, w których nie była ona bardzo ważna. Razem z Dave Hoggiem [10] zrobiliśmy bardzo dokładne pomiary wzmocnienia, a z Arnem chcieliśmy przed dalszym rozmontowaniem anteny uzupełnić absolutne pomiary strumienia.

Na wiosnę 1965 r., kiedy pomiary strumienia były skończone [5], dokładnie wyczyściliśmy antenę i przykryliśmy aluminiową taśmą wszystkie nitowane połączenia. Wynikiem była tylko nieznaczna redukcja temperatury anteny. Wyjęliśmy również gardziel anteny i sprawdziliśmy ją bardzo dokładnie, ale okazało się, że jest w porządku.

W ten sposób minął prawie rok. Skoro temperatura anteny nie zmieniała się w tym czasie, mogliśmy wykluczyć następne dwa ewentualne źródła dodatkowego szumu: (1) Wszystkie źródła z układu słonecznego, które rok temu znajdowały się „blisko” nas, powinny się w tym czasie oddalić; powinniśmy zaobserwować zmianę w temperaturze anteny. (2) W 1962 r. eksplozja jądrowa na dużej wysokości wypełniła pasy Van Allena zjonizowanymi cząstkami. Ponieważ znajdowały się one w dużej odległości od powierzchni

Ziemi, promieniowanie pochodzące od nich nie wykazywało tej samej zależności kątowej, co promieniowanie atmosfery i mogło być nie zidentyfikowane. Po roku jednak, intensywność promieniowania tego źródła powinna być znacznie zredukowana.

7. Identyfikacja

Ciąg wydarzeń, który doprowadził do rozwiązania naszej zagadki, zaczął się pewnego dnia, kiedy Arno rozmawiał z Bernardem Burke z MIT na całkiem inny temat i przypadkiem wspominał o naszym niewytłumaczalnym szumie. Bernie przypomniał sobie, że słyszał o teoretycznej pracy P. J. E. Peeblesa z grupy R. J. Dicke'a w Princeton na temat promieniowania we Wszechświecie. Arno zadzwonił do Dicke'a, który przysłał nam kopię preprintu tej pracy. Peebles, idąc za sugestią Dicke'a, obliczył, że jeżeli Wszechświat jest obecnie w fazie ekspansji, to powinien być wypełniony reliktywnym promieniowaniem ciała doskonale czarnego o temperaturze 10 K. Peebles był poinformowany o wynikach Hogga i Semplaka [11], którzy mierzyli promieniowanie atmosferyczne dla fal o długości 6 cm używając systemu DeGrasse'a i innych, i wywnioskował, że obecna temperatura promieniowania Wszechświata powinna być niższa niż temperatura ich układu, czyli 15 K. Zaznaczył również, że Dicke, Roll i Wilkinson są właśnie w trakcie ustawiania eksperymentu mającego na celu pomiar tego promieniowania.

Krótko po wysłaniu preprintu Dicke i jego współpracownicy odwiedzili nas, aby przedyskutować nasze wyniki i obejrzeć wyposażenie. Zgodziliśmy się na jednoczesną publikację dwu komunikatów w *Astrophysical Journal* — jednego na temat teorii z Princeton [12] i drugiego na temat naszych pomiarów dodatkowej temperatury z Laboratoriów Bella [13]. Arno i ja, ostrożnie nie zamieściliśmy w naszym komunikacie żadnej wzmianki na temat teorii promieniowania reliktywnego, ponieważ nie uczestniczyliśmy w pracach nad jej sformułowaniem. Co więcej, uważaliśmy, że nasz pomiar jest niezależny od tej teorii i może przetrwać dłużej niż ona. Byliśmy oczywiście zachwyceni, że tajemniczy szum pojawiający się w naszej antenie miał jakieś wyjaśnienie, tym bardziej że było to wyjaśnienie o tak znaczących implikacjach kosmologicznych. Nasz nastrój jednak można było jeszcze przez jakiś czas określić jako ostrożny optymizm.

8. Wyniki

Podczas przygotowywania wyżej wspomnianej publikacji ostatecznie sprawdziliśmy antenę, aby upewnić się, że nie łapiemy stale 3 K od ziemi. Używaliśmy w tym celu nadajnika umieszczonego w różnych odległościach od anteny. Nadajnik sztucznie zwiększał jasność gruntu na długości fali naszego odbiornika do poziomu wystarczająco wysokiego, aby można go było zmierzyć. Mimo że pomiary listków charakterystyki anteny odpowiadających kierunkowi do tyłu nie były bardzo dokładne, była to metoda wystarczająco dobra, aby zmierzyć ich średni poziom. Poziom ten, znaleziony w teście był tak niski, jak oczekiwaliśmy i wykazywał zanedbywalny wkład ziemi do temperatury anteny.

Kolumna po prawej stronie rys. 10 pokazuje ostateczne wyniki tych pomiarów. Liczby po lewej były otrzymane później, w 1965 r., z nowym przewężeniem anteny rożkowej. Od całkowitej temperatury anteny odjeliśmy znane źródła strat i otrzymaliśmy wynik $3,4 \pm 1$ K. Ponieważ błędy w tym eksperymencie nie są statystyczne, jako wartość błędu przyjęliśmy sumę maksymalnych błędów wszystkich źródeł. Maksymalny błąd pomiarowy (1 K) był znacznie mniejszy niż wartość mierzona: można więc wierzyć w prawdziwość tego wyniku. W pierwszym artykule zaznaczaliśmy: „To dodatkowe promieniowanie jest, z dokładnością do błędu pomiarowego, izotropowe, niespolaryzowane i nie wykazuje sezonowych zmian”. Mimo że nie było to stwierdzone explicite, błędy pomiaru izotropii i polaryzacji nie zależały od większości błędów wymienionych w tabeli na rys. 10 i wynosiły ok. 10% lub 0,3 K.

		NOWA DYSZA	STARA DYSZA
TEMPERATURA HE	4,22	4,22	
OBLICZONY WKŁAD FALOWODU ZIMNEGO WZORCA	0,38	$0,70 \pm 0,2$	
WZMACNIACZ	<u>2,73</u>	<u>$2,40 \pm 0,1$</u>	
CAŁKOWITA TEMPERATURA ZIMNEGO WZORCA	7,33	$7,32 \pm 0,3$	$6,7 \pm 0,3$
ATMOSFERA		$2,3 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,3$
STRATY ANTENY I FALOWODU		$1,8 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,3$
LISTKI TYLNE		<u>$0,1 \pm 0,1$</u>	<u>$0,1 \pm 0,1$</u>
CAŁKOWITA TEMPERATURA ANTENY		$4,2 \pm 0,7$	$3,3 \pm 0,7$
TŁO		$3,1 \pm 1$	$3,4 \pm 1$

Rys. 10. Wyniki naszych pomiarów mikrofalowego tła z 1965 r. „Stara dysza” i „Nowa dysza” odnoszą się do oryginalnej i wymienionej części mosiężnej naszej anteny

W tym czasie mogliśmy w przybliżeniu wyznaczyć kształt widma promieniowania tła przez porównanie naszej wartości 3,5 K z 74-centrymetrowym przeglądem północnego nieba zrobionym w Cambridge przez Pauliny-Totha i Shakeshafta [14]. Minimalna temperatura ich mapy wynosiła 16 K. Widmo nie było więc bardziej strome niż $\lambda^{0.7}$ w obszarze długości fali różniących się o czynnik 10. Ta zależność wykluczała wszelkie radioźródła znane w tym czasie ponieważ wszystkie one miały widma zależące od λ jak $\lambda^{2.0}$ – $\lambda^{3.0}$. Poprzedni pomiar, zrobiony w Laboratoriach Bella na długości fali 6 cm, wykluczał widmo rosnące bardzo szybko w kierunku krótszych fal.

9. Potwierdzenie wyników

Po naszym spotkaniu eksperymentalna grupa z Princeton zaczęła przystosowywać swoją aparaturę do pomiaru promieniowania tła rzędu 3 K zamiast 10 K.

Pierwsze potwierdzenie istnienia mikrofalowego tła kosmicznego pochodziło jednak

z pomiarów całkowicie innego typu. Pomiar ten był w rzeczywistości zrobiony 30 lat wcześniej przez Adamsa i Dunhana [15–20]. Adams i Dunhan odkryli kilka słabych linii absorpcyjnych promieniowania widzialnego pochodzącego z obszaru międzygwiazdowego zidentyfikowanych później jako linie cząsteczek CH, CH⁺ i CN. W przypadku CN zaobserwowano absorpcję związaną nie tylko ze stanem podstawowym, ale i z pierwszym stanem rotacyjnie wzbudzonym. McKellar [21], używając danych Adamsa dotyczących populacji tych dwu stanów, obliczył, że temperatura wzbudzenia CN wynosi 2,3 K. To przejście rotacyjne pojawia się na długości fali 2,64 mm, blisko maksimum widma promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze 3 K. Krótco po odkryciu promieniowania tła G. B. Field [22] i S. Shklovsky [23] oraz P. Thaddeus [24], idąc za sugestią N. J. Woolfa, niezależnie doszli do wniosku, że CN jest w równowadze z promieniowaniem tła. (Tam gdzie znajdują się te cząsteczki nie ma innego możliwego źródła wzbudzenia.) Oprócz stwierdzenia obecności niezerowego tła, pomiar ten bezpośrednio potwierdził fakt, że promieniowanie reliktowe jest zbliżone do promieniowania ciała doskonale czarnego o długościach fali większych niż fale odpowiadające maksimum widma. Zasugerował on również, że dla krótkich fal wykres intensywności odchodzi od zależności $\lambda^{1/2}$ oczekiwanej w długofalowym obszarze widma (widmo Raleigha–Jeansa) i osiąga kształt prawdziwego widma promieniowania ciała doskonale czarnego (widmo Plancka). W 1966 r., Field i Hitchcock [22] opublikowali wyniki nowych pomiarów przy użyciu płytek Herbiga dla ζ Oph i ζ Per — otrzymali wartości temperatury wzbudzenia: $3,22 \pm 0,15$ K i $3,0 \pm 0,6$ K. Thaddeus i Clauser [24] z pomiarów przy użyciu nowych płytek otrzymali wartości $3,75 \pm 0,5$ K dla ζ Oph. Obie grupy zgadzały się, że głównym źródłem wzbudzenia CN jest promieniowanie tła. W grudniu 1965 r. Roll i Wilkinson [25] opublikowali wyniki pomiaru: $3,0 \pm 0,5$ K, przy długości fali 3,2 cm; był to pierwszy pomiar potwierdzający wyniki mikrofalowe. Niedługo potem Howell i Shakeshaft [26] podali wartość $2,8 \pm 0,6$ K przy długości 20,7 cm [21], a później ukazał się nasz wynik przy długości fali 21,1 cm [27]: $3,2 \pm 1$ K. W połowie 1966 roku termiczny charakter promieniowania tła był dobrze stwierdzony w obszarze widma od 2,6 mm od 21 cm.

10. Wcześniejsza teoria

Wspomniałem poprzednio, że pierwsze eksperymentalne stwierdzenie istnienia kosmicznego promieniowania tła otrzymano (ale nie zidentyfikowano właściwie) długo przed rokiem 1965. Wkrótce dowiedzieliśmy się, że teoretycznie przewidziano jego istnienie co najmniej 16 lat przed naszym odkryciem. George Gamow, chcąc opisać proces formowania się galaktyk wyliczył warunki panujące we wczesnym Wszechświecie [28]. Mimo że obliczenia te nie były całkiem poprawne, wynikało z nich z całą pewnością, że wczesne stadium Wszechświata musiało być bardzo gorące, w przeciwnym bowiem wypadku cały wodór zostałby zamieniony na pierwiastki cięższe. Co więcej, gęstość promieniowania w tym gorącym, wczesnym Wszechświecie musiała być wyższa niż gęstość materii. Obecne pozostałości tego promieniowania nie były brane pod uwagę w tej wczesnej pracy. Jednak w 1949 roku, Alpher i Herman [29] prześledzili zmiany temperatury

promieniowania od wczesnego, gorącego Wszechświata do epoki dzisiejszej i przewidywali wartość 5 K. Zauważyli oni, że obecna gęstość tego promieniowania nie jest dobrze zbadana eksperymentalnie. W 1953 roku ukazała się praca Alpher, Follina i Hermana [30] uważana później za pierwszą, prawdziwie nowoczesną analizę wczesnej historii Wszechświata. Nie próbowali jednak obliczać, ani nawet nie wspominali w tej pracy o obecnej temperaturze promieniowania Wszechświata.

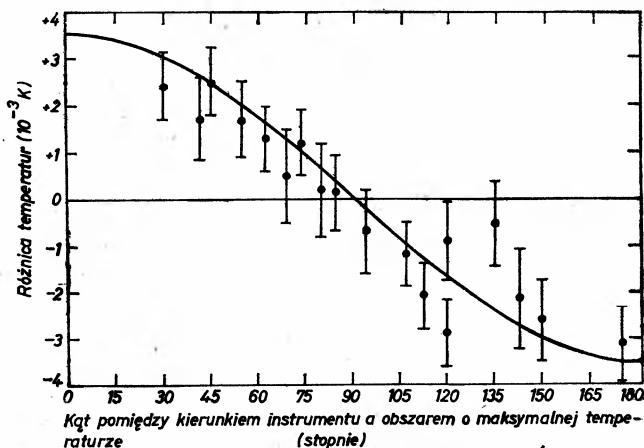
W 1964 roku Doroshkevich i Novikov [31, 23] przeprowadzili obliczenia promieniowania relikтового i doszli do wniosku, że powinno ono mieć widmo ciała doskonale czarnego. Zacytowali nawet artykuł Ohma na temat odbiornika Echo, ale źle go zrozumieli i wyciągnęli z niego wniosek, że temperatura Wszechświata jest teraz bliska zeru.

Bardziej wyczerpujące omówienie tych wczesnych teorii podane jest w wykładzie Arno [33].

11. Izotropia

Przypisując jedną wartość temperaturze promieniowania we Wszechświecie teorii powyższe zakładają, że będzie ona taka sama we wszystkich kierunkach. Zgodnie z obecnie obowiązującymi poglądami, ostatnie rozpraszanie kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła miało miejsce, kiedy Wszechświat liczył milion lat — niedługo przedtem, zanim elektrony i jądra połączyły się w neutralne atomy („rekombinacja”). Izotropia tego promieniowania jest więc miarą izotropii Wszechświata w tym czasie i izotropii jego ekspansji od tamtej pory. Przed rekombinacją promieniowanie determinowało zachowanie Wszechświata i masa Jeansa, czyli masa najmniejszych grawitacyjnie stabilnych układów była większa niż masa gromad galaktyk. Galaktyki mogły się więc uformować dopiero w okresie, który nastąpił po rekombinacji.

W 1967 roku Rees i Sciama [34] zasugerowali, że należy szukać wielkoskalowych anizotropii w promieniowaniu tła, które mogą być pozostałościami po anizotropii Wszech-



Rys. 11. Wyniki eksperymentu Smoota, Gorensteina i Mullera wykazujące wyraźną cosinusoidalną zależność jasności promieniowania tła, wynikającą z faktu, że Ziemia ma pewną prędkość względem tego promieniowania. Kółkami oznaczone są dane Woody'ego i Richardsa

świata w okresie przed rekombinacją. Przejrzeliśmy raz jeszcze stare taśmy, co pozwoliło stwierdzić, że ewentualne fluktuacje nie mogą być większe niż 0,1 K [35]. Niedługo potem Wilkinson i Partridge [36] przeprowadzili specjalny eksperyment w celu znalezienia anizotropii, w wyniku którego otrzymana przez nas maksymalna wielkość fluktuacji została obniżona do 0,01 K. Następnie seria pomiarów [37, 38, 39] wykazała 24-godzinną anizotropię spowodowaną ruchem Ziemi względem promieniowania tła. Dane z najbardziej do tej pory dokładnego pomiaru [40] pokazane są na rys. 11. Wykazują one cosinusoidalną anizotropię o amplitudzie 0,003 K, co świadczy o tym, że promieniowanie tła ma maksymalną temperaturę w jednym kierunku, a minimalną w przeciwnym. Ogólnie zaakceptowanym wyjaśnieniem tego efektu jest, że Ziemia porusza się w kierunku obszarów, gdzie promieniowanie jest najgorętsze, i że przesunięcie w kierunku nadfioletu zwiększa mierzoną temperaturę promieniowania w tym kierunku. Prędkość Słońca względem promieniowania według Smoota i wsp. [40] wynosi $390 \pm 60 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ w kierunku $10.8^{\text{h}} \text{ R. A.}, 5^{\circ} \text{ Dec}$. Wartość tej prędkości nie jest niespodzianką, ponieważ $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ jest prędkością obiegu Słońca wokół naszej galaktyki. Kierunek jest jednak inny, co daje dziwną wartość prędkości galaktyki — około $600 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Inne bliskie galaktyki, łącznie z gromadą Virgo, mają małe prędkości względem naszej galaktyki, a więc względem promieniowania poruszają się razem z nią. Dziwne jest, że masa zawarta w tak dużej przestrzeni ma tak dużą prędkość względem materii, która po raz ostatni rozproszyła promieniowanie tła. Po odjęciu anizotropii 24-godzinnej, można szukać bardziej subtelnych anizotropii promieniowania, na przykład w celu ustalenia eksperymentalnych granic prędkości obrotu Wszechświata [40]. Z dokładnością do szumów o temperaturze 0,001 K anizotropie te są równe zeru.

Drobnoskalowych anizotropii nie znaleziono do dzisiaj. Wielokrotnie przeprowadzane były badania mające na celu wykluczenie dyskretnych radioźródeł, jako źródeł promieniowania tła. W najbardziej do tej pory czułym eksperymencie (Boynton i Partridge [41]) stwierdzono, że względne zmiany intensywności są mniejsze niż $3,7 \cdot 10^{-3}$ w wiązce o szerokości $80'' \text{ Arc}$. Aby uzyskać taką zgodność, w modelu uwzględniającym dyskretne źródła, liczba źródeł musiałaby być parę rzędów wielkości razy większa niż znana liczba galaktyk.

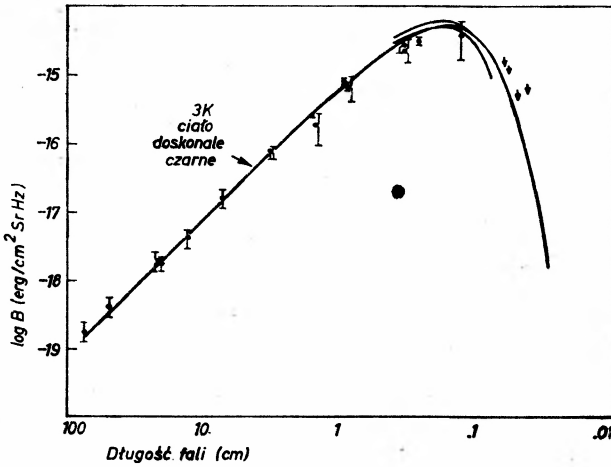
Sunyaev i Zeldovich [42] obliczyli również, że w kierunku gromad galaktyk powinno się obserwować obniżenie intensywności promieniowania tła spowodowane przez odwrotne rozpraszanie Comptona na elektronach z gazu międzygalaktycznego. Efekt ten, potwierdzony eksperymentalnie przez Birkinshawa i Gulla [43], pozwala mierzyć gęstość gazu międzygalaktycznego w gromadach galaktyk i może dać możliwość niezależnego pomiaru stałej Hubble'a.

12. Widmo

Od 1966 r. zrobiono dużą liczbę pomiarów intensywności promieniowania tła w długościach fali od 74 cm do 0,5 mm. Pomiarów te były przeprowadzone z powierzchni Ziemi, szczytów gór, samolotów, balonów i rakiet. Co więcej, powtórzone zostały optyczne pomiary cząsteczek gazu międzygwiazdowego i ich milimetrowego promieniowania, co pozwoliło stwierdzić równowagę poziomów ich wzbudzenia z promieniowaniem tła [44].

Na rysunku 12 pokazana jest większość wyników tych pomiarów [45]. Seria pomiarów z Princeton pokrywa widmo od 3,2 do 0,33 cm wykazując dobrą zgodność z widmem ciała doskonale czarnego o temperaturze 2,7 K [46–49]. Serie raketowych i balonowych pomiarów w milimetrowej i submilimetrowej części widma skupiają się wokół temperatury 3 K. Dane Robsona i innych [50] oraz Woddy'ego i Richardsa [51] rozciągają się od 0,8 mm, daleko poza maksimum widma. Najnowszy eksperyment (D. Woddy i P. Richards) daje dobre dopasowanie do widma 3 K w długościach fali aż do 0,8 mm z górnymi granicami w oknach atmosferycznych do 0,4 mm.

Wszystko to pozwala stwierdzić, że promieniowanie tła ma widmo ciała doskonale czarnego, co byłoby trudno przypisać jakiegokolwiek innemu źródłu promieniowania kosmicznego. Jego źródło musiało być optycznie grube i musiało istnieć wcześniej, niż



Rys. 12. Widmo kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła

wszystkie radioźródła obecnie obserwowane. Dane spektralne są teraz wystarczająco dokładne, aby można je było przetestować w celu znalezienia systematycznych odchyień od widma ciała doskonale czarnego o stałej temperaturze. Odchylenia te mogłyby być spowodowane przez drobne odstępstwa od najprostszych modeli kosmologicznych. Danese i DeZotti [52] ogłosili, że z wyjątkiem danych Woody'ego i Richardsa, dane spektralne z rys. 12 nie wykazują żadnych statystycznie znaczących odchyień tego typu.

13. Wnioski

Kosmologia jest dziedziną nauki, która ma do dyspozycji tylko niewiele faktów doświadczalnych. Odkrycie kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła dodało jeden taki fakt — obecną wartość temperatury promieniowania Wszechświata. Odkrycie to spowodowało jednak znaczne poszerzenie naszej wiedzy kosmologicznej, ponieważ wy-

maga ono przyjęcia teorii kosmologicznej z jakimś źródłem promieniowania we wcześniejszym okresie istnienia Wszechświata i jest nowym testem dla opisu tego okresu. Dokładniejsze pomiary tego promieniowania na pewno pozwolą dodać następne fakty do wiedzy o Wszechświecie.

Praca, którą opisałem, była zrobiona wspólnie z Arno Penziasem. W czasie 15 lat naszej współpracy był on dla mnie stałym źródłem pomocy i zachęty. Chciałbym podziękować W. D. Langerowi i Elisabeth Wilson za uważne przeczytanie rękopisu i zasugerowanie zmian.

Tłumaczyła

Joanna Dąbrowska

Centrum Badań Kosmicznych PAN
Warszawa

Literatura

- [1] Bardziej szczegółowe omówienie anten radioteleskopów i odbiorników można znaleźć w licznych podręcznikach. Rozdziały 6 i 7 książki J. D. Krausa *Radio Astronomy* (McGraw-Hill 1966) są dobrym wprowadzeniem do tego tematu.
- [2] A. B. Crawford, D. C. Hogg, L. E. Hunt, *Bell Syst. Tech. J.* **40**, 1095 (1961).
- [3] R. W. DeGrasse, E. O. Schultz-DuBois, H. E. D. Scovil, *Bell Syst. Tech. J.* **38**, 305 (1959).
- [4] W. J. Tabor, J. T. Sabilia, *Bell System Tech. J.* **42**, 1863 (1963).
- [5] A. A. Penzias, *Rev. Sci. Instrum.* **36**, 68 (1965).
- [6] A. A. Penzias, R. W. Wilson, *Astrophys. J.* **142**, 1149 (1965).
- [7] R. W. DeGrasse, D. C. Hogg, E. A. Ohm, H. E. D. Scovil, *Proc. Nat. Electronics Conf.* **15**, 370 (1959).
- [8] R. Dicke, R. Beringer, R. L. Kyhl, A. V. Vane, *Phys. Rev.* **70**, 340 (1946).
- [9] E. A. Ohm, *Bell System Tech. J.* **40**, 1065 (1961).
- [10] D. C. Hogg, R. W. Wilson, *Bell Syst. Tech. J.* **44**, 1018, (1965).
- [11] D. C. Hogg, R. A. Semplak, *Bell Syst. Tech. J.* **40**, 1331, (1961).
- [12] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, D. T. Wilkinson, *Astrophys. J.* **142**, 414 (1965).
- [13] A. A. Penzias, R. W. Wilskon, *Astrophys. J.* **142**, 420 (1965).
- [14] I. I. K. Pauliny-Toth, J. R. Shakeshaft, *Monthly Nat. Roy. Astron. Soc.* **124**, 61 (1962).
- [15] W. S. Adams, *Astrophys. J.* **93**, 11 (1941).
- [16] W. S. Adams, *Astrophys. J.* **97**, 105 (1943).
- [17] T. Dunham, Jr, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **49**, 26 (1937).
- [18] T. Dunham, Jr, *Proc. Amer. Philos. Soc.* **81**, 277 (1939).
- [19] T. Dunham, Jr, *Publ. Amer. Astron. Soc.* **10**, 123 (1941).
- [20] T. Dunham, Jr, W. S. Adams, *Publ. Amer. Astron. Soc.* **9**, 5 (1937).
- [21] A. McKellar, *Publ. Dominion Astrophys. Obs. (Canada)* **7**, 251 (1941).
- [22] G. B. Field, J. L. Hitchcock, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 817 (1966).
- [23] I. S. Shklovsky, *Astron. Circular* No. **364**, Acad. Sci. USSR 1966.
- [24] P. Thaddeus, J. F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 819 (1966).
- [25] P. G. Roll, D. T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1195 (1967).
- [26] T. F. Howell, J. R. Shakeshaft, *Nature* **210**, 138 (1966).
- [27] A. A. Penzias, R. W. Wilson, *Astron. J.* **72**, 315 (1967).
- [28] G. Gamow, *Nature* **162**, 680 (1948).

- [29] R. A. Alpher, R. C. Herman, *Phys. Rev.* **75**, 1089 (1949).
- [30] R. A. Alpher, J. W. Follin, R. C. Herman, *Phys. Rev.* **92**, 1347 (1953).
- [31] A. G. Doroshkevitch, I. D. Novikov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **154**, 809 (1964).
- [32] A. G. Doroshkevich, I. D. Novikov, *Soviet. Phys. Dokl.* **9**, 111 (1964).
- [33] A. A. Penzias, Nobel Lecture, 1978. (Patrz także *Rev. Mod. Phys.* **51**, 111 (1979) oraz *Postępy Fizyki* **31**, 117 (1980) — (przyp. tłum.)).
- [34] M. J. Rees, D. W. Sciama, *Nature* **213**, 374 (1967).
- [35] R. W. Wilson, A. A. Penzias, *Science* **156**, 1100 (1967).
- [36] D. T. Wilkinson, R. B. Partridge, *Nature* **215**, 719 (1967).
- [37] E. K. Coklin, *Nature* **222**, 971 (1969).
- [38] P. S. Henry, *Nature* **231**, 516 (1971).
- [39] B. E. Corey, D. T. Wilkinson, *Bull. Astron. Astrophys. Soc.* **8**, 351, (1976).
- [40] G. F. Smoot, M. V. Gorenstein, R. A. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 898 (1977).
- [41] P. E. Boynton, R. B. Partridge, *Astrophys. J.* **181**, 243, (1973).
- [42] R. A. Sunyaev, Y. B. Zeldovich, *Comments Astrophys. Space Phys.* **4**, 173 (1972).
- [43] M. Birkinshaw, S. F. Gull, *Nature* **275**, 40 (1978).
- [44] A. A. Penzias, K. B. Jefferts, R. W. Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 772 (1972).
- [45] Wszystkie dane z rys. 11 były cytowane przez Danese'a i DeZottiego [52], z wyjątkiem 13 cm pomiaru. T. Othoshiego (*IEEE Trans. Instrum. Meas.* **24**, 174 (1975)). Ja używałem milimetrowych pomiarów Woody'ego i Richardsa [51] i, aby uniknąć nieporozumień, opuściłem dane Robsona [50].
- [46] D. J. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1195 (1967).
- [47] R. A. Stokes, R. R. Partridge, D. J. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1199 (1967).
- [48] P. E. Boynton, R. A. Stokes, D. J. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 462 (1968).
- [49] P. E. Boynton, R. A. Stokes, *Nature* **247**, 528 (1974).
- [50] E. I. Robson, D. G. Vickers, J. S. Huizinga, J. E. Beckman, P. E. Clegg, *Nature* **551**, 591 (1974).
- [51] D. P. Woody, P. L. Richards, informacja prywatna.
- [52] L. Danese, G. DeZotti, *Astron. Astrophys.* **68**, 157 (1978).

W S P O M N I E N I A — R O C Z N I C E

Zdzisław Wilhelmi

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Życie i dzieło Andrzeja Sołtana — W dwudziestą rocznicę śmierci *

Life and Work of Andrzej Sołtan — On the 20th Anniversary of His Death

Już wkrótce, za dwa, a może za trzy lata z murów Uniwersytetu Warszawskiego zacznie wchodzić w świat pokolenie fizyków urodzonych w tym samym roku, w którym rozstał się z życiem Andrzej Sołtan — jeden z najwybitniejszych wychowanków i profesorów tej Uczelni.

W ciągu dwudziestu lat, jakie minęły od jego śmierci, uczniowie Profesora przeszli długą drogę zaczęta pod jego przewodnictwem, zdobyli szlify oficerów nauki, sami pasowali nowych kawalerów fizyki, nowych doktorów, docentów, profesorów, a ci znowu z kolei zaczynają posyłać w naukowe szranki swoich wychowanków. Licząc więc pokoleniami promocji doktorskich ma Andrzej Sołtan już swych prawnuków w fizyce. Prawnuków, którzy go nie znali i nigdy nie widzieli.

Sądzę, że w dwudziestą rocznicę jego śmierci, ci, którzy najdłużej i najbliżej z nim współpracowali, a więc pewno i najlepiej go znali, powinni przypomnieć swym młodszym kolegom życie i dzieło człowieka tak zasłużonego dla nauki polskiej. Mam nadzieję, że referat ten przybliży nieco tę postać — jedną z bardziej malowniczych w długim poczcie polskich fizyków.

Andrzej Maria Antoni Stanisław hrabia Sołtan — czytamy w metryce — przyszedł na świat w Warszawie 25 listopada roku 1897. Nie ma już tego domu na ulicy Czackiego, w którym rodzina państwa Sołtanów zajmowała jedno z pięter. Ojciec — Wiktor Sołtan wywodzący się ze zubożałej magnackiej rodziny — umarł, gdy Andrzej miał 7 lat, głową domu stała się więc matka, pani Amelia z domu Weyssenhoff — rodzona siostra znakomitego pisarza Józefa. Sytuacja materialna wdowy, która prócz Andrzeja miała jeszcze

* Referat wygłoszony dn. 10 grudnia 1979 r. w Warszawie, podczas uroczystej Sesji Naukowej poświęconej upamiętnieniu dwudziestej rocznicy śmierci Andrzeja Sołtana. Sesja zorganizowana została przez Polskie Towarzystwo Fizyczne (zob. *Postępy Fizyki* 31, 191 (1980)) (przyp. Red.).

dwoje dzieci, nie była najlepsza. Majątek, Brzostowica, położony gdzieś w Grodzieńskim, oddany w ręce kuzynów, nie przynosił dochodów. Na szczęście pomagała zamożniejsza rodzina. Mały Jędrus otrzymał bardzo staranne wychowanie. Naukę „pobierał” w domu, a później w prywatnym gimnazjum im. Zygmunta Wielopolskiego, znanym także pod nazwą Gimnazjum św. Stanisława Kostki. We wspomnieniach kolegów szkolnych Andrzeja, do których udało mi się dotrzeć w mych biograficznych poszukiwaniach, pozostał on jako chłopiec cichy, bardzo poważny i skupiony. Był, jak mi mówiono, jednym z najlepszych uczniów w klasie. Celujący w fizyce i matematyce, nie wybijał się w przedmiotach humanistycznych, którym nigdy nie okazywał szczególnego zainteresowania. Już wtedy był bardzo religijny i pobożny. Od życia społecznego stronił i trzymał się z dala zarówno od wszelkich kółek samokształceniowych, literackich, jak i nielegalnych stowarzyszeń paramilitarnych, które podówczas rozwijały się bujnie wśród młodzieży warszawskiej nastrojonej na wysoką nutę patriotyczną. Mimo tej powściągliwej postawy, na której na pewno odcisnął się wpływ matki — kobiety bardzo stanowczej i apodyktycznej, a przy tym przesadnie drżącej o swoje dzieci, był Jędrus Sołtan lubiany przez kolegów i szanowany, choć żadnych bliskich przyjaciół w swej szkole nie miał.

Po maturze, którą uzyskał w 1915 roku — pierwszym roku wojny — wyjechał do Rosji, do Piotrogradu (taka była w latach 1914—1924 oficjalna nazwa Petersburga) i tu wstąpił do Korpusu Paziów. Do tej ekskluzywnej szkoły wojskowej przyjmowani byli jedynie synowie carskich generałów, dygnitarzy, arystokracji. Dla jej absolwentów otwarta była służba w Gwardii. Nie sądzę, by motywem tego kroku młodego maturzysty była chęć robienia kariery wojskowej w służbie cara, nie przypuszczam także, by snobizm grał tu jakąś rolę. Korpus Paziów, jak myślę, miał ustrzec ukochanego syna pani Amelii przed służbą frontową. I zadanie to spełnił: niedoszły oficer Gwardii nie powąchał prochu ani na froncie, ani w lutowych walkach petersburskich w obronie cara przed rewolucją i gdy tylko wojna się skończyła, wrócił do Warszawy. Zaczyna się jednak wkrótce nowa zawierucha i Polska, w zaraniu swej niepodległości, przeżywa półtoraroczną wojnę ze Związkiem Radzieckim. Andrzej Sołtan nie walczy na froncie, ale jest zmobilizowany do służby pomocniczej.

Kiedy na dobre zamilkły już działa i kraj zaczął nowe życie, Sołtan przywdział białą czapkę studenta Uniwersytetu Warszawskiego. Zaczął od astronomii, ale wkrótce przeniósł się na fizykę i tu, jeszcze jako początkujący student, został asystentem.

Studia ukończył w 1926 roku. Uzyskał od razu stopień doktora filozofii, nie dawano bowiem w owym czasie stopnia magistra w Uniwersytecie Warszawskim. Doktorat był pierwszym tytułem naukowym, a przyznawano go na podstawie odbytych studiów i przedstawionej rozprawy doktorskiej będącej oryginalną pracą badawczą.

Wykonywał ją Sołtan w Zakładzie Fizyki na Hożej pod kierunkiem prof. Pieńkowskiego, założyciela i kierownika tego Zakładu. Dotyczyła ona widm pasmowych rtęci, które w owym czasie były przedmiotem szczególnego zainteresowania ze względu na pozorną sprzeczność, jaka występowała tu pomiędzy teorią a doświadczeniem. Otóż rtęć w stanie pary lub gazu jest jednoatomowa, zaś atomy nie mogą być nośnikami widm pasmowych. Już we wcześniejszej, debiutanckiej swej pracy Sołtan wykazał, że pasma obserwowane w widmie pary rtęci przez różnych autorów zjawiają się jedynie w mieszaninie tej pary z wodorem. Wyrzcił wtedy przypuszczenie, że nośnikiem pasm jest nie-

trwała cząsteczka wodoru rtęci, HgH. W swej pracy doktorskiej postawił sobie za cel zbadanie warunków występowania owych pasm, to jest warunków termodynamicznych tworzenia się ich nośników; chodziło więc przede wszystkim o poznanie wpływu ilości składników niezależnych czyli wodoru i pary rtęci, oraz wpływu temperatury. Praca dostarczyła ważkich argumentów przemawiających za tym, że nośnikiem obserwowanych pasm jest istotnie związek HgH, który rozpada się w podwyższonej temperaturze.

W rok po doktoracie uzyskał Sołtan, dzięki staraniom swego promotora, stypendium Fundacji Rockefellera na wyjazd do Francji. Przebywał tam jeden rok w laboratorium Maurice'a de Broglie'a w Paryżu, pracując nad spektroskopią widm atomowych w bardzo słabo podówczas zbadanym obszarze pośrednim pomiędzy nadfioletem i promieniowaniem X. Wraz z Francuzem J. Thibaut opracował wtedy metody wzbudzania emisji tych widm i ich badania za pomocą odbiciowej siatki dyfrakcyjnej. Plonem tej pracy było m. in. stwierdzenie istnienia prążków wzbronionych (związanych z przejściami bez zmiany głównej liczby kwantowej) oraz przedłużenie wykresu Moseleya w dziedzinie pośredniej.

Po powrocie z Paryża w r. 1928 objął 30-letni Sołtan stanowisko adiunkta w swym macierzystym Zakładzie; piastował je do roku 1939 — to jest w ciągu 11 lat. Na szczęście nie istniał wtedy przepis o rotacji młodej kadry naukowej.

Z funkcją adiunkta w wyższej szkole wiązały się w owym czasie rozmaite obowiązki administracyjne i organizacyjne. Były one szczególnie liczne i trudne w takim prężnym ośrodku naukowym jak Zakład Fizyki na Hożej, pod kierownictwem niezmiernie dynamicznego szefa — Pieńkowskiego. Zakład rozwijał się i rozbudowywał szybko, a pracownicy mieli pełne ręce roboty.

Nie myślmy jednak, że młody doktor Sołtan nie widział świata bożego poza pracą i że harował od świtu do nocy pod czujnym a surowym okiem profesora. Echo życia, toczącego się wtedy w Zakładzie na Hożej, dobiegło do mnie, gdym przeglądał znalezione w dokumentach pozostałych po Sołtanie — kuplety nieznanego mi autorstwa pisane widać z okazji jednej z „szopek” Zakładu.

Występują w tych wesołych wierszykach różne osoby oznaczone literkami, które łatwo rozszyfrować jako ówczesnych pracowników Zakładu. Jest tam A. J. — Aleksander Jabłoński, W. K. — Władysław Kapuściński, K. N.-J. — Konrad Narkiewicz-Jodko i wielu innych A oto co śpiewa pan adiunkt oznaczony literkami A. S.:

„Tracę tutaj tylko czas,
Trzeba już z tym skończyć raz!
Profesor, tenis, Zosia, praca,
Jabłoński głowę mi zawraca,
Korekta, ćwiczenia, randka, kawa...
Niech pani nie będzie taka ciekawa!
Dwutlenek, wekselek, Roentgen, szklarz —
Oto los adiunkta masz.
Co wypijem, to dla nas!
W „Satyrze” miło płynie czas,
Olszówka, taksówka, drukarnia, kino.
Ciągłe mi nożyczki giną.
Na tym mój wierszyk kończę mały,
Żeby się dudki dziwowały.”

Na to odzywa się panna Zosia, — Z. D.

„On to jest adiunkt w swej osobie
I z eversharpem w butonierce.
Dla niego tylko tu przychodzę,
Ku niemu biegnie moje serce.
Cieszę się kiedy jest wesoly
I konam, gdy jest w złym humorze.
On jest naprawdę taki śliczny,
Jak tylko hrabia bywać może”.

Mimo tych wyczerpujących zajęć na korcie tenisowym i w barze „pod Satyrem”, znajdował dr Andrzej czas i na fizykę. Przekonać się o tym można sięgając do pierwszego tomu *Acta Physica Polonica* z roku 1932. Znajdujemy tam informacje o ciekawej pracy Sołtana — próbie wykrycia wpływu wiązań chemicznych na współczynnik pochłaniania promieniowania X. Polegała ona na sprawdzeniu prawa addytywności tych współczynników w zastosowaniu do związków chemicznych. Pomiaru wykonano dla wody, tlenu i wodoru i stwierdzono, że w granicach błędów eksperymentalnych (bardzo małych) prawo to pozostaje w mocy.

W tym samym roku akademickim 1932/33 otrzymał Sołtan po raz drugi stypendium Rockefellera i wyjechał za granicę, tym razem do Stanów Zjednoczonych. Bardzo ważny w jego życiu był ten rok spędzony w Pasadenie w Kellog Radiation Laboratory tworzącym część California Institute of Technology. Wtedy to zetknął się po raz pierwszy z fizyką jądrową, której miał pozostać wierny do końca życia.

W Pasadenie powstały najwybitniejsze jego prace. Wraz z dwoma amerykańskimi kolegami — Cranem i Lauritsenem otrzymał Sołtan po raz pierwszy neutrony przez bombardowanie substancji prędkimi jonami przyspieszonymi w laboratorium. Po raz pierwszy, bo aż do tego czasu neutrony — te cząstki, odkryte przez Chadwicka bardzo niedawno, w tym samym roku — otrzymywane były za pomocą ciał alfa-promieniotwórczych, a mianowicie w reakcji ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$.

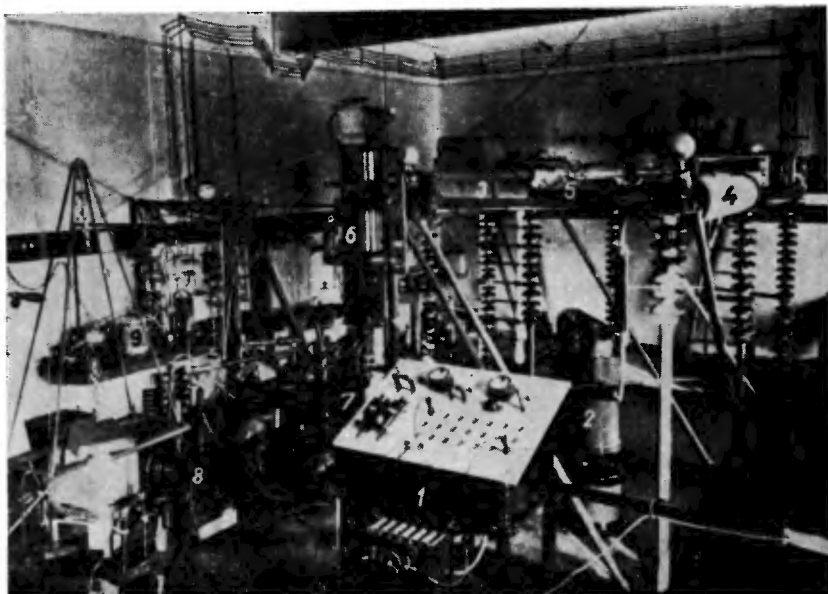
Zastosowanie przez Sołtana jonów helu przyspieszanych w akceleratorze typu Cockrofta-Waltona do energii 1 miliona elektronowoltów pozwoliło uzyskać wielokrotnie silniejsze strumienie neutronów. Wykryli oni wtedy również dwie nowe reakcje produkujące neutrony, a mianowicie $\text{Li}(d, n)\text{Be}$ oraz $\text{Be}(d, n)\text{B}$.

Prace te wywołały duże zainteresowanie w świecie i przyczyniły się do dalszego rozwoju fizyki jądrowej, bowiem reakcje wykryte przez Sołtana i jego kolegów stały się najczęściej stosowanym źródłem otrzymywania neutronów o dużym natężeniu. Znaczenie ich zmalało dopiero z chwilą zbudowania reaktorów atomowych.

Po powrocie do Warszawy Sołtan podjął na nowo pracę w Zakładzie na Hożej, nie zerwał jednak z fizyką jądrową i z tematyką, z którą tak owocne kontakty nawiązał w Ameryce. Musiał zacząć jednak od tworzenia warunków do pracy eksperymentalnej, a mianowicie od budowy akceleratora. Zużył na to parę lat, w ciągu których mógł korzystać z dorywczej tylko pomocy jednego mechanika zakładowego, pana Brandla, jednego fizyka, mgra Leopolda Jurkiewicza. Wiele elementów aparatury wykonywał własnoręcznie — był zresztą świetnym technikiem i znał różne rzemiosła: szklarstwo, ślusarstwo, umiał dobrze toczyć, frezować. W roku 1937 praca była zakończona. Ten pierwszy polski akce-



Andrzej Sołtan, maturzysta (rok 1915)



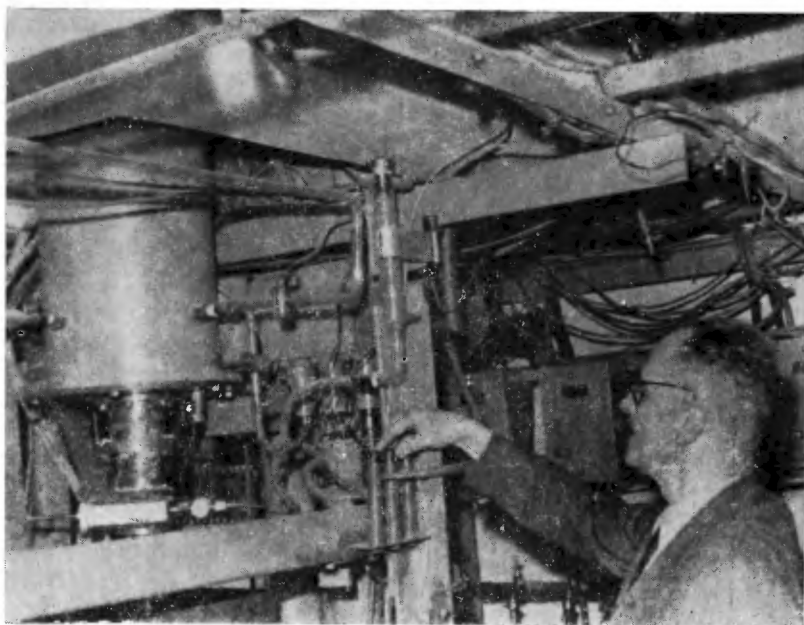
Pierwszy polski akcelerator zbudowany przez dra Andrzeja Sołtana w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa, ul. Hoża 69 (rok 1937)



Dr Andrzej Sołtan z córką Magdą w Skolimowie pod Warszawą (rok 1944)



Prof. Andrzej Sołtan z żoną i dziećmi Magdą i Adamem na ulicy Warszawy (rok 1948)



Prof. A. Soltan w „kiesonie” akceleratora kaskadowego Katedry Atomistyki (rok 1955)



Prof. A. Soltan w czasie wizyty w laboratorium prof. Wekslera, Bolszaja Wołga (rok 1956)

lerator będący generatorem kaskadowym typu Greinachera z rurą próżniową o konstrukcji wzorowanej na lampach rentgenowskich pozwalał przyspieszać jony deuteru do energii około 400 keV. Prąd wiązki sięgał 200 μ A.

Urządzenie to służyło Sołtanowi i jego kolegom Cichockiemu i Wertensteinowi jako generator szybkich neutronów. Wytwarzali je w reakcji bombardowania litu deutronami. Za pomocą tego akceleratora wykonano kilka prac. Najciekawsza z nich wydaje mi się ta, którą Sołtan robił z Wertensteinem, a opublikował w *Nature* w 1938 roku.

Pozwolę sobie tu przypomnieć jednym zdaniem osobę Ludwika Wertensteina. Ten starszy od Sołtana o lat 10 fizyk, były asystent Marii Skłodowskiej-Curie, był kierownikiem Pracowni Radiologicznej im. Mirosława Kernbauma Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, gdzie prowadził pierwsze w Polsce prace nad promieniotwórczością naturalną i wzbudzoną.

We wspomnianych badaniach Sołtana i Wertensteina zostało stwierdzone, że względne prawdopodobieństwo wytworzenia izotopu ^{80}Br w jednym z dwóch stanów izomerycznych zależy od prędkości neutronu, który wywołuje reakcję prowadzącą do wytworzenia tych izomerów. Wiąże się to z faktem, że mogą przy tym zachodzić dwie reakcje: reakcja (n, γ) w izotopie ^{79}Br oraz reakcja $(n, 2n)$ w izotopie ^{81}Br .

Akcelerator Sołtana służył mu również w badaniach, które stały się podstawą jego habilitacji odbytej tuż przed wybuchem wojny, w czerwcu 1939 roku. Stosując jako miarę natężenia wiązek neutronowych promieniotwórczość wzbudzoną w różnych detektorach progowych (Cu, Al, Hg), zmierzył Sołtan przekrój czynny nuklidów na rozpraszanie neutronów w paru przedziałach energii oraz wyznaczył przybliżone wartości tzw. prawdopodobieństwa przyłgnięcia neutronów do jąder atomowych. Wyniki tych badań okazały się zgodne z ogłoszonymi nieco wcześniej rezultatami innych autorów (Grahame i Seaborg).

Już przed uzyskaniem habilitacji rozstał się Sołtan z Uniwersytetem i przeniósł się do przemysłu, do Polskich Zakładów Phillipsa, gdzie wraz ze stanowiskiem kierownika Laboratorium Badań Fizycznych ofiarowano mu, jak fama głosiła, pensję dwa razy wyższą od tej, jaką pobierał w Uniwersytecie jego dotychczasowy szef — profesor Pieńkowski. Nie wiem, czy wysoka gaża stanowiła główny motyw tej ważnej decyzji, ale pieniądze były mu wtedy z pewnością potrzebne, bowiem postanowił właśnie przerwać swój stan starokawalerski (miał już 42 lata) i poślubić znacznie od siebie młodszą koleżankę, fizyczkę, uroczą pannę Martę Euzebię Kowalewską. Ślub odbył się 14 sierpnia, a 1 września na Warszawę spadły bomby niemieckie. Zaczęła się wojna.

Działalność Zakładów Phillipsa została tylko na krótko zawieszona i po pewnym czasie mógł Sołtan wrócić do swej ulubionej pracy eksperymentalnej, kierując Laboratorium Badań Fizycznych podjął on na marginesie innych zajęć, związanych z głównym profilem technicznym Zakładów, budowę małego cyklotronu. Pracy tej jednak nie zakończył. Urządzenie zostało w czasie powstania wywiezione przez Niemców wraz z innym sprzętem Zakładów do Wiednia i tam uległo zniszczeniu podczas bombardowania miasta.

W tych ponurych latach okupacji Uniwersytet Warszawski zszedł do podziemi, lecz żył nadal. W kronikach naszej Uczelni opisujących te czasy można znaleźć wiadomość o Sołtanie: wykładał on fizykę na pierwszym roku tajnych studiów Wydziału Lekarskiego, a także Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego.

Wybuch powstania warszawskiego zastał państwa Sołtanów w Skolimowie pod Warszawą, skąd Andrzej dojeżdżał, zwykle rowerem (w miesiącach letnich), do pracy na ulicę Karolkową. Rodzina liczyła już wtedy cztery osoby — była już Magdalenka i Adam, a pani Marta spodziewała się trzeciego dziecka. Doktor Sołtan nie związany z żadną wojskową organizacją podziemną mógł pozostać przy swej rodzinie i wkrótce cała czwórka znalazła schronienie w budynkach Zakładu Phillipsa na Karolkowej, które znajdowały się na terenach pozostających w czasie powstania w rękach niemieckich. Niemcy podjęli wkrótce decyzję o ewakuacji z terenów Warszawy skazanej na całkowitą zagładę niektórych ważnych obiektów przemysłowych. I tak 2 września, przy iluminacji umierającej w płomieniach Warszawy, przy akompaniamencie coraz rzadszej perkusji cekaemów i granatów odjeżdżał w kierunku Wiednia pociąg ewakuacyjny, a w nim, wśród ocalałej garstki polskiego personelu Zakładów Phillipsa, rodzina dra Sołtana.

Po kilku miesiącach pobytu w Wiedniu, gdzie pani Sołtanowa urodziła drugiego syna, Wojciecha, rodzina przeżywa wkroczenie do miasta zwycięskiej Armii Czerwonej. W parę dni po zakończeniu wojny opuszczają Sołtanowie Wiedeń i po wielu perypetiach wracają do kraju dymiącego jeszcze oparami wojny. Po krótkim etapie krakowskim osiadają w Łodzi. Tu, w sierpniu 1945 r. Andrzej Sołtan został powołany na Katedrę Fizyki Wydziału Elektrycznego nowo powstającej Politechniki Łódzkiej. Wtedy to właśnie, w tym samym roku, zostałem — będąc studentem III roku — jego asystentem. I od tej chwili przez 14 lat, do końca jego życia blisko z nim współpracowałem.

Trudny to był okres dla Sołtana — te pierwsze lata powojenne, lata łódzkie. Sfatygowanym rowerem dojeżdżał codziennie do swej Katedry, która mieściła się w kilku pokojach na pierwszym piętrze ponurego pofabrycznego budynku przy ulicy Gdańskiej. Miał wtedy kilka asystentów. Był wśród nich adiunkt Eugeniusz Dmochowski, panie Halina Juraszyńska i Jadwiga Mońka, był inż. Stefan Nowicki i ja. Później przybyli inni. Wielka była bieda z przyrządami i trudno było uruchomić pracownie dydaktyczne. Ale już wtedy próbował Sołtan rozpocząć badania naukowe. Już wtedy w 1946 lub 1947 roku, pełen energii i młodzieńczego optymizmu rozpoczął przy pomocy głównie mgra E. Dmochowskiego i inż. S. Nowickiego budowę generatora elektrostatycznego, pierwszego w Polsce „Van de Graaffa”. Akcelerator ten uruchomiony około 1952 roku służył do przyspieszania elektronów do energii około 400 keV. Nie odegrał on jednak większej roli jako narzędzie badań: zbudowany w ciasnym pokoju na pierwszym piętrze niezabronionego budynku nie mógł, oczywiście, pracować normalnie — brakło i osłon i niezbędnej przestrzeni do prac eksperymentalnych; ale jakie to było wspaniałe mobilizujące zadanie dla jego jeszcze bardzo niedoświadczonych asystentów, jakaż pyszna dla nich okazja, by się zapalić ogniem namiętności do fizyki!

A tym ogniem płonął Sołtan całe życie. Płonął tak, że się to widziało: nie ukrywał, że zawód fizyka ceni wyżej niż jakąkolwiek inną ludzką działalność, że uprawiać fizykę — to najwyższe powołanie. I sądzę, że właśnie w dużej mierze dzięki tej swoistej dumie — choć na pewno także dzięki żywej inteligencji, świetnej pamięci i pracowitości — cieszył się wielkim autorytetem naukowym. Jego utrwaleniu sprzyjały na pewno także i bardzo wysokie kryteria, jakie stosował przy ocenie wszelkiej działalności intelektualnej. Zdobył również dużą popularność w szerokich warstwach społeczeństwa. Zawdzięczał ją głównie

swemu uczestnictwu — w charakterze obserwatora delegowanego przez Rząd Polski — w pokazach próbnym wybuchów atomowych na Bikini.

Próbując uruchomić program badawczy w owym niełatwym okresie łódzkim dał Sołtan z pewnością dowód nie tylko swej przedsiębiorczości, optymizmu i ofiarnego stosunku do nauki, ale także i wielkiej pracowitości. Otóż przeglądając materiały archiwalne, jakie po nim pozostały, natknąłem się na karteczkę z rokładem jego zajęć w roku akademickim 1945/46. Trudno uwierzyć, ale miał on w tym czasie 19 godzin wykładów tygodniowo — w Politechnice i Uniwersytecie Łódzkim. Do tego dochodziły jeszcze godziny konsultacyjne.

W Łodzi mieszkał dwa lata. Wraz z nominacją na „profesora nadzwyczajnego fizyki doświadczalnej II UW” przeniósł się do Warszawy, dokąd niebawem, w roku 1948, ściągnął i mnie ofiarowując mi stanowisko starszego asystenta w swej Katedrze Atomistyki, która właśnie w tym roku zaczęła się formować. Z Łodzią nie stracił jednak kontaktu i odbywał cotygodniowe podróże na trasie Warszawa—Łódź—Warszawa aż do roku 1953, kiedy ja po nim objąłem Katedrę w Politechnice i sam zacząłem oscylować między tymi miastami.

Powrót Sołtana do Warszawy otworzył w jego życiu okres wielkich zadań. Były to lata rozruchu fizyki jądrowej w Polsce. A zaczynać trzeba było niemal od zera. Spuścizną makabrycznych rządów niemieckich w naszym kraju były ruiny doszczętnie ograbionych laboratoriów, popioły bibliotek, tragiczne luki po uczonych pomordowanych w obozach zagłady, poległych na polach walki. Z Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, który w okresie przedwojennym doszedł do rangi jednego z najwybitniejszych w świecie ośrodków badań fizycznych w optyce atomowo-molekularnej, pozostały tylko puste mury. Wraz z całym wyposażeniem naukowym Zakładu także i generator neutronowy Sołtana został wywieziony do Niemiec.

Wskreszenie fizyki „na Hożej” było zadaniem iście herkulesowym w tym nieszczęsnym kraju, gdzie wszystko czekało na odbudowę, a brakowało i materiałów, i narzędzi, i ludzi wykształconych. Zadanie to podjął Stefan Pieńkowski z garstką najbliższych współpracowników. Był wśród nich profesor Sołtan. Ożyła najpierw optyka, później przyszła kolej i na fizykę jądra atomowego.

Już w chwili kreowania Katedry Atomistyki w 1948 roku rozumieliśmy wszyscy, że trzeba zaczynać od tworzenia bazy aparaturowej. Wokół Sołtana skupiła się grupka młodych, zapalonych inżynierów różnej specjalności oraz fizyków. W surowych warunkach prymitywnego laboratorium, gdy brakło wszystkiego oprócz entuzjazmu zaczęła się pod wodzą Sołtana, chałupniczym sposobem prowadzona, budowa pierwszej w Polsce aparatury jądrowej — komór jonizujących, liczników neutronowych, przeliczników, źródeł neutronowych itd.

Szukając środków materialnych niezbędnych dla prowadzenia tych prac przyjął Profesor współpracę z Ministerstwem Obrony Narodowej. Czytałem jego list do MON-u z roku 1947; pisał w nim:

„Fizyka Jądra Atomowego w praktycznych zastosowaniach związanych z zagadnieniem obrony winna być rozwijana w dwóch następujących kierunkach:

1. Opracowanie metod zapewniających możliwe zmniejszenie skuteczności działania bomby atomowej;

2. Wytwarzanie takiej bomby oraz opracowanie sposobów użytkowania energii atomowej w ogóle.” Realizację pierwszego punktu tego programu zaczął w oparciu o umowę z Wojskowym Instytutem Technicznym, w którym rolę znaczącą grał fizyk — płk. Bronisław Buras. Zaczęły się w Katedrze pewne prace o charakterze teoretycznym, konstrukcyjnym i technologicznym. Pamiętam na przykład, że profesor Sołtan osobiście wykonywał i badał liczniki G. M., ja otrzymałem zadanie obliczenia rozkładu widmowego neutronów i promieniowania γ z wybuchu jądrowego — po przejściu osłon o różnych grubościach i z różnych materiałów. Wykonywałem również pod kierunkiem Sołtana projekt części magnetycznej cyklotronu mającego przyspieszać deuterony do energii 15 MeV; układ wysokiej częstotliwości projektował mój kolega inż. Tadeusz Domański oraz Stanisław Ryżko z Politechniki Warszawskiej. Do wykonania cyklotronu „w metalu” nie doszło, choć projekt był zakończony, za to w roku 1950 uruchomiliśmy na Hożej, w „Hali Atomowej” — stanowiącej część „gospodarstwa” Sołtana — akcelerator kaskadowy zakupiony w firmie szwajcarskiej Haefely. Akcelerator ten pozwalający przyspieszać jony do energii 1 MeV miał nam służyć przez wiele lat jako wartościowe narzędzie pracy.

Wkrótce potem, w roku 1952 przystąpił Sołtan do budowy następnego akceleratora — 3-megawoltowego generatora typu „ciśnieniowego Van de Graaffa”. Urządzenie to zostało uruchomione dopiero w dwa lata po śmierci inicjatora tego ambitnego przedsięwzięcia. Służy ono nam do dziś jako bardzo cenne narzędzie badań. Dla charakterystyki jego roli podam, jako przykład, że spośród prac doktorskich z eksperymentalnej fizyki jądra atomowego robionych pod moim, jako promotora, kierunkiem aż 20 było wykonanych w oparciu o ten akcelerator.

W Katedrze Sołtana rozwijane były także prace nad separacją izotopów. Tutaj w roku 1948 zrodził się i został opracowany pomysł separatora nowego typu, w którym po raz pierwszy zastosowano pole elektryczne wysokiej częstotliwości (był to mój projekt), tu prowadzone były studia nad separacją izotopów za pomocą ultrawirówek (z inicjatywy Profesora zajmował się tym inż. Roman Wyrzykowski), tutaj wreszcie, także z jego inicjatywy, wszczęte były próby produkcji „ciężkiej wody” metodą elektrolityczną (było to zadanie powierzone inż. Olgierdowi Wołczkowi).

Nawiązał także Sołtan — w roku 1950 — współpracę z Instytutem Naftowym nad zagadnieniem neutronowego sondażu odwiertów. Praca ta była prowadzona najpierw w Katedrze, a później, jak pamiętam, w ramach Zakładu Izotopów Promieniotwórczych, który powstał w 1953 roku formalnie jako część Instytutu Fizyki PAN. Kierowany był ten Zakład przez Sołtana, który właśnie przed rokiem został członkiem korespondentem PAN, a równocześnie Prezesem PTF. Między tym nowym Zakładem a Katedrą istniała bardzo ścisła współpraca i cała tematyka, cała aparatura, a także pomieszczenia były faktycznie wspólne.

W rok później decyzją Rządu utworzono jeszcze jeden Zakład „Jądrowy”. Był to tzw. „Zakład Fizyki Cząstek Elementarnych PAN”. Został on powołany specjalnie dla wykonania projektu i budowy eksperymentalnego reaktora. Dyrektorem tego Zakładu mianowano doc. Burasa; prof. Sołtan wszedł do Rady Naukowej, a ja byłem kierownikiem części fizycznej tego ni to instytutu, ni to biura projektowego.

W ciągu kilkunastu miesięcy swego istnienia „Zakład Fizyki Cząstek Elementarnych” wykonał szkicowy projekt reaktora. Opracowano go opierając się na bardzo skromnej

literaturze, było to bowiem jeszcze przed słynną I Konferencją Genewską, która dopiero w parę lat później miała ujawnić wiele dotąd tajnych danych jądrowych. Reaktor nasz był projektowany na uran naturalny, miał być chłodzony gazem, a budować go zamierzaliśmy z materiałów polskich.

Do realizacji projektu nie doszło. Został on wstrzymany. Powodem decyzji był słynny komunikat Agencji TASS donoszący o gotowości Związku Radzieckiego do udzielenia nam pomocy w badaniach jądrowych zwłaszcza w postaci dostawy reaktora i cyklotronu. Nie miała przecież sensu kontynuacja własnego projektu reaktora; należało skorzystać z pomocy i kupić oferowane urządzenia. Trzeba było zatem zmobilizować wszelkie siły dla przygotowania kadr i laboratoriów na przyjęcie tych urządzeń, dla opracowania programu przyszłych badań i budowy odpowiedniej aparatury pomocniczej.

Żaden z istniejących w Polsce instytutów naukowych nie mógłby podjąć się tego złożonego zadania, potrzebna więc była koncentracja wysiłków w jednej sprawnej organizacji skupiającej — ze względu na kompleksowość zagadnienia — różne specjalności jądrowe.

I tak doszło do powołania w czerwcu 1955 roku Instytutu Badań Jądrowych. Ta decyzja otworzyła nowy rozdział w historii polskiej fizyki jądrowej. Była ona zarazem początkiem ważnego, ale niestety i ostatniego etapu w życiu profesora Sołtana. Został on mianowany dyrektorem naczelnym nowo utworzonego Instytutu.

Zaczął się dla Sołtana okres gigantycznej pracy organizacyjnej. Na Instytut, a więc i na jego dyrektora nałożono wszelkie możliwe obowiązki wiążące się z problemem wykorzystania energii jądrowej — obowiązki organizacyjne, administracyjne, szkoleniowe, popularyzacyjne. Instytut musiał w początkach swego istnienia nie tylko zajmować się badaniami naukowymi, choć miały one stać, oczywiście, na pierwszym miejscu, ale także planować zapotrzebowanie całego kraju na izotopy i aparaturę jądrową, uruchamiać produkcję potrzebnych aparatów, organizować kursy szkoleniowe, przeprowadzać analizy ekonomiczno-techniczne rozwoju energetyki itd. itd.

Do wykonania tych zadań, które nieco zredukowały się wraz z powołaniem w rok później Urzędu Pełnomocnika do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej, potrzebne były bardzo liczne kadry. Żadna inna placówka naukowa w Polsce nie rozwijała się tak żywiołowo, tak szybko, jak IBJ w tym pierwszym okresie swego życia.

Zalążek Instytutu stanowiła fuzja trzech już istniejących Zakładów PAN: Zakładu Izotopów Promieniotwórczych, Zakładu Fizyki Cząstek Elementarnych oraz Krakowskiego Zakładu Fizyki Jądrowej. W tym momencie narodzin IBJ liczył zaledwie 75 naukowców i inżynierów i 27 laborantów. W niecałe 2 lata później liczby te były pięciokrotnie większe.

Lwia część wysiłku IBJ i jego dyrektora była skierowana na przygotowanie bazy technicznej dla badań podstawowych. Od razu rozpoczęła się budowa wielkiego ośrodka w Świerku i od razu, jeszcze w pierwszym roku istnienia IBJ, podjęte zostały z osobistej inicjatywy Sołtana prace nad konstrukcją protonowego akceleratora liniowego na 10 MeV. We współpracy z Uniwersytetem posuwano również naprzód budowę generatora Van de Graaffa. Osobistą opiekę nad tymi budowami sprawował Sołtan aż do swej śmierci. Nie doczekał, niestety, ich zakończenia. Akcelerator Van de Graaffa został uruchomiony dopiero w roku 1962, a liniak w 1970.

Pozostając przez prawie trzy lata na stanowisku naczelnego dyrektora tego Instytutu

tak ogromnie złożonego i w sposób lawinowy rosnącego, znajdował Sołtan czas, by interesować się także tym, co działo się w poszczególnych zakładach fizycznych Instytutu; przez pierwszy rok zachował nawet kierownictwo tzw. Zakładu I (ja byłem formalnie jego zastępcą). Zakład ten składał się z 3 części, które po roku usamodzielnily się tworząc dwa Zakłady Fizyki (IA — kierowany przeze mnie i IB, którego kierownikiem został B. Buras) oraz tzw. Dział Energetyki (na jego czele stanął W. Frankowski), z którego wyrósł później cały Pion Energetyki IBJ.

Po ustąpieniu ze stanowiska dyrektora IBJ (było to w lutym 1958) miał prof. Sołtan krótki kilkumiesięczny okres wytchnienia. Wycofał się wtedy do Zakładu IA. Nie przyjął wówczas mej oferty odstąpienia mu kierownictwa tego Zakładu i, odciążony od wszelkich spraw organizacyjnych IBJ, mógł zająć się swą osobistą pracą naukową. Wtedy to właśnie rozpoczął badania nad polaryzacją poprzeczną elektronów konwersji. Trzeba przypomnieć, że rok czy dwa lata wcześniej dokonano sensacyjnego odkrycia niezachowania parzystości w słabych oddziaływaniach. Przejawiało się to m. in. w występowaniu polaryzacji cząstek β , co było już obserwowane we wcześniejszych eksperymentach.

Sołtan obrał inną drogę: chciał wyznaczyć polaryzację jądra powstającego w wyniku rozpadu β mierząc rozkład elektronów z konwersji promieniowania γ tego jądra. Niestety, eksperymentu tego, w który włożył wiele wysiłku i inwencji technicznej, nie zdążył już zakończyć.

Podobny los spotkał inną jeszcze pracę podjętą przez niego. Na dwa lata przed swoją śmiercią, wiecznie młody duchem, choć przecież już 60-letni Sołtan przerzucił się do zupełnie nowej, nieznanej mu dotychczas dziedziny — fizyki plazmy. Fakt to bardzo dla niego znamienny — ta śmiałość przechodzenia z jednej tematyki do drugiej, nawet bardzo odległej. Przypomnijmy sobie: optyka molekularna, promienie X, jądro atomowe, fizyka techniczna i teraz — plazma. I tu, też jak zazwyczaj, zaczął od budowy aparatury. Z wielkim rozmachem podjął prace nad konstrukcją dużego urządzenia do badania plazmy wybierając spośród wielu możliwych znanych rozwiązań wariant toroidu z polem wysokiej częstotliwości. Śmierć nie pozwoliła mu dojść do celu, ale czas pokazał, że i tym razem nie zawiodła go intuicja znakomitego eksperymentatora — dziś wiadomo, że droga, którą on obrał uważana jest przez wielu specjalistów za najbardziej obiecującą z dróg, jakie mogą doprowadzić do kontrolowanej syntezy termojądrowej.

Okres wytchnienia od jarzma dyrektorskiego nie potrwał długo. Już po 7 miesiącach objął prof. Sołtan znowu funkcję kierowniczą, kto wie, czy nie tak samo absorbującą jak poprzednia: został z-cą dyrektora naczelnego IBJ d/s Fizyki. Był to październik 1958 roku.

W rok później dosięgła go śmierć. Umarł nagle na atak serca mając lat 62. Jego tak niespodziewane odejście było dla nas ogromnym ciosem. Stało się wtenczas jasne, że był człowiekiem ogromnie lubianym, a nie tylko uczonym o wielkim autorytecie. Na jego mogiłę padały szczere łzy.

Ale od tej tragicznej chwili minęło już 20 lat, a czas to najsprawiedliwszy sędzia wielkości człowieka i wielkości dzieła. Gdy tylko uderzy gruda o wieko trumny, zaczyna się proces osądu. Korozja wdziera się w brąz, kruszy się marmur, ale z małego ziarna wyrasta czasem wielki las.

~ Minęło już 20 lat i z tej odległej perspektywy patrzymy na Sołtana. I widzimy, że próbę czasu przeszedł zwycięsko i uczony, i człowiek.

Wprawdzie niewielki ilościowo zostawił po sobie majątek publikacji naukowych (patrz spis publikacji zamieszczony poniżej) — sprzed wojny zaledwie kilkanaście, a z czterestu lat powojennych ani jednej, jeśli nie liczyć paru artykułów przeglądowych — ale nie ma w tej drukowanej spuściźnie błahych przyczynków i wszystkie jego publikacje dotyczą ważnych, istotnych problemów, cechuje je przy tym jasność, z jaką stawiał zagadnienia, i oryginalność, z jaką zagadnienia te atakował i rozwiązywał.

Wiele uwagi i czasu poświęcił sprawom popularyzacji zagadnień fizyki jądrowej w społeczeństwie. Pisał artykuły i udzielał wywiadów dla popularnych czasopism i dzienników, takich jak *Problemy*, *Przyjaźń*, *Stolica*, *Żołnierz Polski*, *Trybuna Ludu* i *Życie Warszawy* — lata 1954—59.

Do bilansu jego dorobku naukowego trzeba dołączyć także, a może przede wszystkim, jego akceleratorzy i inne liczne aparaty naukowe, które w ciągu swego życia konstruował, budował, inicjował, a które służyły i służą do dziś postępowi nauki w Polsce.

Podobne uwagi nasuwają się przy próbie oceny jego roli jako mistrza — nauczyciela młodej kadry naukowej. Tu znowu, jeśli miarkę przyłożyć standardową i liczyć doktorów, których wypromował, wynikiem będzie bardzo skromna liczba: ja w Uniwersytecie Warszawskim, rok 1954, Stefan Nowicki w Politechnice Łódzkiej, rok 1956. Lecz rachunek taki jest w przypadku Sołtana błędny. Kierując przez długie lata dużymi zakładami uczelnianymi — Katedrą Fizyki Technicznej w Politechnice Łódzkiej i Katedrą Atomistyki w Warszawie — miał bardzo wielu studentów, którzy słuchali jego wykładów, miał wielu magistrantów i asystentów. Stykał się także — pracując w IBJ — z wielką liczbą młodych adeptów badań jądrowych, na których wywierał wielki wpływ swym osobistym urokiem i nimbem wybitnego uczonego. I sądzę, że nawet sporadyczne kontakty z nim mogły mieć wyraźny wpływ na kształtowanie się postaw młodych ludzi wobec nauki, którą on dla nich uosabiał. Bo w sprawach nauki Sołtan, z natury bardzo łagodny i delikatny, był wymagającym i surowym krytykiem i sędzią, a swą własną żarliwością do pracy badawczej dawał najlepszy przykład.

W tym bilansie zasług uczonego pozycją niezmiernie ważną są wielkie zadania organizacyjne, jakie los postawił przed nim, a on je podjął i wykonał. Wykonał uczciwie i rzetelnie, jak wszystko co robił w życiu.

I jeżeli rozwinął się w Warszawie wielki, liczący się w świecie ośrodek fizyki jądrowej, który wychował w tym minionym dwudziestolecu ponad 200 magistrów eksperymentalnej fizyki jądrowej, około 70 doktorów fizyki i ponad 20 doktorów habilitowanych i jeśli powstał tu ośrodek, który wydał już 1000 publikacji naukowych — to na pewno Andrzej Sołtan ma w tym dorobku swój udział. On to bowiem stworzył w Warszawie pierwszy załazek — Katedrę Atomistyki, z której wyrosła, poprzez ludzi, jacy z niej wyszli, niemal cała fizyka jądrowa Warszawy, a swoją czteroletnią pracą organizatorską w Instytucie Badań Jądrowych przyczynił się waleń do powstania bazy materialnej i kadrowej dla rozwoju badań nuklearnych w całej Polsce. Andrzej Sołtan dobrze przysłużył się nauce polskiej i zapisał trwale swoje imię na kartach jej historii. Zapisał je trwale i w pamięci serdecznej wszystkich tych, którzy go znali i cenili nie tylko jako uczonego, ale także jako człowieka o szlachetnym sercu.

Publikacje Andrzeja Sołtana

I. PUBLIKACJE ORYGINALNE

- [1] A. Sołtan, *Widmo pasmowe rtęci*, Spr. i Pr. PTF, z. 4,1 (1925).
- [2] A. Sołtan, *Warunki powstawania nośników pasm wodorowo-rtęciowych*, Spr. i Pr. PTF 1, 1 (1926).
- [3] A. Sołtan, S. Szczeniowski, *Charakterystyki czułości kilku emulsyj fotograficznych*, Spr. i Pr. PTF 3, z. 1 (1927).
- [4] A. Sołtan, J. Thibaut, *Recherches spectrographiques dans le domaine intermédiaire*, J. Phys. Radium 8, 484 (1927).
- [5] A. Sołtan, *Nowy model lampy rtęciowej*, Spr. i Pr. PTF 4, z. 3, 301 (1929).
- [6] A. Sołtan, *Recherches sur l'absorption des rayons X et les liaisons chimiques*, Acta Phys. Pol. 1, 317 (1932).
- [7] H. R. Crane, C. C. Lauritsen, A. Sołtan, *Production artificielle des neutrons*, C. R. Acad. Sci. (Paris) 197, 639 (1933).
- [8] H. R. Crane, C. C. Lauritsen, A. Sołtan, *Artificial Production of Neutrons*, Phys. Rev. 44, 514 (1933).
- [9] H. R. Crane, C. C. Lauritsen, A. Sołtan, *Production of Neutrons by High Speed Deutons*, Phys. Rev. 44, 692 (1933).
- [10] H. R. Crane, C. C. Lauritsen, A. Sołtan, *Artificial Production of Neutrons*, Phys. Rev. 45, 507 (1934).
- [11] A. Sołtan, L. Wertenstein, *Isomeric Radio-Isotopes of Bromine*, Nature 141, 76 (1937).
- [12] A. Sołtan, *Interaction of Fast Neutrons with Atomic Nuclei*, Nature 142, 252 (1938).
- [13] J. Cichocki, A. Sołtan, *Radio-Silicium produit par le bombardement du soufre par neutrons rapides*, C. R. Acad. Sci. (Paris) 207, 423 (1938).
- [14] J. Cichocki, A. Sołtan, *Corps radioactifs produits dans le soufre et le phosphore par des neutrons rapides*, Acta Phys. Pol. 7, 240 (1939).
- [15] A. Sołtan, *Zderzenia prędkich neutronów z jądrami atomowymi*, Prace Zakładu Fizyki Doświadczalnej UJP w Warszawie, Nr 235, 1 (1939).
- [16] L. Bobrowski, Z. Wilhelmi, E. Górski, A. Marcinkowski, A. Sołtan, M. Jaskóła, *Elektrostatyczny uskoriciel pod ciśnieniem „Lech”*, Nukleonika 8, 1 (1963).

II. SKRYPTY WYKŁADÓW

- [1] S. Pieńkowski, *Fizyka doświadczalna wg wykładów prof. Uniwersytetu Warszawskiego dr S. Pieńkowskiego w roku akademickim 1926/27 T. 1*, Oprac. S. Szczeniowski. Rozszerzył i skorygował A. Sołtan. Warszawa, Komisja Wydawnicza Koła Chemików i Koła Przyrodników SUW, tom 1 i 2 (1932), tom 3 (1934).
- [2] A. Sołtan, *Fizyka. Mechanika. Cz. 1. Konspekt wykładów prowadzonych przez prof. dr A. Sołtana w roku akademickim 1951/52 na I roku Wydz. Elektrycznego PŁ*. Zredagowała H. Juraszyńska. Łódź, Państw. Wydawn. Naukowe 1952.
- [3] A. Sołtan, *Fizyka. Elektryczność i magnetyzm. Konspekt wykładów prowadzonych przez prof. dr A. Sołtana w roku akademickim 1951/52 na I roku Wydz. Elektrycznego PŁ*. Zredagowała J. Mońka. Łódź, Państw. Wydaw. Naukowe 1952.

III. PUBLIKACJE PRZEGLĄDOWE

- [1] A. Sołtan, *Stany wzbudzone jąder atomowych*, Postępy Fizyki 3, 151, (1952).
- [2] M. Skłodowska-Curie, *Promieniotwórczość*, uzupełnił A. Sołtan (str. 451—498), PWN, Warszawa 1953.
- [3] A. Sołtan, *Stefan Pieńkowski (1883—1963)*, Nauka Polska 1, 199 (1953).
- [4] A. Sołtan, *Badania uczonych radzieckich nad energią atomową*, Nauka Polska 3, 5 (1955).
- [5] A. Sołtan, *O pokojowe wykorzystanie energii jądrowej*, Nauka Polska 3, 41 (1955).

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

Doświadczalne i teoretyczne problemy „nowej fizyki” — IX Sympozjum Leptonowo-Fotonowe w Batawii

Artykuł niniejszy przedstawia problemy omawiane na IX Sympozjum Leptonowo-Fotonowym i ma postać rozszerzonego sprawozdania z tego Sympozjum. Sympozjum odbywało się w dniach 23—29 sierpnia 1979 r. w Fermi National Accelerator Laboratory (*Fermilab*), Batawia, Illinois (Stany Zjednoczone) i było trzecim z kolei (po Sympozjach w Stanford w 1975 r. i w Hamburgu w 1977 r.), którego tematyka była zdominowana przez osiągnięcia tzw. „nowej fizyki”, to jest tych dziedzin badania procesów elementarnych, które zostały zapoczątkowane odkryciem słabych prądów neutralnych w 1973 r. i mezonu J/ψ w 1974 r. Jako pierwsze w historii tych sympozjów odbywało się ono w ośrodku, który nie posiada żadnego akceleratora elektronów. Jest to godne uwagi dlatego, że jeszcze niedawno badania elektromagnetycznych oddziaływań cząstek i ich struktury przy pomocy fotonów i leptonów o dużej energii były prawie wyłącznie domeną ośrodków dysponujących takimi akceleratorami. W *Fermilab* wiązki tego rodzaju są uzyskiwane z akceleratora protonowego, co świadczy o tym, jak ważną rolę w badaniu struktury cząstek odgrywają obecnie oddziaływania elektromagnetyczne, a także i słabe. Warto też dodać, że sama „nowa fizyka” po 5 czy 6 latach od swych narodzin straciła charakter nowości i jest dziś po prostu dziedziną najżywiej rozwijających się doświadczalnych i teoretycznych badań procesów elementarnych.

Tematyka wygłoszonych referatów obejmowała procesy anihilacji e^+e^- , stany związane ciężkich kwarków, słabe oddziaływania neutralne i naładowane, w szczególności badanie przy ich pomocy struktury nukleonów i produkcję hadronów i leptonów przy pomocy neutrino, fotoprodukcję, produkcję cząstek powabnych w zderzeniach hadronowych i wreszcie teoretyczne problemy chromodynamiki kwantowej i jednolitej teorii oddziaływań elektromagnetycznych i słabych, a także zagadnienia tzw. *wielkiej unifikacji*, czyli powstającej, być może, wspólnej teorii wszystkich znanych oddziaływań.

Program ten cechowała równowaga między referatami teoretycznymi a doświadczalnymi, zdecydowanie zachwiana na korzyść tych ostatnich w czasie dwóch poprzednich sympozjów. Nic w tym dziwnego. Mimo że istnienie neutralnych prądów słabych czy powabnych hadronów było przewidywane jako możliwość teoretyczna, to przecież gdy zjawiska te rzeczywiście odkryto, interpretacje i opisy modelowe często nie nadążały w początkowym okresie za lawiną fascynujących, a niekiedy i sprzecznych ze sobą doniesień doświadczalnych. Obecnie sytuacja się ustabilizowała. Z jednej strony grupy doświadczalne z różnych ośrodków zebrały spory zasób wzajemnie zgodnych danych i oczekują wskazówek, w jakim kierunku prowadzić dalsze badania. Z drugiej strony dysponujemy rozsądnymi i obiecującymi modelami teoretycznymi, które nawet jeśli całkowicie nie wyjaśniają znanych faktów, to przynajmniej je porządkują i pozwalają na wysunięcie konkretnych przewidywań. Wynikające stąd silne wzajemne oddziaływanie badań teoretycznych i doświadczalnych było cechą bardzo szczęśliwie dominującą w obradach Sympozjum.

Wyrazem stabilizacji była też liczba zgłoszonych prac. Było ich 194, o jedną trzecią mniej niż w latach 1975 i 1977. Po prostu, scharakteryzowana wyżej sytuacja panująca w fizyce oddziaływań leptonów i fotonów, stawia obecnie większe wymagania badaniom zarówno teoretycznym, jak i doświadczalnym.

W tym zwięzłym sprawozdaniu trudno omówić całość przedstawionych osiągnięć. Warto jednak ze względu na wymienioną właśnie cechę IX Sympozjum Leptonowo-Fotonowego zastanowić się, jak wypada porównanie niektórych wyników doświadczalnych z powszechniej uznanymi modelami teoretycznymi i jakie wynikają stąd wnioski dla dalszych badań.

Zacząć wypada od wyniku, który zdobył sobie największy rozgłos zarówno na forum Sympozjum, jak i poza nim, nawet w codziennej prasie i telewizji chicagowskiej. Chodzi o pierwszy bezpośredni dowód istnienia gluonu — domniemanego nośnika oddziaływań między kwarkami według QCD (chromodynamiki kwantowej). Na czym sprawa polega? Wiarygodnym faktem doświadczalnym jest, że hadrony produkowane w zderzeniach e^+e^- o całkowitej energii od kilku do kilkunastu GeV wybiegają z obszaru oddziaływania w formie dwóch strug („jetów”), które interpretujemy jako następstwo pierwotnego procesu produkcji $e^+e^- \rightarrow$ kwark+antykwar. Otóż w miarę wzrostu energii do ok. 32 GeV (najwyższej obecnie osiągalnej w pierścieniu akumulującym PETRA w Hamburgu) ujawnia się coraz wyraźniej istnienie trzeciej strugi w rozkładzie wyprodukowanych hadronów. Jej geometria pasuje do przewidywań QCD dla strugi pochodzącej z gluonu emitowanego przez jeden z kwarków. Nowsze dane z PETRA, ogłoszone już po Sympozjum, ugruntowują jeszcze ten pogląd. Jeżeli jest to więc naprawdę „bezpośrednie ujawnienie się gluonu”, to fakt ten ma podstawowe znaczenie. Słabą stroną dowodu jest jednak to, że po pierwsze wiele istotnych cech strugi gluonowej w QCD nie daje się jeszcze doświadczalnie sprawdzić w obecnie osiąganym zakresie przekazu czteropędu, a po drugie, że argumenty opierają się na rachunku perturbacyjnym. O ile zaś formalne i ideowe podstawy chromodynamiki nie budzą wielu zastrzeżeń, o tyle fakt stosowania w niej rozwinięć perturbacyjnych (ze względu na „efektywną stałą sprzężenia”) jest z zasadniczych względów przedmiotem poważnych krytyk. Podsumować na razie całą sprawę można więc stwierdzeniem jednego z głównych rzeczników „perturbacyjnej chromodynamiki” — J. Ellisa z CERN-u, że „QCD nie jest jeszcze udowodniona przez analizę strug”.

Wyrażony tu pogląd na wiarygodność „perturbacyjnej QCD” można rozciągnąć również na klasyczne już zastosowanie chromodynamiki do ilościowego przewidywania zależności funkcji struktury nukleonów od przekazu czteropędu czyli odstępstw od skalowania. Okazuje się, że odstępstwa te są nieznaczne dla dużych przekazów, w zakresie kilkudziesięciu $(\text{GeV}/c)^2$, dla mniejszych zaś wartości zależność ta obliczona dla momentów funkcji struktury jest wprawdzie dobrze opisywana ilościowo przez pierwszy rząd „perturbacyjnej chromodynamiki”, ale też równie dobrze przez zupełnie inne, znane w QCD rozwinięcie według tzw. „wyższych twistów”, czyli według potęg odwrotności kwadratu przekazu czteropędu.

Przykłady powyższe wskazują na to, ile w dziedzinie praktycznych zastosowań chromodynamiki jest jeszcze problemów zarówno ideowych, jak rachunkowych. Nie zmienia to jednak faktu, że QCD z punktu widzenia teoretycznego jest bardzo atrakcyjnym opisem oddziaływań hadronowych. W zastosowaniach zaś rachunkowych stanowi ona solidną (choć nie jedyną możliwą) podstawę dla asymptotycznie swobodnego modelu partonowego, który jest „przybliżeniem Borna QCD”, a który w prosty sposób ujmuje ogólne cechy zdumiewająco szerokiego zakresu procesów hadronowych.

Na pograniczu QCD i nierelatywistycznej mechaniki kwantowej znajdują się sprawy widma *charmonium* czyli ogólniej *kwarkonium* — związanego układu ciężki kwark – ciężki antykwark. C. Quigg z Fermilab omówił badanie własności fenomenologicznego „potencjału oddziaływania” kwark – antykwark, które można wywnioskować ze struktury widma dyskretnego. Sprawa ta jest ważna dlatego, że potencjał ten powinien być „potencjałem Coulomba” chromodynamiki, zwłaszcza dla układów bardzo ciężkich kwarków. Niestety stany przypuszczalnie towarzyszące rezonansowi $Y(9460)$ mają masy zbyt duże na to, aby mogły być badane w pierścieniu DORIS w Hamburgu, a zbyt małe dla pierścienia PETRA. Stany te będą pierwszym przedmiotem poszukiwań przy pomocy pierścienia CESR (o energii 2×8 GeV) w Cornell University w Stanach Zjednoczonych. Mają one być wkrótce podjęte. Jeśli zaś idzie o *charmonium*, to dane z nowego, bardzo efektywnego detektora fotonów „Kryształowa Kula” zainstalowanego przy pierścieniu SPEAR w Stanford, ostatecznie zaprzeczają istnieniu stanów $X(2820)$ i $X(3455)$ sugerując jednocześnie istnienie nowego stanu nateczanego przewizorycznie $U(2976)$. Jest to bardzo przyjemna wiadomość. Stany $X(2820)$ i $X(3455)$ spędzały sen z oczu wielu badaczom *charmonium*, ponieważ ich naturalna interpretacja jako singletowych stanów S układu kwark-antykwar w żadnym rozsądnym modelu potencjalnym nie dawała się pogodzić z wartościami ich mas. Czy i gdzie stany singletowe S (a także nieznanym dotąd singletowy stan P) rzeczywiście się pojawiają w widmie *charmonium*, pozostaje pytaniem bardzo istotnym dla zrozumienia własności „kulombowskiego statycznego potencjału” chromodynamiki.

Warto w tym miejscu poświęcić jeszcze kilka słów cząstką obdarzonym powabem. Przedstawiono bowiem na Sympozjum sporo dokładniejszych danych z pierścienia e^+e^- SPEAR na temat kanałów rozpadu mezonów $D(1863)$ i $D^*(2006)$ i ich czasów życia. Dwa fakty zasługują na uwagę. Po pierwsze, z obecnych danych odnoszących się do słabych nieleptonowych rozpadów D wynika, że dla cząstkowych szero-

kości połówkowych zachodzi związek $\Gamma(D^0 \rightarrow K^+K^-)/\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \cong 3,5$. Po drugie, dla czasów życia wynika z prowizorycznych danych iloraz $\tau(D^+)/\tau(D^0) \cong 5,8 \pm 1,5$. Według przewidywań pierwsza z cytowanych liczb powinna być ok. 1,2, druga zaś 1. Wynikają one jednak z naiwnego modelu rozpadów opartego na najprostszycy diagramach Harrariego-Rosnera odpowiadających niezależnej propagacji kwarków — składników hadronów. Dlatego, niezgodność danych z przewidywaniami nie musi być sprawą fundamentalną, ale może po prostu świadczyć o niedostatkach modelu. Jeżeli obecne dane potwierdzają się w toku dalszych badań, to być może analiza rozpadów powabnych mezonów D pozwoli na ilościową ocenę poprawek do naiwnego modelu, wynikających np. z wymiany pośredniego bozonu słabych oddziaływań między kwarkami. Byłaby to bardzo interesująca możliwość.

Jeśli idzie o powabne bariony, to wszystkich przypadków zidentyfikowanych do czasu Sympozjum było co najmniej 10 (uwzględniając niepewność niektórych identyfikacji), prowizorycznie pogrupowanych i oznaczanych $\Lambda_c^+(2255 \pm 4)$, $\Sigma_c^{*+}(2426 \pm 12)$ i $\Sigma_c^*(2500)$ oraz bliżej nie zidentyfikowany stan o masie 2300 ± 6 GeV. Odkryły je różne grupy doświadczalne w reakcjach wywoływanych neutronami, reakcjach fotoprodukcji, zderzeń e^+e^- itp. Są to wciąż pojedyncze obserwacje i dlatego na uporządkowanie spektroskopii tych cząstek potrzeba jeszcze czasu.

Warto wreszcie wspomnieć, że pracująca w CERN-ie grupa Saclay-Imperial College (Londyn)-Indiana-Southampton zaobserwowała w rozkładzie masy układu $J/\psi K^- K^+$ maksimum przy ok. 5,3 GeV. Istnieją przesłanki do przypuszczeń, że jest to pierwsza obserwacja rozpadu hadronu zawierającego pojedynczy kwark b .

Tradycyjnym już punktem programu sympozjów leptonowo-fotonowych są doświadczalne wyniki sprawdzania elektrodynamiki kwantowej. Tym razem 3 grupy pracujące przy pierścieniu PETRA przedstawiły wyniki produkcji leptonów i fotonów w zderzeniach e^+e^- o najwyższej energii ok. 30 GeV. Wyniki te można podsumować następująco: długość „promienia elektronu” nie przekracza $2 \cdot 10^{-16}$ cm, co odpowiada parametrowi obciążenia $\Lambda \cong 100$ GeV. Oznacza to, że kwantowa elektrodynamika punktowych elektronów jest teorią kilkakrotnie dokładniejszą niż wolno było dotąd sądzić. Dla leptonów η i τ wyniki są nieco gorsze, ale i w ich zachowaniu nie zauważono odstępstw od punktowej elektrodynamiki. Na uwagę zasługuje uwzględnienie leptonu τ w tych testach. To bowiem, co możemy powiedzieć o tej cząstce w trzy lata po jej odkryciu, pozwala sklasyfikować ją jako lepton sekwencyjny (trzeciej generacji) o spinie 1/2, masie 1782 ± 3 MeV i czasie życia $< 2,3 \cdot 10^{-12}$ s. Jego słabe sprzężenie jest typu V-A (niepewność domieszki innych sprzężeń jest $\sim 20\%$; dla elektronu ta sama niepewność wynosi $\sim 0,4\%$, ale w ostatnim przypadku dane są nieporównywalnie lepsze), a masa neutrino $\nu_\tau < 250$ MeV. Warto w tym miejscu wtrącić, że przedstawiono na Sympozjum bardzo prowizoryczne dane z CERN-u świadczące, być może, o bezpośrednim wykryciu ν_τ .

Zmierzone rozpady leptonu τ zgadzają się dobrze z przewidywaniami opartymi na hipotezie uniwersalności słabych oddziaływań. Odnosi się to w szczególności do rozpadu $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi$, którego pozorny brak jeszcze dwa lata temu był źródłem niepokoju. Dwie grupy doświadczalne: z Hamburga i ze Stanford potwierdziły także znane już poprzednio pojawienie się „rezonansu” $A_1(1100)$ jako stanu pośredniego w rozpadzie $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^- \pi^-$. Jest to bardzo ważna sprawa dla ustalenia charakteru $A_1(1100)$ znanego poza tym jako maksimum w rozkładzie masy $\rho\pi$ w procesach dyfrakcyjnych.

Z elektrodynamiki kwantowej wynika, że w zderzeniach e^+e^- w miarę wzrostu energii zaczynają odgrywać coraz większą rolę procesy wyższego rzędu. W związku z tym od pewnego czasu dużo uwagi poświęca się bardzo interesującym możliwościom, jakie otwiera produkcja hadronów w zderzeniach $\gamma\gamma$. Pierwsze dane odnoszące się do produkcji mezonu η' (958) i pomiaru szerokości połówkowej $\Gamma(\eta' \rightarrow \gamma\gamma) = 5,4 \pm 1,5$ keV uzyskano z pierścienia SPEAR. Jest to początek nowej, obiecującej dziedziny produkcji stanów hadronowych o parzystości ładunkowej $C = +1$, w odróżnieniu od produkowanych dotąd w zderzeniach e^+e^- stanów o $C = -1$ pochodzących z wymiany jednofotonowej.

Kolej teraz na omówienie oddziaływań słabych. Tutaj uwagę warto przede wszystkim poświęcić słabym prądom neutralnym i jednolitemu opisowi oddziaływań elektromagnetycznych i słabych opartemu na grupie cechowania $SU(2)_L \otimes U(1)$, czyli modelowi Weinberga-Salama. Fakty doświadczalne są bowiem tak dobrze przez ten model opisywane i przewidywane, że wiele eksperymentów było przedstawionych na Sympozjum wprost jako sprawdzenie przewidywań modelu Weinberga-Salama. Najwięcej danych odnosi się do oddziaływań neutrin i antyneutrin z jądrami — tarczami izoskalarnymi. Traktuje się te dane jako źródło informacji o neutralnych słabych sprzężeniach kwarków. Wspomnijmy tu o pierwszych, otrzy-

many z inkluzywnej produkcji hadronów, rozkładach liczby przypadków w funkcji przekazu energii od ν (lub $\bar{\nu}$) do hadronów. Rozkłady te bardzo przypominają rozkłady, które znamy z produkcji hadronów przy pomocy słabych prądów naładowanych. Potwierdzają one nasze przewidywanie, że sondowanie hadronów ujawnia tę samą strukturę kwarkową niezależnie od tego, jakim prądem-sondą się posługujemy.

Powiększa się też lista zarejestrowanych (jak dotąd — kilkudziesięciu) przypadków procesu $\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e$, którego badanie jest bardzo ważne dlatego, że pozwala na analizę struktury słabego prądu neutralnego samych cząstek oddziałujących (mianowicie punktowych leptonów), a nie tylko ich domniemyanych składników, tak jak rzecz się ma w przypadku hadronów.

Wyniki powyższe wraz z innymi tutaj nie omawianymi dają się wszystkie zgodnie opisać przy pomocy jednego parametru $\sin^2\theta_W$ (gdzie θ_W oznacza kąt mieszania pól elektromagnetycznego i słabego nienaładowanego) charakteryzującego prądy kwarków i leptonów w modelu Weinberga-Salama. Z kompilacji danych z 22 eksperymentów, której autorami są J. Langacker i M. Roos, otrzymuje się wartość $\sin^2\theta_W = 0,244 \pm 0,040$. Jeśli dodać jeszcze, że C. Prescott ze Stanford potwierdził poprzednie wyniki swojego bardzo pięknego eksperymentu, który dowodzi niezachowania parzystości w rozpraszaniu spolaryzowanych elektronów na deuterze, to można uznać model Weinberga-Salama za bardzo dobry w tej chwili opis oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Pozostaje oczywiście sprawa obserwacji pośrednich wektorowych bozonów: Z^0 o masie $\sim 88,6$ GeV i W^{\pm} o masie ~ 102 GeV. W tym miejscu należy dodać, że wartości całkowitego przekroju czynnego na rozpraszanie neutrin na jądrach nie wykazują żadnych odstępstw od oddziaływania punktowego, bo wzrastają liniowo w całym przebadanym zakresie do $E_{\nu} = 260$ GeV. Wreszcie nie dotąd nie wiemy o strukturze sprzeżeń kwarku b i nie mamy żadnych danych na temat jego spodziewanego partnera z dubletu — kwarku t . W każdym razie wynik poszukiwań tego ostatniego jest negatywny w całym zakresie energii pierścienia PETRA (do ok. 32 GeV).

Rozstrzygnięcie tych spraw, miejmy nadzieję, że zgodnie z przewidywaniami modelu Weinberga-Salama, jest kwestią zebrania dostatecznej ilości danych w większym niż to obecnie możliwe, zakresie energii. Poważnym natomiast problemem o bardzo podstawowym charakterze jest sprawa skalarnych bozonów Higgsa. Ich istnienie, jak przewiduje model Weinberga-Salama, jest skutkiem spontanicznego łamania symetrii, które powoduje nadanie mas bozonom Z^0 i W^{\pm} w tym modelu. Otóż nie mamy absolutnie żadnych nie budzących wątpliwości wskazówek co do tego, w jakim zakresie mas i w jakich procesach poszukiwać bozonów Higgsa. Sądźmy tylko, że powinny one rozpaść się tym łatwiej, im większą mają masę. Jednocześnie zaś nie znamy innego mechanizmu pojawiania się ciężkich bozonów pośrednich w teoriach z cechowaniem, niż spontaniczne łamanie symetrii. Dlatego nie można mówić o pełnej wiarygodności modelu opartego na grupie cechowania $SU(2)_L \otimes U(1)$ dopóki sprawa cząstek Higgsa nie zostanie wyjaśniona.

Na zakończenie poświęćmy kilka zdań tzw. *wielkim schematom unifikacyjnym*, to znaczy próbom wprowadzenia oddziaływań silnych, elektromagnetycznych i słabych z podstawowego oddziaływania, którego opis jest oparty na pewnej szerszej grupie cechowania (rozważa się tu grupy $SU(5)$ i $SO(10)$), ulegającego spontanicznemu łamaniu symetrii. Kwarki i leptony należą wtedy do tych samych reprezentacji grupy cechowania i możliwe są ich wzajemne przemiany. W rezultacie np. prawo zachowania barionów (które zresztą nie wynika z żadnej znanej nam dzisiaj niezmienniczości cechowania) nie byłoby ściśle spełnione, a proton nie byłby cząstką trwałą, za jaką dziś bywa uważany. Właśnie pomiary czasu życia protonu są sugerowane jako sprawdzian *wielkich schematów unifikacyjnych*. Chociaż z modeli tych wynikają rozmaite przewidywania numeryczne, np. wartości kąta θ_W albo masy t -kwarkonium, to *wielkie schematy unifikacyjne* mają wciąż charakter spekulatywny i nawet graniczący z fantastyką naukową, czemu dał wyraz M. Veltman w swoim wystąpieniu na Sympozjum.

W sumie więc „nowa fizyka” lat 1974—76 stanowi dzisiaj solidną podstawę bardzo fascynujących badań procesów elementarnych, których prawa zaczynamy dostrzegać już ogólnie może lepiej niż przed kilku zaledwie laty, ale których ilościowe sformułowanie jest wciąż jeszcze przed nami.

Andrzej Jurewicz
Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Międzynarodowa Konferencja Fizyki Hiperjader i Oddziaływań Niskoenergetycznych Kaonów w Jabłonie

W dniach 10—14 września odbyła się w Jabłonie międzynarodowa konferencja poświęcona fizyce hiperjader oraz niskoenergetycznym oddziaływaniom kaonów. Poprzednia konferencja tego typu odbyła się w Zwenigorodzie pod Moskwą we wrześniu 1977 r., a następna planowana jest w Heidelbergu w 1981 r. Konferencja w Jabłonie zorganizowana została przez Uniwersytet Warszawski oraz Instytut Badań Jądrowych. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. Jerzy Pniewski. W Konferencji wzięło udział 97 fizyków z 15 krajów, w tym 62 fizyków z zagranicy (głównie ze Stanów Zjednoczonych (19), Związku Radzieckiego (12), Anglii (10), Francji (6) i RFN (6)).

W charakterze sprawozdania z Konferencji zamieszczamy referat podsumowujący „Ogólne uwagi o Konferencji oraz o przyszłych kierunkach badań”, wygłoszony przez znanego fizyka angielskiego prof. E. H. S. Burhopa, doktora h. c. Uniwersytetu Warszawskiego. Referat ten publikujemy w *Postęпах Fizyki* za zgodą Autora oraz Organizatorów Konferencji. Z przykrością dołączamy otrzymaną ostatnio wiadomość, że prof. E. H. S. Burhop zmarł w Londynie w styczniu br.

REDAKCJA

Ogólne uwagi o Konferencji oraz o przyszłych kierunkach badań

Końcowy odczyt miał wygłosić prof. Feshbach, ale niestety choroba uniemożliwiła mu przybycie. W tej sytuacji prof. Pniewski zwrócił się do mnie z prośbą o wypełnienie powstałej luki. Moja znajomość omawianych zagadnień nieco się zdezaktualizowała, jako że minęło siedem lat od czasu, gdy opublikowałem pracę, która dotyczyła problemów poruszanych na tej Konferencji. Postronny obserwator może jednak niekiedy przedstawić odmienny punkt widzenia, patrząc z innej perspektywy niż ci, którzy aktywnie pracują w danej dziedzinie.

W ostatnich latach nastąpiła znacząca zmiana technik doświadczalnych i typu dostępnych danych. Przez prawie dwadzieścia lat od zapoczątkowania badań w 1953 r. przez Danysza i Pniewskiego, nasza wiedza o fizyce hiperjader prawie całkowicie pochodziła z identyfikacji różnych hiperjader wyprodukowanych w emulsji jądrowej i określenia energii wiązania B_A hiperonu Λ . Na obecnej konferencji w żadnej z przedstawionych prac nie posługiwano się techniką emulsji jądrowych. Zamiast tego prezentowano nam bardzo skuteczne metody elektroniczne, dostarczające informacji o stanach wzbudzonych hiperjader, informacji trudnych lub niemożliwych do uzyskania w doświadczeniach emulsyjnych. Również dane z komór pęcherzykowych mogą być użyte do badania możliwych stanów rezonansowych zawierających hiperony Λ i Σ . Nowe techniki znacznie wzbogaciły gamę dostępnych danych doświadczalnych. Interpretacja tych danych jest trudna i czasami dwuznaczna. Czyni to eksperymentowanie w tej dziedzinie trudniejszym niż badanie struktury jądra.

Przedstawione na tej Konferencji najważniejsze kierunki nowych badań w tym zakresie obejmują badania przejść γ w hiperjadrach ${}^4\text{H}$ i ${}^4\text{He}$ wytworzonych w oddziaływaniach mezonów K^- z Li . W wyniku pomiarów π^- i π^0 w koincydencji z promieniami γ zostały one przypisane przejściom ze stanów wzbudzonych $1,04 \pm 0,04$ MeV w ${}^4\text{H}$ i $1,15 \pm 0,04$ MeV w ${}^4\text{He}$. Pewne dowody istnienia stanu wzbudzonego hiperjądra ${}^4\text{Li}$ o energii wzbudzenia $1,22 \pm 0,04$ MeV otrzymywano w doświadczeniach wykorzystujących oddziaływanie K^- z ${}^9\text{Be}$. Wymagają one dalszego potwierdzenia, lecz byłoby to zgodne z obliczeniami poziomów energetycznych dla tego hiperjądra, które przewidują stan wzbudzony o energii 1,28 MeV.

Doświadczenia oparte na zderzeniach mezonów K^- z jądrami ${}^9\text{Be}$ i ${}^{12}\text{C}$ w warunkach, w których odrzut jądra prawie nie występuje, pozwalające otrzymać widmo różnic energii poziomów również dostarczają przekonującego dowodu tworzenia się stanów wzbudzonych hiperjader. Jeżeli odrzut nie występuje, to w procesie $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$ padający mezon K^- i wyprodukowany mezon Λ^- będą miały jednakowe pędy, zaś hiperon Λ dokładnie zastąpi neutron n jądra tarczy. Ponadto, gdy powyższy warunek jest spełniony, na wykresie częstości zliczeń jako funkcji różnicy energii padającego mezonu K^- i wychodzącego mezonu π obserwuje się maksima.

Dowody istnienia stanów wzbudzonych hiperjader ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ i ${}^8_\Lambda\text{Be}$ otrzymano w taki sam sposób. Otrzymany w wyniku takich pomiarów potencjał Λ -jądro zdaje się wskazywać na istnienie członu oddziaływania spin-orbita, który w przeciwieństwie do pewnych wcześniejszych wskazań jest znacznie mniejszy niż odpowiadający mu wyraz w potencjale oddziaływania n -jądro przy założeniu tego samego rdzenia jądrowego.

Dowód istnienia maksimów odpowiadających zastąpieniu n przez Σ , co z kolei świadczy o tworzeniu się stanów rezonansowych Σ -jądro, dostarczyła analiza widma różnic energii. Otrzymane szerokości tych maksimów nie są sprzeczne z wartościami tych samych wielkości obliczonymi teoretycznie.

Podobne doświadczenia wykorzystujące zderzenia mezonów K^- o większym pedzie z jądrami ${}^{12}\text{C}$ ujawniły istnienie dwóch maksimów rozdzielonych przerwą o szerokości 11 MeV i umożliwiły pomiar różniczkowych przekrojów czynnych na ich produkcję, co z kolei pozwoliło przypisać im wartości spinu i parzystości 0^+ , 2^+ .

Widmo masy układu (Λp) otrzymane w wyniku badań w komorze pęcherzykowej reakcji $K^-d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ wykazuje w obszarze mas 2130 MeV/ c^2 skomplikowaną strukturę. W obszarze tym występują progi energetyczne $N\Sigma$ i jakkolwiek główne cechy tej struktury można wyjaśnić badając zachowanie w odpowiadających tym progom wierzchołkach, nie można wykluczyć konieczności uwzględnienia stanu związanego ΣN . Przegięcie występujące w strukturze po stronie większej masy pozostaje niewyjaśnione.

Posługując się wysokoenergetycznymi zderzeniami neutronu (7 GeV) i pionu (4 GeV) z ${}^{12}\text{C}$ przedstawiono dowody na istnienie licznych rezonansów dwubarionowych takich, że jeden z barionów jest cząstką dziwną. Z doświadczeń przeszłości wynika konieczność bardzo krytycznej oceny takich dowodów i podchodzenia do nich z rezerwą. Statystyki, różnorodne interpretacje i ostrożność wykazane podczas rachunków określających wielkość tła — wszystko to winno być oszacowane. Odniosłem wrażenie, że bardzo uczciwie została przeprowadzona analiza wykazująca występowanie rezonansu (Λp) o masie 2257 MeV/ c^2 i szerokości około 15 MeV. W jednym z eksperymentów na sygnał składały się 63 przypadki, podczas gdy tło stanowiły 143 przypadki, zaś możliwe źródła tła zostały ostrożnie rozważone. Przedstawiono wiarygodne, lecz nie całkowicie przekonujące wyjaśnienia, dlaczego rezonans ten nie został zaobserwowany w doświadczeniach innego rodzaju. Przedstawione dowody są z pewnością wystarczająco silne, aby zachęcić innych do poszukiwania tego rezonansu w sprzyjających warunkach i przy dostatecznie dużej statystyce.

Model takich układów dwubarionowych, w którym są one traktowane jako układy sześciu kwarków uwięzionych w worku, przewiduje istnienie licznych stanów rezonansowych, w tej liczbie również stanu rezonansowego Λp (2240 MeV/ c^2), który mógłby być znalezionym rezonansem. Model ten przewiduje również istnienie przy energii 2170 MeV/ c^2 stanu związanego $\Lambda\Lambda$. Zwrócono uwagę, że jeżeli taki stan związany istnieje, winien on stanowić najbardziej prawdopodobny kanał rozpadu podwójnych hiperjader.

Można mieć zastrzeżenia, czy traktowanie układu dwubarionowego o tak małej energii wzbudzenia jako utworzonego z plazmy kwarkowej jest uzasadnione. Duża energia zderzających się ciężkich jonów sprawia, że ze względu na duże zbliżenie się dwu lub więcej hadronów bardziej prawdopodobne jest tworzenie się gorących grudek takiej plazmy. Z pewnością o wielokwarkowych stanach rezonansowych dużo więcej będzie można usłyszeć na przyszłych konferencjach poświęconych tym zagadnieniom.

Przedstawiono przeglądy obecnego stanu analizy danych dla zderzeń K -nukleon i parametryzacji niskoenergetycznych danych przy pomocy opartego na macierzy K . Otrzymany z analizy danych dla zderzeń K -nukleon, potencjał optyczny oddziaływania K -jądro został porównany z wynikami doświadczalnymi dotyczącymi zderzeń K -jądro.

Co się tyczy ostatnich danych o atomach egzotycznych, przedstawiono komunikaty o zaobserwowaniu po raz pierwszy linii Lymana α widma mezwodoru K . Ponieważ linia ta jest słaba, bardzo trudno ją zaobserwować. Jeżeli powyższa obserwacja okaże się wiarygodna, to prowadzi ona do wniosku, że długość rozpraszania $K-p$ przy zerowej energii jest dużo mniejsza niż otrzymana z ekstrapolacji danych rozproszeniowych. Zostały również przedstawione nowe, interesujące dane dotyczące przesunięć poziomów energetycznych wywołanych oddziaływaniami i szerokości linii promieniowania X hiperatomów Σ^- . Długości rozpraszania otrzymane w oparciu o te dane niezbyt zgadzają się z danymi dla zderzeń Σ^-N .

Te niezgodności, a w szczególności ta, która dotyczy przejść między poziomami mezwodoru K , podają w wątpliwość użyteczność parametryzacji opisujących zderzenia $K-N$, używanych dotąd przy rozpatrywaniu zjawiska emisji promieni X przez mezoatomy K i oddziaływań w spoczynku K -jądro.

Postacie parametryzacji otrzymano w oparciu o analizę danych zderzeniowych w obszarze pędów 100 MeV/c i powyżej, gdy tymczasem potrzebne są dane przy energii w pobliżu zera i przedłużenie ich do obszaru energii ujemnych w stosunku do progu reakcji K^-p . Sytuacja stała się bardziej krytyczna w związku z istnieniem w obszarze ujemnych energii rezonansu $\Lambda(1405)$. Eksperymenty, których wyniki mogłyby być przydatne do znajdowania bardziej realistycznych parametryzacji, obejmują analizę przesunięć i szerokości poziomów mezoazomów K wywołanych oddziaływaniami silnymi, obserwowanych wartości stosunku $\Sigma^+\pi^-:\Sigma^-\pi^+$ w wychwycie mezonu K^- i stosunku R_{pm} ilości wychwytych mezonów K^- prowadzących do produkcji hiperonów Σ na protonie do ich ilości na neutronie. Przewidziane w oparciu o eksperymenty badające wychwyty jądrowe mezonów K^- wartości tych dwóch ostatnich wielkości szczególnie silnie zależą od użytej parametryzacji.

Śluchając — po kilkuletniej przerwie w pracy nad tymi zagadnieniami — wystąpię na Konferencji, jest się pod wrażeniem nie tylko nowych, interesujących wyników, lecz również braku jakiś nowych rezultatów badań zagadnień stanowiących wiodące tematy dyskusji. Nie jest przecież tak, że zagadnienia te są nie interesujące lub zostały rozwiązane. Pozostały one jakby na uboczu.

Największy zawód sprawia brak jakichkolwiek wyników na temat podwójnych hiperjader. W ciągu 16 lat od czasu znalezienia pierwszego z tych obiektów zakomunikowano tylko o jednym w pełni udokumentowanym przypadku. Badania podwójnych hiperjader stanowią z pewnością najskuteczniejszą metodę otrzymania informacji o oddziaływaniu $\Lambda\Lambda$. Na konferencji przedstawiono pracę podnoszącą możliwość otrzymania takiej informacji przy użyciu eksperymentu elektronicznego, w którym wiązkę padającą stanowiłyby mezony K^- , zaś rejestrowano by wychodzące mezony K^+ . Najbardziej obiecującą metodą, pozwalającą zaobserwować podwójne hiperjądra, jest metoda wykorzystująca emulsję jądrową. Zastosowanie emulsyjnych technik hybrydowych do lokalizowania w emulsji oddziaływań neutrin dostarczyło pierwszych jednoznacznie zidentyfikowanych przykładów produkcji powabnych mezonów i barionów. Osiągnięcia te sugerują, że metody tej można użyć do lokalizowania w emulsji rozpadów podwójnych hiperjader. Na wejściu wiązki mezonów K^- w blok emulsji winny być ustawione komory dryfowe połączone w układzie koincydencyjnym z ustawionym po przeciwnej stronie bloku emulsji licznikiem Czerenkowa, pozwalającym identyfikować wychodzący mezon K^+ przez rejestrowanie mionu μ^+ pochodzącego z jego rozpadu $K_{\mu 2}$. Innymi zagadnieniami, być może mniej ważnymi, lecz interesującymi, są:

1) Badania dwunukleonowego (niemezonowego) procesu oddziaływania $K^-NN \rightarrow YN$. Pomimo faktu, że około 20% wszystkich wychwytych mezonów K^- na jądrach oparte jest na tym mechanizmie, o reakcji tej bardzo mało wiadomo. Dotychczas była ona badana przy użyciu emulsji jądrowej. Proces powyższy nadaje się do badania górnej granicy energii hiperonów Σ produkowanych w procesie wychwyty mezonu K^- w spoczynku na pojedynczym nukleonie. Posłużenie się metodami elektronicznymi w badaniach tego typu jest możliwe, gdy energia jednego lub obu produktów końcowych wychwyty w spoczynku przewyższa 60 MeV. Badania te są potencjalnie zdolne dostarczyć informacji o korelacjach nukleonów na powierzchni jądra. Wiele czasu poświęcono rozważaniom tej idei, lecz bez wyraźnych rezultatów.

2) Badania względnych gęstości protonów i neutronów w warstwie powierzchniowej jądra. Wstępne doświadczenia w większości korzystały z metod emulsyjnych i dostarczyły wielu interesujących wyników. Reakcjami, przy pomocy których wnikało w warstwę powierzchniową jądra, były $K^-n \rightarrow \pi^0 \Sigma^-$, $K^-p \rightarrow \pi^+ \Sigma^+$. Trudności w interpretacji danych wynikają z faktu, że w amplitudzie procesu, w którym uczestniczy proton, uwikłana jest wzajemna zależność amplitud o izospinach $T = 0$ i $T = 1$, która z kolei jest znacznie zaciemniona przez obecność rezonansu $\Lambda(1405)$. Reakcjami, które pozwoliłyby wysnuć bardziej jednoznaczne wnioski, mogłyby być $K^-n \rightarrow \pi^- \Lambda$, $K^-p \rightarrow \pi^0 \Lambda$, w opisie których występuje jedynie amplituda $T = 0$. Trudno je jednak badać w emulsji. Sygnatura tych procesów jest wyraźnie określona, jako że stanowią one jedyne źródło produkcji mezonów π o energii około 100 MeV podczas oddziaływania w spoczynku mezonów K^- na pojedynczym nukleonie. Posługując się aparaturą elektroniczną można badać powyższe reakcje w przypadkach różnorodnych jąder.

Inną reakcją, która budziła spore zainteresowanie w przeszłości, jest słaby proces $\Lambda N \rightarrow NN$, podstawowy proces w hiperjądrowych rozpadach niemezonowych. Wydaje się, że brak charakterystycznej sygnatury tego procesu uniemożliwiający badanie go metodami elektronicznymi sprawia, że ilość danych na jego temat można by zwiększyć dzięki dalszym ogólnym badaniom hiperjader metodami emulsji jądrowych. Nie wydaje się jednak, abyśmy mieli dane wskazujące, że tak się stanie.

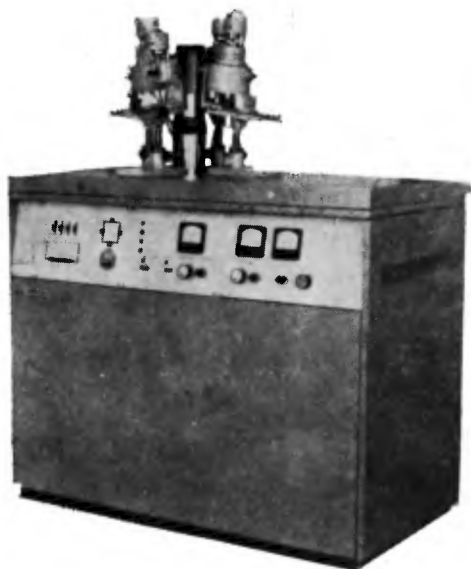
Na zakończenie należy zauważyć, że otrzymanie bardzo dużej części informacji doświadczalnej na

omawiane tematy wymaga wiązek mezonów K^- o bajecznie niskiej energii. O ile nie zostanie podjęty duży wysiłek, jest bardzo prawdopodobne, że zdobyć takie wiązki będzie coraz trudniej i w końcu mogą one przepaść całkowicie. Postępując się wiązkami K^- można badać wiele interesujących zagadnień, lecz przy istniejących urządzeniach pierwszeństwo z pewnością będzie dane coraz większej liczbie doświadczeń będących na pierwszym planie badań fizyki cząstek. Dlatego należy zbudować w jednym lub dwóch miejscach na świecie urządzenia produkujące mezony K^- , nastawione na wytwarzanie oddzielnych wiązek mezonów K^- o względnie małej energii, zaś o natężeniu być może o rząd wielkości większym od obecnie dostępnych. Możliwość wykorzystania tych urządzeń do badania fizyki mezonów K należy wyraźnie zagwarantować tak, aby fizycy zajmujący się tymi zagadnieniami nie byli całkowicie zależni od dobrej woli komisji kwalifikacyjnej. Ma to związek z nasilającymi się tendencjami, aby cały dostępny czas pracy tych urządzeń był wykorzystywany na wykonywanie doświadczeń będących na pierwszym planie badań. Nadszedł czas, aby taki pogląd odnośnie do tych urządzeń wyrazić bardziej stanowczo i przekonująco. Hiperyadrowcy i kaonowcy łączcie się! Prócz waszych eksperymentów nie macie nic do stracenia.

Tłumaczył *Lech Szymanowski*
Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

E. H. S. Burhop
University College
Londyn

ZMODERNIZOWANY APARAT RENTGENOWSKI URS 2,0



do badań rentgenostrukturalnych w dziedzinie fizyki ciała stałego, krytalografii, metaloznawstwa, chemii.

Obraz dyfrakcyjny rejestrowany metodą fotograficzną za pomocą kamer rentgenowskich.

Posiada wysokostabilny pod względem prądu anodowego i napięcia generator o mocy efektywnej 5 kW.



Techsnabexport
USSR MOSCOW

EKSPORTER — V/O TECHSNABEXPORT

ZSSR, 121200 Moskwa, Smolenskaja-Siennaja 32/34

Telefon: 244-32-85 Teleks: 411328 TSE SU

R E C E N Z J E

N. A. Krall, A. W. Trivelpiece: **Fizyka plazmy**. Tłumaczyli z języka angielskiego Eryk Infeld, Antoni Kuszel, Andrzej Skorupski, Władysław Żakowicz, PWN, Warszawa 1979, str. 593, cena zł 94.—

Ukazanie się książki *Fizyka plazmy* dwu znanych autorów amerykańskich N. A. Kralla i A. W. Trivelpiece'a w tłumaczeniu polskim, nakładem PWN, należy powitać z wielkim zadowoleniem ale i z pewnymi refleksjami.

Zadowolenie wynika z wielu faktów. Oto niektóre z nich: książka jest monografią, poświęconą zagadnieniom fizyki plazmy — dziedzinie, która w ostatnich dwudziestu pięciu latach rozwija się niezwykle burzliwie, niezwykle interesująco, w związku z nadzieją, że na jej podstawie zostaną rozwiązane nekające świat problemy energetyczne. Na temat reakcji termojądrowych opartych na syntezie termojądrowej mówi się tak wiele, oczekuje się tak wiele, że nic w tym dziwnego, że fizyce tych zjawisk, problemom eksperymentalnym i teoretycznym z nimi związanymi poświęca się uwagę, środki i publikacje.

Wśród wielu publikacji poświęconych fizyce plazmy książka, o której mówimy, wyróżnia się zarówno klarownością ekspozycji, jak i bogactwem i zakresem przedstawionego materiału. Jest ona zwartą, przemyślaną i całościową próbą przedstawienia złożonego, trudnego zespołu zagadnień, tym trudniejszego, że poddanego wciąż procesom rozwoju, procesom dalekim od stanu równowagi, stanu „uklasyzczenia”, uporządkowania, ostygnięcia i ugruntowania pojęć, poglądów, aktualnej wiedzy.

Przedstawienie zagadnień fizyki plazmy rozpoczyna się w recenzowanej książce od podstawowych pojęć układu wielu ciał, omówienia różnego rodzaju opisów mikro- i makroskopowych, sposobów wytwarzania plazmy, pomiarów jej parametrów.

Po tym wstępie autorzy sięgają po opis płynowy, lub inaczej makroskopowy, podając równania magneto hydrodynamiki i równania jednopłynowe. W tym ujęciu badane są następnie fale oraz zjawiska niestabilności w plazmie płynowej.

W dalszym ciągu autorzy określają statystyczny opis plazmy, opis mikroskopowy, aby przy jego pomocy formułować i opisywać zjawiska transportu w plazmie. W szczególności opisują dość szczegółowo fale plazmowe wg teorii Własowa w różnych warunkach. Omawiają następnie własowską teorię stabilności plazmy.

Dalszym tematem jest nieliniowa teoria fal plazmowych i ich niestabilności dla plazmy bezzderzeniowej (Własowa), będąca odejściem od pierwotnego, zlinearyzowanego opisu.

Następny rozdział poświęcony jest szczególnym aspektom opisu mikroskopowego, a mianowicie fluktuacjom i korelacjom oraz zagadnieniom promieniowania, jakże ważnym w fizyce plazmy.

Uzupełnienia omawiają ruch jednocząstkowy w plazmie, dając podstawy do opisu zachowania się cząstki próbnej, a następnie podstawy rachunków wektorowego i tensorowego, pewne twierdzenia całkowite oraz wzory niezbędne do pracy w układach krzywoliniowych. Książkę kończy spis literatury uzupełniającej.

Wartościowymi elementami książki są zadania, które pozwalają na głębsze zrozumienie i opanowanie zagadnień. Szkoda jednak, że do niektórych z nich nie podano rozwiązań, np. na końcu książki. Dydaktyczny walor zadań ulega w ten sposób pewnemu ograniczeniu.

Książka przetłumaczona jest przez zespół czterech znanych i wybitnych specjalistów polskich z zakresu fizyki plazmy. Dzięki temu usunięto część błędów i uchybień merytorycznych niedostrzeżonych przez autorów. Język tłumaczenia jest na ogół jasny i przejrzysty, ułatwiający zrozumienie tematu. Należy na pewno do elementów budujących nasze zadowolenie z wydawnictwa. Układ, wzory, rysunki książki są czytelne, nie obciążają uwagi, nie nużą. Książkę się czyta bez napięcia, z przyjemnością. Są to fakty niewątpliwie pozytywne.

Refleksja powstaje przy czytaniu strony czwartej. Dowiadujemy się, że oryginał został wydany przez

McGraw-Hilla w roku 1973. Trzeba więc było sześciu (!) lat do ukazania się tłumaczenia w języku polskim. Smutna to rzecz, wielokrotnie podnoszona przy takich okazjach. Dziękujemy PWN za to wydawnictwo, dziękujemy tłumaczom, Redakcji Wydawnictw Fizycznych, ale prosimy o szybkość, o tempo. Nie dajmy czekać czytelnikom, studentom i pracownikom naukowym, inżynierom na tego rodzaju nowości. *Tempus fugit!*

Roman Żelazny

Instytut Badań Jądrowych
Świerk

W. Ł. Ginzburg: *O fizyce i astrofizyce*. Tłumaczył z języka rosyjskiego M. Demiański, PWN, Warszawa 1979, str. 168, cena zł. 20.—

Książka W. Ł. Ginzburga jest interesującą próbą ukazania obecnego stanu badań w fizyce i astrofizyce. Jest to niewątpliwie książka popularnonaukowa, ale dla pewnego kręgu odbiorców. Tym kręgiem czytelników będą przede wszystkim studenci fizyki i nauk pokrewnych. Do nich też adresuje autor swoją książkę. Wiadomo, że bardzo szybki rozwój fizyki powoduje coraz większą specjalizację. Coraz trudniej o porozumienie między fizykami różnych specjalności. Specjalista od kwantowej teorii pola czy ogólnej względności nie orientuje się często w fizyce ciała stałego i odwrotnie. W. Ł. Ginzburg słusznie uważa tę sytuację za szkodliwą i niezadowalającą. Książka jego ma w pewnym sensie spełnić rolę łącznika między różnymi dyscyplinami fizyki. W jaki sposób autor chce dokonać tego wręcz niemożliwego zadania? Otóż wychodzi on z założenia, że podczas studiów fizycznych czytelnik zapoznał się z szeroką gamą problemów fizycznych zanim wybrał konkretną specjalizację. Od tej pory (wyboru specjalności) utracił on kontakt z innymi dziedzinami fizyki. Nie rozumie problemów występujących poza macierzystą specjalnością, a często nawet nie zna ich. Jest to smutną koniecznością postępu. Można próbować zaradzić temu. Panuje bowiem niesłuszny pogląd, że fizyk specjalizujący się w jednej dziedzinie nie może znać tzw. „gorących problemów” innych działów fizyki. Orientowanie się w innych dziedzinach musi być z konieczności dość pobieżne i ogólne, ale bez zataczania rozumienia istoty rzeczy. Zdaniem autora tylko pewien bezwład psychiczny nie dopuszcza do tego typu znajomości innych dziedzin. Autor próbuje przedstawić w książce wszystkie według niego „gorące” problemy współczesnej fizyki. Dzieli on fizykę na makrofizykę, mikrofizykę i astrofizykę. Podział ten jest oczywiście umowny. W makrofizyce za najważniejsze problemy uważa on dokonanie kontrolowanej syntezy termojądrowej, otrzymanie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, konstrukcję raserów, gaserów i laserów wielkiej mocy. Do makrofizyki włącza również problemy uzyskania metalicznej cieczy ekscytonowej i otrzymanie pierwiastków superciężkich. Do najbardziej „gorących” problemów mikrofizyki zalicza wyjaśnienie widma mas cząstek elementarnych, naruszenia symetrii PC w słabych oddziaływaniach, oddziaływania cząstek przy wysokich energiach. Równie ważne i tajemnicze wydają mu się nieliniowe zjawiska w próżni i w bardzo silnych polach elektromagnetycznych. W astrofizyce zaś, za najważniejsze problemy do rozwiązania uważa autor: obserwacyjne sprawdzenie ogólnej teorii względności, wykazanie istnienia fal grawitacyjnych, problemy fizyki czarnych i białych dziur. Równie ważnymi problemami są dla niego fizyka kwazarów, gwiazd neutronowych i promieniowania kosmicznego. Bardzo istotnym problemem jest też kwestia, czy do wyjaśnienia pewnych zjawisk astrofizycznych jest potrzebna „nowa fizyka”.

Do książki W. Ł. Ginzburga tłumacz dołączył uzupełnienie, w którym podał obecny stan badań dotyczący przedstawionych w książce „gorących problemów” fizyki. Niektóre z tych problemów zostały bowiem rozstrzygnięte. Potwierdzono istnienie cieczy ekscytonowej w półprzewodnikach, stworzono uniwersalną teorię przejść fazowych przy pomocy grupy renormalizacji. Osiągnięto duży postęp w fizyce cząstek elementarnych (odkrycie nowych kwarków i leptonów). Również w astrofizyce nastąpił ogromny postęp. Pojawiły się nowe „gorące problemy”.

W sumie książka jest bardzo interesująca i cenna. Tłumaczenie nie budzi żadnych zastrzeżeń. Wypada tylko polecić ją czytelnikom do przeczytania.

Marek Kalinowski

Instytut Filozofii
i Socjologii PAN
Warszawa

K R O N I K A

PTF

XXVII Zjazd Fizyków Polskich

XXVII Zjazd Fizyków Polskich odbędzie się we wrześniu 1981 r. w Lublinie. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego jest prof. Stanisław Szpikowski, jego zastępcami — doc. Bogdan Adamczyk i doc. Maksymilian Piłat.

EPS

Komitet Wykonawczy

Na zebraniu Rady EPS w marcu 1980 został wybrany nowy skład Komitetu Wykonawczego na kadencję 1980/81:

prezes — A. W. Mackintosh (Risø), wiceprezes — S. Kapica (Moskwa), sekretarz — L. A. Thomas (Wembley), zastępca sekretarza — H. de Waard (Groningen), skarbnik — E. A. Müller (Genewa), zastępca skarbnika — P. Radvanyi (Orsay), członkowie — J. Kaczer (Praga), W. Martienssen (Frankfurt), A. Milojevic (Belgrad), G. Preparata (CERN), Z. Wilhelmi (Warszawa).

Nowi delegaci do Rady

W wyniku wyborów przeprowadzonych pocztą do Rady EPS weszło dwóch nowych delegatów indywidualnych członków zwyczajnych w miejsce ustępujących J. Fischera (Praga) i J. Friedela (Paryż). Nowymi delegatami są: M. Balkanski, dyrektor Laboratorium Fizyki Ciała Stałego

Uniwersytetu Piotra i Marii Curie w Paryżu i A. Messiah, dyrektor Wydziału Fizyki Ośrodka Badań Jądrowych w Saclay.

Członkiem rezerwowym został wybrany A. Budzanowski, profesor Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie.

Europhysics News 11, No 4 (1980)

Europejski program wymiany wykładowców z fizyki

Europejskie Towarzystwo Fizyczne działając z inicjatywy Advisory Committee on Physics Education postanowiło uruchomić w Europie szeroki program wymiany wykładowców z fizyki (patrz także Kronika, z. 6 (1979)). W ramach tego programu fizycy, wykładowcy z różnych instytucji europejskich, będą mogli — w drodze wymiany — podjąć obowiązki wykładowcy w innym kraju, na okres jednego semestru lub roku. Rozumie się, że podjęcie obowiązków wykładowcy oznacza także uczestniczenie w innych typowych zajęciach pracownika naukowego, takich jak badania naukowe, praca ogólnie-organizacyjna itp. Proponuje się, aby wymiana mogła objąć profesorów, docentów, młodszych pracowników nauki, a także asystentów stażystów, asystentów demonstracyjnych itp. Sądzi się, że istniejące stosunki bilateralne pomiędzy wieloma krajami europejskimi, jak również wzajemna wola rozszerzenia współpracy międzynarodowej, powinny sprzyjać wprowadzeniu w życie tego niezmiernie interesującego programu. Pewne trudności mogą wynikać jednak z różnego rodzaju charakteru nauczania w poszczególnych krajach, niejednakowych warunków, jakie mogą zaoferować obie strony wymiany i z barier językowych. Nie wydaje się jednak, aby te trudności mogły wpłynąć zasadniczo na działanie programu wymiany.

Europejskie Towarzystwo Fizyczne zachęciło 26 krajów europejskich, których towarzystwa fizyczne są członkami EPS, do zagwarantowania odpowiednich środków materialnych dla realizacji programu wymiany. W niektórych przypadkach program ten może być realizowany w ograniczonym rozmiarze — na przykład — bezpośredniej wymiany dwóch zainteresowanych wykładowców. Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego, który aktywnie uczestniczy w pracach Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, jest gotów do objęcia patronatu nad tą akcją. W miarę rozwoju programu, Zarząd Główny PTF udostępni na łamach *Postępów Fizyki* dalsze szczegóły, które mogłyby zainteresować wykładowców fizyków w naszym kraju.

Franciszek Kaczmarek

CERN

Delegaci 12 państw członkowskich CERN-u wybrali Herwiga Schoppera na stanowisko Dyrektora Generalnego CERN-u w następnej pięcioletniej kadencji. 1 stycznia 1981 r. kończy się kadencja obecnych Dyrektorów Generalnych J. B. Adamsa i L. Van Hove.

Herwig Franz Schopper ma 56 lat, jest profesorem Uniwersytetu w Hamburgu i prezesem dyrekcji laboratorium fizyki cząstek fundamentalnych DESY w Hamburgu. Jest członkiem Akademii Nauk Leopoldina w Halle.

Rada CERN-u zatwierdziła budżet na rok 1980 w wysokości 593 mil. franków szwajcarskich, z czego 586,4 mil. pochodzić będzie ze składek członkowskich.

CERN Presse 29/79 i 08/80

B. W.

Nagroda Marii Skłodowskiej-Curie

Nagroda naukowa im. Marii Skłodowskiej-Curie przyznawana jest przez Polską Akademię Nauk co dwa lata na przemian raz fizykowi, raz chemikowi. W 1979 r. przyznana została prof. dr hab. Jerzemu Wdowczykowi za zespół prac nad oddziaływaniem cząstek wysokich energii w promieniowaniu kosmicznym.

Łódzka grupa fizyków pracująca pod kierunkiem prof. Jerzego Wdowczyka w Zakładzie Fizyki Wielkich Energii w Oddziale Łódzkim Instytutu Badań Jądrowych oraz w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego nad oddziaływaniem cząstek promieniowania kosmicznego cieszy się zasłużonym uznaniem wśród badaczy w tej dziedzinie fizyki w świecie. Prace tej grupy zostały zapoczątkowane wiele lat temu przez prof. Aleksandra Zawadzkiego, który zorganizował prace nad konstrukcją nowoczesnej aparatury, zapewniając jednocześnie tak istotną dla tego rodzaju badań współpracę międzynarodową. Po wyjeździe prof. A. Zawadzkiego, kierownictwo tego zespołu objął jego uczeń i najbliższy współpracownik, obecnie profesor, Jerzy Wdowczyk.

Kilkanaście prac prof. Wdowczyka, częściowo ze współpracownikami, wyróżnionych nagrodą, dotyczą możliwości uzyskania informacji o zderzeniach hadronów o energiach powyżej 10^{15} eV na podstawie badań wielkich pęków atmosferycznych promieniowania kosmicznego. Niezależnie od znaczenia tych badań dla astrofizyki, przedstawiają one jedyną możliwą drogę dla badań oddziaływań hadronów przy tak wysokich energiach.

Już w roku 1972 prof. J. Wdowczyk, wspólnie z angielskim fizykiem prof. A. Wolfendale'm, podjął badania nad problemem słuszności Feynmanowskiego skalowania (*scaling*) dla asymptotycznych energii hadronów przy pomocy analizy własności wielkich pęków atmosferycznych. Pierwszym oryginalnym rezultatem uzyskanym w tym zagadnieniu było stwierdzenie szybszego, niż można się było spodziewać na podstawie hipotezy skalowania, rozwoju pęków w atmosferze. Wynik ten został uzyskany na podstawie badań przeprowadzonych w Łodzi we współpracy z ośrodkami zagranicznymi.

Dalszym rezultatem prac prof. Wdowczyka było stwierdzenie, że krotność cząstek wtórnych produkowanych w zderzeniach rośnie szybciej z energią niż logarytmicznie.

Przez badanie fluktuacji w rozwoju pęków atmosferycznych prof. J. Wdowczyk i współpracownicy stwierdzili, że wyżej opisane zjawiska nie mogą być interpretowane przez obecność ciężkich jąder w promieniowaniu pierwotnym

Uzyskane rezultaty mają bardzo istotne znaczenie dla opisu oddziaływania hadronów przy wysokich energiach.

Marian Mięśowicz

Jerzy Pniewski doktorem *h. c.* Uniwersytetu w Heidelbergu

Uniwersytet w Heidelbergu, jeden z najstarszych uniwersytetów niemieckich (założony w 1386 r.), nadał stopień doktora *honoris causa* profesorowi Uniwersytetu Warszawskiego Jerzemu Pniewskiemu za jego wybitny wkład w fizykę hiperjader poprzez ich odkrycie i analizę, jak również w uznaniu za wysiłek włożony w rozwój międzynarodowej współpracy fizyków.

Uroczysta promocja odbyła się 25 stycznia 1980 r. na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu w Heidelbergu.

Dziękując za to zaszczytne wyróżnienie prof. Pniewski powiedział, że tym bardziej ceni je sobie, gdyż przed 45-laty, w czasach gdy rozpoczął swoje badania naukowe, wówczas w dziedzinie optyki molekularnej, jego profesor i mistrz Stefan Pieńkowski otrzymał stopień doktora *honoris causa* tego samego Uniwersytetu.

Następnie prof. Pniewski przypomniał jak we wrześniu 1952 r. Marian Danysz i on odkryli w emulsji jądrowej naświetlonej promieniowaniem kosmicznym tor fragmentu, który zinterpretowali jako hiperjadro. (Pozwalamy sobie przypomnieć tu Czytelnikom, że w z. 6 (1979) ukazał się artykuł prof. Pniewskiego *Początki fizyki hiperjader*). W ciągu 25 lat, jakie minęły od tego odkrycia, rozwinął się w Warszawie bardzo silny ośrodek badań fizyki hiperjader. Stało się to możliwe dzięki współpracy z różnymi laboratoriami europejskimi. W szczególności, bardzo owocnie rozwijała się współpraca z grupą z Uniwersytetu w Heidelbergu, kierowaną przez profesorów Bogdana Povha i Voelkera Soergela.

Prof. Jerzy Pniewski otrzymał również, jak wiadomo, doktorat *honoris causa* w 1975 r. od Uniwersytetu Claude'a Bernarda w Lyonie.

B. W.

Nagrody Państwowej Rady d/s Wykorzystania Energii Atomowej

W 1979 r. Państwowa Rada d/s Wykorzystania Energii Atomowej przyznała nagrody za szczególnie ważne osiągnięcia naukowe z zakresu atomistyki. Oto wykaz nagród przyznanych fizykom:

Nagrody indywidualne

Prof. Kazimierz Grotowski (IFJ) — za całokształt prac nad mechanizmem rozpraszania cząstek alfa na jądrach atomowych — nagroda I stopnia.
Doc. Jan Kwieciński (IFJ) — za prace nad własnościami analitycznymi amplitud wielocząstkowych przy wysokich energiach — nagroda II stopnia.

Dr hab. Andrzej Murasik (IBJ) — za badania pól krystalicznych w związkach uranu i ziem rzadkich metodą spektroskopii neutronowej — nagroda II stopnia.

Dr hab. Wiktor Żyszkowski (IBJ) — za opracowanie teorii wybuchu fizycznego, jaki może powstać w wyniku awaryjnego stopienia elementów paliwowych reaktora jądrowego — nagroda II stopnia.

Dr Stanisław Ugniewski (IBJ) — za opracowanie pt. „Analiza wyników sondowania plazmowych ośrodków o symetrii osiowej” — nagroda III stopnia.

Nagrody zespołowe

Dr Jan Stanek (Uniwersytet Jagielloński) i dr Barbara Sawicka (IFJ) — za rozwój spektroskopii mössbauerowskiej elektronów konwersji — nagroda II stopnia.

Prof. Henryk Rzewuski (IBJ), dr hab. Zbigniew Werner (IBJ), mgr Adżian Kozanecki (IBJ) i mgr inż. Juliusz Zieborak (IBJ) — za badanie defektów radiacyjnych w materiałach półprzewodnikowych — nagroda II stopnia.

Dr hab. Henryk Piekarczyk (IBJ), dr Jadwiga Piekarczyk (Uniwersytet Warszawski) i mgr inż. Maciej Kudła (Uniwersytet Warszawski) — za prace z zakresu spektroskopii gamma lekkich hiperjader — nagroda II stopnia.

Doc. Eugeniusz Bożek (IFJ) i doc. Jan Styczeń (IFJ) — za prace nad jednocząstkowymi i kolektywnymi wzbudzeniami jąder atomowych o wysokich spinach — nagroda II stopnia.

Doc. Tomasz Goworek (UMCS), dr Jan Wawryszczuk (UMCS) i dr Józef Rybka (Politechnika Lubelska) — za cykl prac z zakresu anihilacji pozytonów w kryształach molekularnych, — nagroda II stopnia.

Dr Andrzej Ziemiński (Uniwersytet Warszawski), Krystyna Dziunikowska (AGH), dr Danuta Kisielewska (AGH) i dr Maria Szeptycka (IBJ) — za badania nad oddziaływaniami mezonów z jądrami deuteru przy wysokich energiach — nagroda II stopnia.

Doc. Kazimierz Mikke (IBJ), mgr Joanna Janowska (IBJ) i doc. Antoni Modrzejewski (IBJ) —

za badania fal spinowych w stopach Ni-Fe i Ni-Co metodami niesprężystego rozpraszania neutronów — nagroda III stopnia.

Stanisław Wąsowicz

Nagroda Bonnera 1980

Tegoroczną nagrodę Bonnera w dziedzinie fizyki jądrowej, przyznaną przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne, otrzymali dwaj fizycy amerykańscy z Laboratorium Lawrence'a w Berkeley: Richard M. Diamond i Frank S. Stephens. Warto przypomnieć, że dwa lata temu wysokie to wyróżnienie spotkało dwóch fizyków radzieckich: S. M. Polikanowa (eksperymentator) i V. M. Strutinskiego (teoretyk) za prace nad rozszczepiającymi się izomerami.

Diamond i Stephens nagrodzeni zostali za badania nad stanami jądrowymi o wysokim spinie. Należą tu prace nad mechanizmem wzbudzenia tych stanów w reakcjach z ciężkimi jonami, w szczególności w procesie wielokrotnego wzbudzenia kulombowskiego, nad ich rozpadem, w szczególności nad krotnością przejść gamma w procesie rozpadu oraz nad efektami sprzężenia Coriolisa w widmach rotacyjnych.

Obaj fizycy z Berkeley są eksperymentatorami. Wkładają jednak wyjątkowo dużo wysiłku i inwencji w interpretację wyników, w otrzymanie możliwie prostego i jasnego obrazu badanego zjawiska. R. M. Diamond miał w 1975 r. cykl bardzo dobrych wykładów na Letniej Szkole Fizyki Jądrowej w Mikołajkach, organizowanej od lat przez prof. Z. Wilhelmiego.

Bull. Am. Phys. Soc. 25, No 2 (1980)

A. S.

Medal Maxa Plancka

Medal Maxa Plancka, przyznawany przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, otrzymał w 1979 r. znany teoretyk szwajcarski Markus Fierz, profesor emerytowany Politechniki (ETH) w Zurychu, w uznaniu za jego istotny wkład do teorii kwantów. W szczególności Fierz stworzył podstawy do wyjaśnienia związku między spinem a statystyką cząstek.

Markus Fierz studiował fizykę w ETH, m. in. u Wentzla i u Pauliego. Doktoryzował się w 1936 r.,

a w 1940 r. został profesorem ETH. W czasie wojny pracował na uniwersytecie w Bazylei nad teorią niewiele wcześniej odkrytych mezonów. W końcu lat pięćdziesiątych kierował przez pewien czas pracami grupy teoretyków w CERN-ie. Ma znaczne osiągnięcia w teorii jądra, teorii pól kwantowych i ogólnej teorii względności. Interesuje się również historią fizyki, a w szczególności mechaniki.

Phys. Blätter 35, No 12 (1980)

B. W.

Nagroda Davissona i Germera 1979

Nagroda Davissona i Germera, ufundowana przez Bell Laboratories, została przyznana przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne Alexandrowi Dalgarno z Uniwersytetu Harvarda za jego wybitny wkład do teorii zderzeń atomowych i przejść radiacyjnych oraz do analizy procesów atomowych i molekularnych w atmosferze planetarnej, przestrzeni międzygwiazdowej i w plazmie laboratoryjnej.

Bull. Am. Phys. Soc. 25, No 2 (1980)

B. W.

Nagroda dla fizyka radzieckiego

Nagroda Prezesa Akademii Nauk Nowego Jorku za rok 1979 została przyznana wybitnemu fizykowi radzieckiemu A. D. Sacharowowi za jego osiągnięcia naukowe.

Phys. Today 33, No 3 (1980)

B. W.

Nagroda za zastosowania przemysłowe fizyki

Nagrodę za zastosowania przemysłowe fizyki nadawaną przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne w imieniu instytucji będących członkami wspierającymi American Institute of Physics otrzymał Andrew H. Boveck z Laboratoriów Bella.

Nagroda ta została ustanowiona, aby podkreślić znaczenie przemysłowych zastosowań fizyki, rozpowszechnić wagę przywiązywaną do badań fizycznych w przemyśle i aby wzmocnić wśród studentów świadomość roli, jaką fizyka odgrywa w badaniach przemysłowych.

Bull. Am. Phys. Soc. 25, No 2 (1980)

B. W.

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN już działa

Uchwała Nr 2/79 Prezydium PAN o powołaniu samodzielnego Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN, o czym pisaliśmy w Kronice 1/80, doczekała się realizacji.

Na kierownika zakładu został powołany, z dniem 1 maja 1980 r., prof. Iwo Białynicki-Birula. Zakład Fizyki Teoretycznej PAN pod koniec bieżącego roku będzie zatrudniał 7 pracowników naukowych, w tym 4 samodzielnych. Przewiduje się że do końca lat osiemdziesiątych zakład będzie zatrudniał ok. 25 osób. Zakład mieści się w 3 pokojach w gmachu Instytutu Fizyki PAN w Warszawie, Al. Lotników 32/46.

W następnej Kronice umieścimy informacje dotyczące planów działalności naukowej zakładu.

B. W.

CKK

Czasopismo *Nauka Polska* w numerze 9 (1979), wydanym w lutym 1980 r., przynosi sprawozdanie z pierwszego plenarnego zebrania nowej (trzeciej, 1979—1981) kadencji Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej do Spraw Kadr Naukowych przy Prezesie Rady Ministrów, oraz analizę działalności drugiej kadencji (1976 — maj 1979) tej Komisji.

Na posiedzeniu dokonano wyboru prezydium CKK, do którego weszli m. in. prof. Roman Teisseyre (Instytutu Geofizyki PAN) i prof. Andrzej Wróblewski (IFD UW) oraz wybrano przewodniczących poszczególnych sekcji i ich zastępców. W skład prezydium sekcji V — Nauk Matematyczno-Fizycznych, Chemicznych i Nauk o Ziemi weszli: przewodniczący — prof. Zbigniew Ciesielski (Oddział Instytutu Matematycznego PAN w Gdańsku), zastępcy — prof. Zbigniew Bochnacki (IFJ, Kraków) i prof. Włodzimierz Kołos (Wydział Chemii UW). Sekcja V liczy ogółem 40 członków.

W czasie drugiej kadencji, CKK rozpatrzyła ponad 3400 wniosków kwalifikacyjno-awansowych oraz wniosków o przyznanie intytutom uprawnień do nadawania stopni naukowych. Około 370 wniosków dotyczyło nadania tytułu profesora zwyczajnego, 950 — tytułu profesora nadzwyczajnego, 270 — stanowiska docenta, 1700 — stopnia doktora habilitowanego. Średni czas trwania postępowania opiniodawczego w spr-

wach wniosków kwalifikacyjno-awansowych trwa 4,5 miesiąca.

Procentowy udział wniosków zgłaszanych przez poszczególne pionier nauki przedstawiał się następująco:

	szkoły wyższe %	PAN %	resortowe placówki nauk-bad. %
profesor zwyczajny	79,9	8,3	11,8
profesor nadzwyczajny	73,7	9,2	17,1
habilitacja	87,0	8,0	5,0
docent bez habilitacji	30,7	3,4	65,9

Wniosków rozpatrzonych negatywnie było w drugiej kadencji 10,2%, a ich udział w poszczególnych rodzajach spraw kształtował się następująco:

profesor zwyczajny	7,4%
profesor nadzwyczajny	9,7%
habilitacje	5,7%
docenci bez habilitacji	44,2%

Podstawową przyczyną negatywnych decyzji jest brak dostatecznych osiągnięć kandydatów w pracy naukowej, chociaż zdarzają się też odrzucenia wniosków ze względu na nieprawidłowości w przeprowadzaniu postępowania.

Z analizy wieku kandydatów do awansu naukowego wynika, że od ukończenia studiów do uzyskania stopnia doktora upływa średnio ok. 12 lat, a od doktoratu do habilitacji średnio ok. 9 lat.

CKK przeprowadziła kompleksową kontrolę 498 przewodów doktorskich w wybranych 36 placówkach, oceniając, że 8% uchwał o nadaniu stopnia doktora było nieuzasadnione (wszystkie przewody z fizyki uzyskały pozytywną ocenę CKK).

Na posiedzeniu zabierali głos przedstawiciele Rządu i członkowie Komisji. Zwrócono uwagę na to, że mimo dążenia do jak najwyższego poziomu kadr awansujących trzeba jednak stosować nieco inne kryteria osiągnięć uzasadniających awans nauczyciela akademickiego, a inne w przypadku pracownika naukowo-badawczego PAN czy też pracownika naukowo-badawczego zatrudnionego w tzw. zapleczu naukowo-technicznym gospodarki. Nauczyciel akademicki ma z reguły mniej czasu na prowadzenie badań naukowych i dlatego jego działalność dydaktyczno-wychowawcza powinna być również uwzględniana przy ocenie jego dorobku. Warto zbadać możli-

wości zwiększenia wzajemnego przepływu kadr między szkołami wyższymi a placówkami PAN i instytutami resortowymi. Potrzebne jest stworzenie właściwych warunków ekonomicznych i organizacyjnych oraz równorzędnych możliwości awansów naukowych.

Stwierdzono, że występują niewłaściwe proporcje rozmieszczenia kadr naukowych. W Polsce gospodarka zatrudnia stosunkowo mniej kadr naukowych wysoko kwalifikowanych niż np. w USA. Również porównanie z ZSRR wykazuje zasadnicze różnice w rozkładzie. W ZSRR w uczelniach wyższych pracuje 1/3 kadr najwyższej kwalifikowanych, a w zapleczu naukowo-badawczym 2/3. W Polsce te proporcje są odwrócone: ponad 2/3 wysoko kwalifikowanych kadr zatrudniają uczelnie wyższe, a 1/3 zapleczu naukowo-badawcze.

Zwrócono także uwagę, że rady naukowe niektórych instytutów nie mają właściwego pojęcia co to jest habilitacja i czym powinna być praca habilitacyjna oraz jaki powinien być dorobek kandydata na docenta bez habilitacji.

Dyskutowano niski poziom pewnej części prac doktorskich i proponowano, aby powrócić do systemu, w którym CKK mogła nie zatwierdzić doktoratu.

Nauka Polska 27, No 9 (1979)

B. W.

Rola badań naukowych w wychowaniu i kształceniu osobowości

W listopadzie 1979 r. odbyły się uroczyste obchody 150-lecia jednej z „wielkich szkół” paryskich — École Centrale des Arts et Manufactures. Wziął w nich udział Prezydent Republiki Valéry Giscard d'Estaing oraz Pierre Aigrain, wybitny fizyk i sekretarz stanu do spraw badań naukowych.

W przemówieniu Prezydenta Republiki znalazły się m. in. następujące stwierdzenia: „Nie ma dziś szkolnictwa wyższego wysokiej jakości bez badań naukowych... W nauce, bardziej niż w jakiegokolwiek innej dziedzinie, badania mogą być tylko międzynarodowe... Radziłbym jednak (absolwentom École Centrale — B. W.), aby nie zapominali, że powinni na kongresach naukowych zapewnić językowi francuskiemu jego właściwe miejsce i używać go, gdy tylko to jest możliwe”.

Pierre Aigrain powiedział: „Formowanie indywidualności poprzez uprawianie badań naukowych jest nie tylko nieporównanym sposobem

nabywania i zrozumienia najnowocześniejszej wiedzy naukowej i technicznej, nie tylko rozwija cechy ścisłości, zdolności twórczej, uporządkowania pracy badacza, ale stanowi ono także szkołę postępowania praktycznego o rozsądnej pomysłowości, której wartość inżynierowie dobrze znają. Kraje takie jak Niemcy, Holandia, Stany Zjednoczone zrozumiały, że we wszystkich gałęziach działalności ekonomicznej należy zatrudnić personel uformowany przez uprawianie badań naukowych. We Francji, niestety, tak jeszcze nie jest”.

La Recherche No 107 (1980)

B. W.

Współpraca amerykańsko-japońska

W listopadzie 1979 r. została zawarta umowa między amerykańskim Departamentem Energii a japońskim Urzędem do Spraw Naukowych i Międzynarodowych o współpracy naukowej i naukowo-technicznej w dziedzinie fizyki wysokich energii, syntezy jądrowej, fotosyntezy, wykorzystania energii geotermicznej i konwersji energetycznej węgla.

W dziedzinie fizyki wysokich energii Japończycy zainwestują ok. 50 mln dolarów w programy badawcze przeprowadzone w amerykańskich laboratoriach (Argonne, Berkeley, Brookhaven, Fermilab, Stanford).

CERN Courter 20, No 2 (1980)

B. W.

Sześćdziesięciolecie Borowika-Romanowa

Znany radziecki fizyk-eksperymentator Andrzej Stanisławowicz Borowik-Romanow skończył 18 marca 1980 r. sześćdziesiąt lat. Z tej okazji ukazał się w czasopiśmie *Uspiechy Fizycznych Nauk* artykuł o nim podpisany przez kilku wybitnych fizyków, m. in. przez Piotra Kapicę.

Badania Borowika-Romanowa doprowadziły do odkrycia wielu nowych efektów w dziedzinie antyferromagnetyzmu, rezonansu magnetycznego i magneto-optyki. On pierwszy przeprowadził badania słabego ferromagnetyzmu w syntetycznych (o kontrolowanym stopniu domieszkowania) kryształach. Eksperymentalnie wykazał istnienie zjawiska piezomagnetyzmu. Bardzo interesujące wyniki uzyskał w cyklu teoretycznych i doświadczalnych badań rezonansu magnetycznego

w słabych ferromagnetykach. Duża część prac Borowika-Romanowa poświęcona jest jednemu z podstawowych problemów magnetyzmu — falom spinowym. Metodami klasycznymi opartymi na pomiarach pojemności cieplnej i momentu magnetycznego wykazał, że fale spinowe w antyferromagnetykach podlegają dyspersji liniowej i wyznaczył ich prędkość. Następnie opracował wysokoczęstościową metodę generacji tych fal. Zastosował też do badania fal spinowych metody magneto-optyczne i wykazał, że uporządkowanie magnetyczne prowadzi do dużych zmian dwójłomności światła w przezroczystych antyferromagnetykach. Badał również rozproszenie Brillouina na falach spinowych.

Borowik-Romanow, który jest świetnym eksperymentatorem, interesuje się także metrologią niskich temperatur. M. in. skonstruował precyzyjny termometr gazowy i przy jego pomocy przecechował szereg termometrów platynowych, które stały się narodowym wzorcem praktycznej skali temperatur. Ten wzorzec został już włączony w projekt międzynarodowej skali temperatur.

Borowik-Romanow był inicjatorem i jest redaktorem pierwszego radzieckiego czasopisma naukowego o bardzo krótkim cyklu wydawniczym (podobno najkrótszym na świecie) — *ЖЕТФ Писма*.

UFN 130, No 3 (1980)

B. W.

III Ogólnopolskie Sympozjum „Relaksacje niesprężyste i opóźnienia magnetyczne w ciałach stałych” w Katowicach

W dniach 29—31 stycznia 1980 r. odbyło się w Instytucie Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach III Ogólnopolskie Sympozjum: Relaksacje niesprężyste i opóźnienia magnetyczne w ciałach stałych — RENIOM'80. W sympozjum brało udział 60 fizyków, fizykochemików i metaloznawców stosujących w swoich badaniach metody tarcia wewnętrznego i dezakomodacji przenikalności magnetycznej. Wśród uczestników było 6 gości zagranicznych reprezentujących następujące ośrodki: Uniwersytet VI w Paryżu, Centrum Badań Jądrowych w Grenoble, Uniwersytet w Debreczynie, Uniwersytet w Koszycach oraz Centralny Instytut Fizyki Ciała Stałego i Nauki o Materiałach Akademii Nauk w Dreźnie. Uczestnicy krajowi reprezentowali

wszystkie ośrodki naukowe zajmujące się tarciami wewnętrznymi i dezakomodacją, a mianowicie: Instytut Fizyki i Instytut Technologii Materiałów Maszynowych i Spawalnictwa Politechniki Gdańskiej w Gdańsku, Instytut Fizyki Politechniki Śląskiej w Gliwicach, Instytut Metalurgii AGH w Krakowie, Instytut Fizyki PAN w Warszawie, Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN w Warszawie, Instytut Inżynierii Materiałowej Wyższej Szkoły Inżynierskiej w Koszalinie, Politechnikę Poznańską w Poznaniu oraz Instytut Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach.

Na sympozjum wygłoszono 3 referaty plenarne oraz 30 komunikatów z prac własnych. Referaty plenarne wygłoszili:

prof. Bernard Dubois (Uniwersytet VI w Paryżu) — *Tarcie wewnętrzne w hartowanych stopach Fe-Cr zawierających niewielkie ilości atomów międzywęzłowych*,

dr Pierre Moser (Centrum Badań Jądrowych w Grenoble) —

Zastosowanie technik relaksacyjnych do badania defektów w żelazie wysokiej czystości,

prof. Aleksander Opilski (Instytut Fizyki Politechniki Śląskiej w Gliwicach) — *Relaksacja mechaniczno-elektronowa w półprzewodnikach*.

Komunikaty dotyczyły następujących grup tematycznych: metale nieżelazne, stopy porządkujące się atomowo, żelazo i jego stopy, inne materiały (szkła i materiały amorficzne), teoria, aparatura.

Referaty plenarne i komunikaty z prac własnych pozwoliły na zapoznanie się z aktualną tematyką badań z zakresu tarcia wewnętrznego i migracyjnego opóźnień magnetycznych, prowadzonych w świecie i w Polsce. Bardzo ożywione dyskusje, przeprowadzone tak podczas obrad, jak i w kularach sympozjum, przyczyniły się do wyjaśnienia wielu problemów nurtujących przede wszystkim młodych doktorantów i doktorów. Podczas sympozjum nawiązano także dalsze kontakty naukowe pomiędzy ośrodkami krajowymi i zagranicznymi.

Obrady odbywały się w trzech językach: polskim, rosyjskim i angielskim. Ponieważ gościom zagranicznym tłumaczono indywidualnie referaty wygłaszane w języku polskim i rosyjskim, brali żywy udział w dyskusjach odbywających się po referatach wygłaszanych w nie znanych im językach.

Sympozjum podsumował doc. dr hab. Władysław Chomka, który podkreślił, że badania w zakresie tarcia wewnętrznego i dezakomodacji przenikal-

ności magnetycznej w Polsce rozwijają się dobrze, wskazał na celowość dalszego zapraszania gości zagranicznych oraz podziękował Komitetowi Organizacyjnemu Sympozjum za bardzo sprawne zorganizowanie RENIOM'80. Także goście zagraniczni, a w szczególności prof. Dubois i dr Moser, podkreślili, iż sympozjum było bardzo udane. Postanowiono spotkać się za dwa lata w Katowicach na RENIOM'82.

Warto dodać, że materiały RENIOM'78 ukazały się drukiem w roku 1979 (nakład wyczerpany), materiały zaś RENIOM'80 są obecnie przygotowywane do druku w Wydawnictwie Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach.

Jerzy W. Moroń

Instytut R. W. Pohla w Szanghaju

Fundacja naukowa firmy Volkswagen przyznała 1 mln marek Uniwersytetowi Tongji w Szanghaju. Suma ta przeznaczona jest na utworzenie Instytutu Fizyki Ciała Stałego im. Roberta Wicharda Pohla.

Uniwersytet Tongji wywodzi się z powstałej w 1907 r. szkoły medycznej, która w latach dwudziestych weszła jako jeden z wydziałów do tworzonego wówczas uniwersytetu. W latach 1911—1927 firmy niemieckie poważnie wspierały tę uczelnię. Niemiecki był wówczas językiem wykładowym i do 1938 r. wielu Niemców było wykładowcami. Obecny rektor Uniwersytetu Tohgji prof. Li w latach 1938—1945 studiował w Darmstadt i tam się habilitował.

Warto może przypomnieć, że R. W. Pohl (ur. 1884), długoletni profesor uniwersytetu w Getyndze, znany jest zarówno ze swych prac w dziedzinie fizyki promieni X, zjawiska fotoelektrycznego i optyki, jak i z doskonałych podręczników bogato ilustrowanych doświadczeniami pokazowymi, z których korzystało wielu wykładowców. Podręczniki te doczekały się kilkunastu wydań niemieckich i były tłumaczone na wiele języków.

Phys. Blätter 35, No 12 (1979)

B. W.

Nowe efekty zaobserwowane w rentgenowskich widmach atomowych

Fizykom ze współpracujących ze sobą grup z CERN-u i z Jülich udało się ostatnio zaobserwować nowe efekty w atomowych widmach

rentgenowskich ciężkich pierwiastków. Pomiarzy zostały przeprowadzone przy pomocy krystalicznego spektrometru dyfrakcyjnego typu DuMonda. Zastosowano prawie punktowe źródła promieniowania X o niezwykłe dużym natężeniu, wykorzystując 600 MeV synchrociklotron i separator izotopów ISOLDE w CERN-ie. Wiązkę produktów reakcji jądrowej kierowano do urządzenia ISOLDE, gdzie następowało rozdzielenie izotopów. Na wyjściu separatora ISOLDE otrzymywano ogniska punktowe dla poszczególnych izotopów, co służyło jako źródła promieniowania X powstającego w wyniku wychwytu K.

Dawno już wiadomo, że rentgenowskie widma atomowe, odpowiadające przejściom elektronów na głębokie poziomy (np. poziom K), zależą w pewnym stopniu od składu izotopowego i chemicznego materiału. Przesunięcie izotopowe widma jest rezultatem zaburzenia poziomów atomowych wynikającym z realnych rozmiarów jądra, może więc być źródłem informacji o promieniu jądra, natomiast przesunięcie chemiczne widma jest wynikiem zmian w rozkładzie elektronów walencyjnych, a więc zmian w ekranowaniu elektronowym. Pomiarzy przeprowadzone w CERN-ie określiły dodatkowe, nie obserwowane dotychczas, przesunięcia widm K. Przesunięcia te zawierały się w granicach od 100 meV do kilku eV. Dokładność pomiarów musiała być więc rzędu 10—100 meV.

Przeprowadzono trzy rodzaje eksperymentów. We wszystkich badano widma K powstające w wyniku wychwytu elektronu z powłoki K. W procesie tym jeden elektron z powłoki K zostaje przechwycony przez jądro, a na powłoce K powstaje dziura, na którą może przejść elektron z wyższych poziomów atomowych. W wyniku takich przejść emitowane jest promieniowanie rentgenowskie serii K. W jądrze natomiast jeden z protonów przechodzi w neutron z jednoczesną emisją neutrina. Jądro o liczbie atomowej Z zmienia się wtedy w jądro o liczbie atomowej Z-1.

W pierwszym eksperymencie porównano widma rentgenowskie K powstające w wyniku wychwytu K dla ^{131}Cs i ^{132}Cs . Zaobserwowano różnicę w położeniu energetycznym poziomu 1s wynoszącą około 112+11 meV. To niewielkie przesunięcie powstaje skutkiem magnetycznego oddziaływania pomiędzy jądrem i elektronem orbitalnym. Rozszczepienie poziomu 1s, związane z tym oddziaływaniem, jest dużo mniejsze od naturalnej szerokości linii widmowej, w dotychczasowych eksperymentach nie obserwowano więc przesu-

nięcia linii związanego z tym efektem. Dopiero w 1973 r. grupa fizyków z Leningradu zaobserwowała niewielkie poszerzenie linii K w widmach izotopów pierwiastków o dużym momencie magnetycznym.

Grupa CERN-Jülich wykorzystaa do wzbudzenia emisji promieniowania rentgenowskiego nie fotojonizację, jak to zwykle się robi, lecz wychwyty K . W procesie wychwyty K obowiązują reguły wyboru, które dopuszczają jedynie antyrównoległe ustawienie spinu elektronu na powłoce $1s$ w stosunku do spinu jądra (jest to tzw. reguła F , którą wprowadzili w 1958 r. I. Bernstein, T. D. Lee, C. N. Yang i A. Primakoff).

W następnym eksperymencie porównano energie odpowiadające linii K wzbudzonej przez fotojonizację w złocie i linii K powstającej w wyniku wychwyty K w ^{197}Hg (jądro rtęci przechodzi wtedy w jądro złota). Linia powstająca w wyniku fotojonizacji była przesunięta ku wyższym energiom o 200 meV. Przesunięcie to jest rezultatem oddziaływanie fotonów z zewnętrznymi elektronami w procesie fotojonizacji.

Trzeci zaobserwowany efekt związany jest z różnicą w strukturze atomowej dwóch sąsiednich pierwiastków. Jak wiadomo, w procesie wychwyty K jądro o liczbie Z przechodzi w jądro o liczbie $Z-1$, natomiast rozkład elektronów pozostaje taki sam jak dla atomu o liczbie atomowej Z . Nowo powstały atom ($Z-1$) ma więc jeden dodatkowy elektron. Obecność tego elektronu wprowadza zaburzenie do widma rentgenowskiego. Może ono być szczególnie duże w przypadku atomów, które mają zapełnione wewnętrzne powłoki elektronowe (np. metale ziem rzadkich). Efekt ten zaobserwowano na przykładzie erbu i holmu. Obydwa pierwiastki mają tę samą strukturę krystaliczną, co wyklucza wystąpienie przesunięcia chemicznego w widmie. Porównano widma rentgenowskie serii K holmu wzbudzone za pomocą fotojonizacji z widmami wychwyty K erbu. Mierzono bardzo słabe linie widmowe powstające w wyniku przejść zewnętrznych elektronów na poziom K . W widmach tych stwierdzono obecność pewnej nieznannej dotychczas subtelnej struktury związanej z dodatkowym elektronem obecnym w atomie erbu. Wykonano obliczenia, z których wynika, że obserwowane przesunięcie można wyjaśnić, jeżeli założy się obecność dodatkowego elektronu na poziomie $4f$.

Grupa CERN-Jülich prowadzi obecnie badania metali przejściowych $5d$. W pierwiastkach badanych dotychczas obserwowane efekty były po-

dobne. Dodatkowej subtelnej struktury nie udaje się jednak wyjaśnić za pomocą trzech wymienionych mechanizmów, które dobrze wyjaśniają efekty obserwowane w widmach ziem rzadkich. Należy się domyślać, że mamy tu do czynienia z innymi zjawiskami bardziej wchodzącymi w zakres fizyki ciała stałego niż fizyki atomowej czy jądrowej.

Krystyna Ławniczak-Jabłońska

CERN Courier 19, No 10 (1980)

Słownik angielsko-polski terminologii optyki, optoelektroniki i mechaniki precyzyjnej

W styczniu 1980 Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej opublikowało *Angielsko-polski słownik terminologii optycznej, optoelektronicznej i mechaniki precyzyjnej*. Wydany został w formie skryptu w nakładzie 1000 egzemplarzy. Autorem jest doc. Ireneusz Wilk z Instytutu Fizyki Politechniki Wrocławskiej.

Jak wyjaśnia w przedmowie Autor, publikacja nie stanowi jeszcze w pełni dopracowanego słownika naukowo-technicznego, a jest raczej zbiorem materiałów słownikowych (bardzo obszernym — ok. 45000 haseł). Wiele haseł nie miało dotychczas dobrze ustalonej terminologii polskiej. Dlatego też pierwsze wydanie tego słownika ukazuje się w formie skryptu. Stanowić ma, zgodnie z intencją Autora, materiał do dyskusji nad stanem nazewnictwa polskiego w przedstawianych dziedzinach. Zakres tematyczny słownika wynikał z przeświadczenia Autora, że rozwój optyki, optoelektroniki i mechaniki precyzyjnej będzie postępował w coraz ściślejszych wzajemnych powiązaniach.

Oby tylko dyskusja nad terminologią, choć jak najbardziej głęboka i dociekliva, nie trwała zbyt długo i obyśmy doczekali się wydania książkowego w dostatecznie dużym nakładzie.

B. W.

Physica D: Nonlinear Phenomena

Zaczęła ukazywać się nowa seria znanego czasopisma *Physica*, wydawanego przez North-Holland — *Physica D: Nonlinear Phenomena*. W 1980 r. wyjdą 4 zeszyty tego czasopisma. Stanowić ma ono

wspólne forum dla fizyków badających zjawiska nieliniowe. Zawiera prace oryginalne, artykuły przeglądowe, sprawozdania i zawiadomienia o konferencjach.

Redaktorami są: H. Flaschka (Dep. of Mathematics, Univ. of Arizona, Tuscon), J. Ford (School of Physics, Georgia Inst. of Technology, Atlanta), A. C. Newell (Dep. of Mathematics and Computer Science, Clarkson College of Technology, Potsdam, N. Y.) i A. Scott (Dep. of Electrical and Computer Eng. Univ. of Wisconsin, Madison).

B. W.

Comments on Molecular and Cellular Biophysics

Amerykańska firma Gordon and Breach zaczęła wydawać dwumiesięcznik *Comments on Molecular and Cellular Biophysics*. Czasopismo zawierać ma zamawiane przez Redakcję artykuły przeglądowe dotyczące najważniejszych postępów w dziedzinie badań fizycznych w biologii molekularnej i komórkowej.

Redaktorami są: Burt V. Bronk (Dep. of Physics and Astronomy, Clemson Univ.) i J. W. Longworth (Biology Div., Oak Ridge National Laboratory). W skład Redakcji wszedł m. in. K. L. Wierzchowski (Inst. Biochemii i Biofizyki, Warszawa).

Phys. Today 33, No 3 (1980)

B. W.

E. Rudberg (1902—1980)

Dnia 2 stycznia 1980 r. zmarł w wieku 77 lat znany fizyk szwedzki Erik Rudberg.

Rudberg studiował fizykę w Getyndze, w Lon-

dynie i w Stanach Zjednoczonych w MIT. W 1940 r. został profesorem politechniki w Göteborgu, a od 1945 r. był dyrektorem Szwedzkiego Instytutu Metalografii. W latach 1959—72 był stałym sekretarzem Królewskiej Szwedzkiej Akademii Nauk. Przez wiele lat był przewodniczącym Noblowskiego Komitetu Fizyki. To właśnie on podpisywał telegramy zawiadamiające laureatów o przyznaniu im Nagrody Nobla z fizyki.

Erik Rudberg położył wielkie zasługi dla Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Był jednym z inicjatorów jego powstania, członkiem Komitetu Sterującego, przewodniczył grupie, która opracowała statut EPS — zadanie trudne i delikatne w towarzystwie skupiającym zarówno członków indywidualnych, jak i zbiorowych. Był prezesem EPS w drugiej kadencji (1970/72). Położył wtedy zdrowe podstawy finansowej działalności EPS.

Rudberg znany był nie tylko ze swych osiągnięć naukowych i działalności organizacyjnej. Był też zamiłowanym alpinistą, narciarzem, żeglarzem, był prezesem Szwedzkiego Klubu Wysokogórskiego, mając 67 lat wszedł na Matterhorn. Przewodził także działalność w zakresie ochrony przyrody i badań środowiska naturalnego Szwecji.

Europhysics News 11, No 4 (1980)

B. W.

Aleksander Jabłoński (1898—1980)

Dnia 9 września 1980 r. zmarł Aleksander Jabłoński, jeden z najwybitniejszych współczesnych fizyków polskich, emerytowany profesor Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, członek rzeczywisty Polskiej Akademii Nauk, doktor *honoris causa* uniwersytetów w Gdańsku, Toruniu i Windsor, członek honorowy Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Obszerniejsze wspomnienie zamieścimy później.

Zmiana warunków prenumeraty „Postępów Fizyki” dla członków PTF

Zarząd Główny PTF komunikuje, że członkowie, którzy reflektują na prenumeratę PF na 1981 r., winni wpłacić na konto bankowe Oddziałów (lub do kasy) koszty prenumeraty rocznej zł 67,50 do dnia 30. IX. 1980 r. Dla tych osób zostanie zamówiona odpowiednia liczba egzemplarzy „Postępów Fizyki”.

Kalendarz imprez

Informację podajemy w następującej kolejności: data, miejsce i nazwa imprezy, organizator, adres, pod który należy nadesłać zgłoszenia i ewentualnie streszczenia prac, Z — termin nadesłania zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidziane wydanie materiałów, NP — nieprzewidziane wydanie materiałów, U — przewidziana liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski) O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1980

1—3 grudnia 1980, Kraków

XIII Ogólnopolskie Seminarium: Magnetyczny Rezonans Jądrowy i Jego Zastosowania. Zakład Radiospektroskopii Jądrowej Instytutu Fizyki Jądrowej, prof. dr J. Hennel, IRJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel. 70-222.

Grudzień 1980, Toruń

12-th Symposium Mathematical Physics. Instytut Fizyki UMK, Grudziądzka 5/7, 87-100 Toruń.

SZKOŁY 1981

18 lutego — 3 marca 1981, Karpacz

XVIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Teoria cechowania oddziaływań fundamentalnych — status i perspektywy. Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego, doc. dr hab. Włodzimierz Garczyński, IFT U.Wr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

Z: 31. 12. 80, U: 60, angielski, O: 2800 zł.

Informacje dla autorów

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postępy Fizyki* 24, 701 (1973).

2. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 000-681 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.

3. 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.

4. 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 angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochylonych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

7. Rysunki należy wykonać starannie 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.

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. 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.

[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 kvantoannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich według

Physics Abstracts. Odsyłacze dla literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-113 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. 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.—

12. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

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 I półrocze roku następnego i cały rok następny,
do dnia 10 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać 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, 00-680 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7. P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 18) to the account of ARS POLONA — RUCH through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie pisma

TREŚĆ

M. F. Pazdur — Radiowęgiel: izotop uniwersalny	321
A. Sobiczewski — Egzotyczne stany jądrowe	345
R. W. Wilson — Kosmiczne mikrofalowe promieniowanie tła (tłum. J. Dąbrowska).	61
WSPOMNIENIA-ROZCHNICZE	
Z. Wilhelmi — Życie i dzieło Andrzeja Sołtana — W dwudziestą rocznicę śmierci	379
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
A. Jurewicz — Doświadczalne i teoretyczne problemy „nowej fizyki” — IX Symposium Leptonowo-Fotonowe w Batawii	391
E. H. S. Burhop — Międzynarodowa Konferencja Fizyki Hiperjader i Oddziaływań Niskoenergetycznych Kaonów w Jabłonie (tłum. L. Szymanowski)	395
RECENZJE	
N. A. Krall, A. W. Trivelpiece — Fizyka plazmy (R. Żelazny)	399
W. Ł. Ginzburg — O fizyce i astrofizyce (M. Kalinowski)	400
KRONIKA	

CONTENTS

M. F. Pazdur — Radiocarbon: A Universal Isotope	321
A. Sobiczewski — Exotic States of Nuclei	345
R. W. Wilson — The Cosmic Microwave Background Radiation	61
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
Z. Wilhelmi — Life and Work of Andrzej Sołtan — On the 20th Anniversary of His Death	379
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	