
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 42
ZESZYT 6
1991

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Prof. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof.dr JERZY DEMBCZYŃSKI

Prof.dr STANISŁAW HAŁAS

Prof.dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Doc.dr STANISŁAW MICHAŁAK

Prof.dr JÓZEF TERLECKI

Prof.dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelnicy czasopism PTF

Prof.dr ADAM SOBICZEWSKI - *Postępy Fizyki*

Prof.dr WIESŁAW CZYŻ - *Acta Physica Polonica*

Dr JAN KALINOWSKI - *Delta*

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

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc.dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)

Doc.dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)

Dr WŁODZIMIERZ ZAPART (Częstochowa)

Doc.dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)

Doc.dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)

Doc.dr WIESŁAW ZAREK (Katowice)

Dr ADAM S. WROŃSKI (Kielce)

Prof.dr JERZY BLICHARSKI (Kraków)

Prof.dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr JERZY GAWIN (Łódź)

Doc.dr MIECZYSLAW PIRÓG (Opole)

Doc.dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)

Prof.dr MAREK RYTEL (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)

Doc.dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof.dr FRANCISZEK ROZPŁOCH (Toruń)

Doc.dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI

(Warszawa)

Doc.dr MARIA SUSZYŃSKA (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

tel. 21 26 68

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 42, ZESZYT 6
1991

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN
Warszawa 1991

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,
Adam Kujawski, Marian Mięgowicz, Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński,
Maciej Suffczyński, Józef Szudy

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr Piotr Malinowski (Białystok)
dr Jerzy J. Wysłocki (Częstochowa)
dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
doc.dr Eugeniusz Soczkiewicz (Gliwice)
dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
dr Anna Kapuścik (Kraków)
prof.dr Tomasz Goworek (Lublin)
prof.dr Leszek Wojtczak (Łódź)
dr Wojciech Wojtanowski (Opole)
prof.dr Andrzej Graja (Poznań)
mgr Danuta Ficek (Słupsk)
dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
doc.dr Józefina Turlo (Toruń)
dr Wanda Ejchart (Warszawa)
dr Bernard Jancewicz (Wrocław)

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN - Al. Lotników 32/46, Warszawa

Nakład 1200+100 egz. Skład w Dziale Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN
Druk w Zakładzie Usług Poligraficznych "ZINA", Warszawa, ul. Bartycka 24

Katarzyna Chalasińska-Macukow

*Institut Geofizyki
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

Optyczne pamięci skojarzeniowe

Optical associative memories

Abstract: Associative memory appears to be familiar to us since it corresponds to the way in which human memory operates. The distinction between an associative memory and neural network is often a matter of personal preference since many neural networks operate as associative memories. Optical realizations of associative memory fall into one of two classes: implementing optical matrix multipliers or in holographic patterns recognizers.

”...skojarzyć — połączyć wrażenia, wyobrażenia, fakty psychiczne w taki sposób, że zjawienie się w świadomości jednych powoduje uświadomienie sobie innych...”

— *Mały Słownik Języka Polskiego*,
PWN, Warszawa 1968

1. Wstęp

Skojarzenia są bardzo częstym zjawiskiem w naszym życiu codziennym. Kojarzymy ze sobą fakty, wydarzenia, rozpoznajemy osoby, klasyfikujemy przedmioty itd. Wszystko to robimy podświadomie i na ogół bez wysiłku, gdyż pamięć ludzka jest pamięcią skojarzeniową.

System pamięci skojarzeniowej możemy najprościej zdefiniować jako system pamięci, w którym sygnał wejściowy, pobudzający system do działania, wyzwala w nim tylko taki sygnał wyjściowy, który w jakiś sposób był z nim związany, skojarzony w procesie zapamiętywania. Są dwa podstawowe typy pamięci skojarzeniowej: heteroasocjacyjna lub autoasocjacyjna zwana również homoasocjacyjną. W pierwszym przypadku w procesie zapamiętywania kojarzone są dwa różne sygnały (informacje o zapamiętywanych obiektach) i gdy jeden z nich pojawi się na

wejściu pamięci, to wyszuka ten drugi sygnał z nim związany. W drugim przypadku proces kojarzenia prowadzi tylko do takiego samego sygnału, jaki jest na wejściu układu.

System pamięci skojarzeniowej jest nie tylko interesujący ze względów poznawczych dla naukowców badających tajniki mózgu ludzkiego, ale również w ostatnich latach jest przedmiotem zainteresowania konstruktorów komputerów nowej generacji - komputerów pracujących w systemie równoległym. Komputer równoległy z pamięcią skojarzeniową ma szansę rozwiązywać problemy, które są trywialne dla mózgu ludzkiego, a przy których komputery konwencjonalne nie sprawdzają się.

Pamięć skojarzeniowa składa się z prostych elementów, z których każdy ma wiele połączeń z pozostałymi. Informacja nie jest zapamiętywana sekwencyjnie z przypisanym do niej adresem, jak to odbywa się w komputerach sekwencyjnych typu von Neumanna, lecz w sposób rozproszony, w całej objętości pamięci równocześnie i wymusza stan stacjonarny tego układu. Dociera się do niej nie przez podanie dokładnego adresu, ale przez podanie zawartości informacji lub tylko jej fragmentu (content addressable memory). Jednym z obiecujących przykładów komputerów równoległych o takiej pamięci są neurokomputery [1].

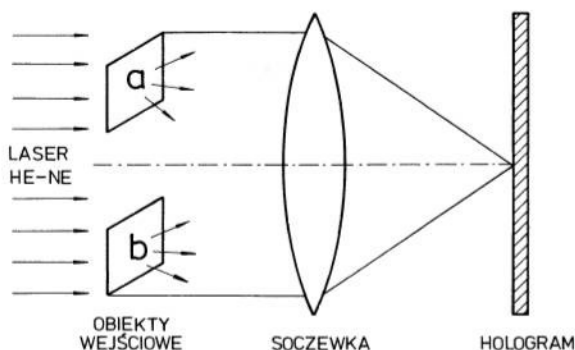
Ogromna liczba połączeń, która jest wymagana w komputerach o pracy równoległej zasugerowała zainteresowanie się rozwiązaniami optycznymi [2]. Użycie światła jako nośnika informacji pozwalałoby na znaczne zwiększenie gęstości połączeń w komputerze, co jest jedną z atrakcyjniejszych własności rozwiązań optycznych.

Badania nad optycznymi pamięciami skojarzeniowymi mieszczą się w nurcie wysiłków wielu laboratoriów na świecie nad zbudowaniem przyszłego komputera nowej generacji. W tej chwili nie wiadomo jeszcze, jak ten komputer będzie wyglądał, jaka koncepcja zwycięży i czy rzeczywiście będzie to komputer optyczny. Niemniej jednak pojawiło się wiele ciekawych propozycji, o których warto powiedzieć bez względu na przyszłe konkretne zastosowania na szeroką skalę. Należą do nich m.in. modele optyczne sieci neuropodobnych i nieliniowe holograficzne pamięci skojarzeniowe.

2. Hologram jako najprostszą optyczną pamięć skojarzeniową.

Własności skojarzeniowe hologramu były opisywane już od wczesnych lat 60-tych [3,4]. Wypływają one bezpośrednio z holograficznego zapisu informacji. Światło laserowe rozprasza się na obiektach wejściowych $a(x,y)$ i $b(x,y)$ biorących udział w procesie zapisu i w płaszczyźnie hologramu tworzy wypadkowe pole interferencyjne. W tej sytuacji obie fale mogą być dla siebie wzajemnie falami przedmiotowymi i falami odniesienia. Możemy powiedzieć, że sygnały $a(x,y)$

i $b(x, y)$, niosące informacje o danych obiektach zostały skojarzone ze sobą. Gdy rozpatrujemy szczególnie przypadek holografii fourierowskiej (rys.1), to rozkład pól $A(u, v)$ i $B(u, v)$ interferujących w płaszczyźnie hologramu jest transformatą Fouriera sygnałów wejściowych. Obraz interferencyjny zapisany na hologramie,



Rys.1. Zapis hologramu Fouriera odpowiadający najprostszej pamięci heteroasocjacyjnej

zwany transmitancją amplitudową $T(u, v)$ przyjmuje postać

$$T(u, v) = |A(u, v) + B(u, v)|^2 = |A(u, v)|^2 + |B(u, v)|^2 + A(u, v)B^*(u, v) + A^*(u, v)B(u, v). \quad (1)$$

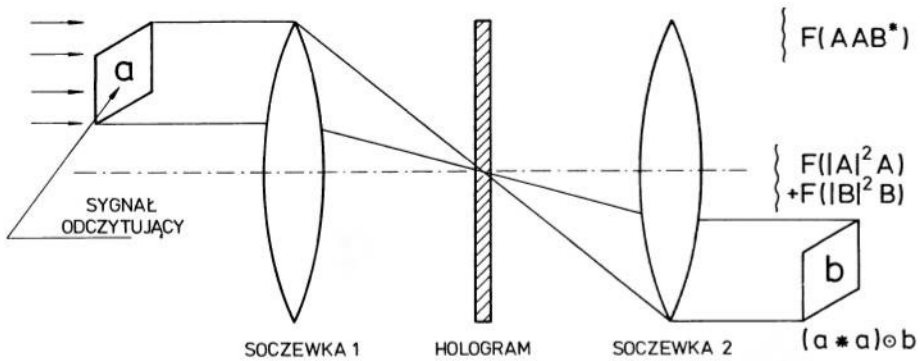
Gwiazdka oznacza zespoloną funkcję sprzężoną, a u, v są współrzędnymi kartezjańskimi w płaszczyźnie hologramu.

Transmitancja amplitudowa $T(u, v)$ zachowuje informację nie tylko o rejestrowanych obiektach, ale również o ich wzajemnym położeniu. Jeśli tak zapisany hologram w procesie odczytu oświetlimy falą $A(u, v)$ odpowiadającą informacji o obiekcie $a(x, y)$, to otrzymamy

$$A(u, v)T(u, v) = |A|^2 A + |B|^2 A + AAB^* + AA^*B. \quad (2)$$

Cztery kolejne wyrazy odpowiadają falom rozdzielonym przestrzennie, rozchodzącym się pod różnymi kątami do osi optycznej określonymi przez geometrię zapisu. Dwa pierwsze wyrazy odpowiadają zerowemu rzędowi ugięcia na hologramie, rozchodzą się wzdłuż osi i nie niosą żadnej informacji, którą można byłoby w sposób prosty wykorzystać. Własności skojarzeniowe hologramu zawarte są w fali opisanej ostatnim składnikiem o postaci AA^*B . Jeśli światło po przejściu hologramu zostanie po raz wtóry fourierowsko przetransformowane przez soczewkę (rys.2), to front falowy przyjmuje postać

$$FT[AA^*B] = (a * a) \odot b \quad (3)$$

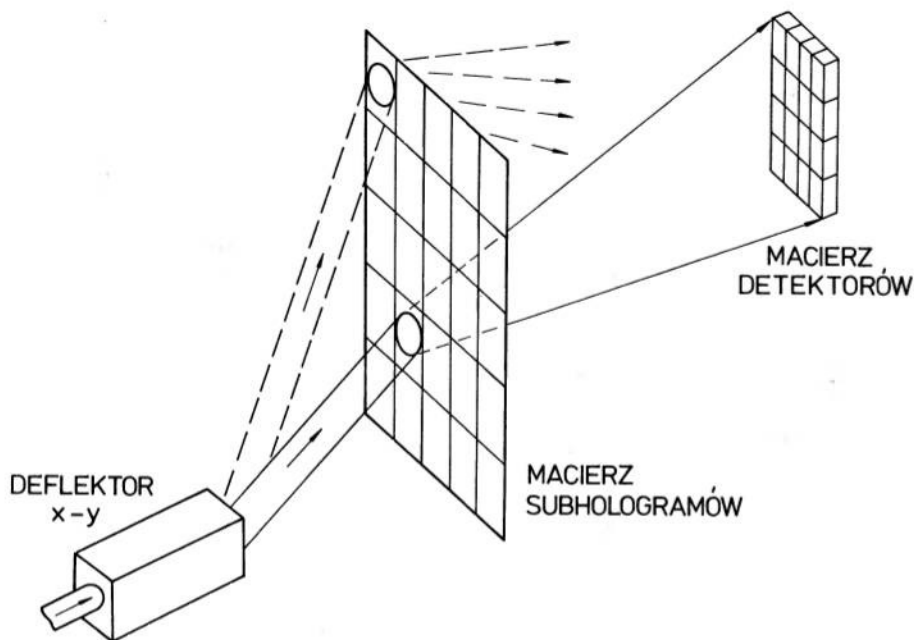


Rys.2. Heteroasocjacyjne własności skojarzeniowe hologramu Fouriera

i odpowiada obrazowi rzeczywistemu $b(x, y)$ odtworzonemu z hologramu. Symbole $*$ i \odot oznaczają odpowiednio funkcję korelacji i splotu. Wynik korelacji sygnału odczytującego $a(x, y)$ z samym sobą wchodzi w operację splotu z funkcją $b(x, y)$. Jeśli funkcja autokorelacji sygnału $a(x, y)$ ma kształt zbliżony do delty Diraca, to w wyniku splotu z sygnałem $b(x, y)$ otrzymujemy obraz w dużym stopniu odpowiadający temu sygnałowi. Jakość wyniku zależy od tego, jak dalece otrzymana autokorelacja jest rzeczywiście "deltopodobna". Ten typ pamięci skojarzeniowej jest pamięcią heteroasocjacyjną, gdyż w procesie kojarzenia łączy ze sobą dwa różne sygnały i przechodzi w autoasocjacyjną tylko w przypadku, gdy sygnały wejściowe przy zapisie są identyczne.

Hologram może być również pamięcią autoasocjacyjną. Wymaga to tylko nieco innego zapisu. W procesie powstawania pola interferencyjnego na hologramie, zamiast drugiej fali przedmiotowej, odpowiadającej obiektowi $b(x, y)$, bierze udział fala płaska padająca na hologram pod pewnym kątem, równoważna sygnałowi punktowemu, co możemy zapisać jako $b(x, y) = \delta(x, y)$ (gdzie symbol δ oznacza funkcję delta Diraca). Jest to typowy zapis stosowany przy tworzeniu filtra dopasowanego typu Vander Lugta [5] wykorzystywanego do rozpoznawania obrazów. W tym przypadku, w procesie odczytu falą odpowiadającą transformacie Fouriera sygnału wejściowego $a(x, y)$ otrzymujemy jego funkcję autokorelacji splecioną z funkcją delta (patrz wzór (3)), która jest jednak tylko dowodem istnienia poszukiwanego sygnału $a(x, y)$ i informacją o jego położeniu a nie samym sygnałem. Ten typ pamięci skojarzeniowej nie jest tak spektakularny jak poprzedni, ale już w 1974 r. stał się podstawą do skonstruowania modelu holograficznej pamięci skojarzeniowej współpracującej z komputerem [6]. Pamięć była uformowana w postaci dwuwymiarowej macierzy subhologramów Fouriera (page-oriented memory) i pełniła rolę pamięci masowej. Przeszukiwanie pamięci odbywało się sygnałem $a(x, y)$ w całej macierzy w układzie analogicznym do przedstawionego na rys.2. Macierz detektorów w płaszczyźnie wyjściowej sygnalizowała pojawienie się funk-

cji autokorelacji, a co za tym idzie, lokalizowała położenie tych subhologramów, w których zakodowana była informacja nas interesująca. Następnie płaska fala



Rys.3. Organizacja blokowa (stronicowa) skojarzeniowej pamięci masowej

odczytująca, przesunięta we właściwe miejsce przy pomocy deflektora $x - y$ dokonywała jej odczytu (rys.3). Ten typ pamięci skojarzeniowej charakteryzuje się dużą pojemnością informacyjną i w niektórych rozwiązaniach pełni rolę archiwalnej pamięci masowej.

Przytoczone tutaj proste przykłady holograficznych pamięci skojarzeniowych są już dalekie od aktualnych potrzeb i wyobrażeń na temat procesorów równoległych zainspirowanych badaniami nad sieciami neuropodobnymi. Niemniej jednak te elementarne własności holografii, o których była mowa, są podstawą współczesnych, bardziej wyrafinowanych skojarzeniowych pamięci optycznych.

3. Analogie między zapisem holograficznym a modelem sieci neuropodobnej

Początki holografii przyniosły również pierwsze spostrzeżenia na temat analogii zachodzących między pamięcią holograficzną i jej własnościami, a cechami i sposobem działania mózgu ludzkiego. Wysłunięto nawet koncepcję zachodzenia

procesu zbliżonego do holograficznego w pamięci ludzkiej [7]. Zarówno pamięć ludzka jak i holograficzna są pamięciami skojarzeniowymi. Zarówno w mózgu jak i na hologramie zapisana informacja nie jest zlokalizowana, ale rozproszona w całej objętości czy na całej powierzchni. Zniszczenie części hologramu czy części komórek mózgowych daje podobne efekty - informacja może być odzyskana, tylko jej jakość ulega pogorszeniu. Ta sama grupa neuronów może zapamiętać różne informacje, analogicznie, na hologramie można dokonać wielokrotnego zapisu. W obu przypadkach systemy pamięci dają sobie świetnie radę z problemami rozpoznawania i klasyfikacji.

Lata 80-te przyniosły dalszy postęp w tej dziedzinie. Zaproponowany przez Hopfielda model prostej sieci neuropodobnej [8] stał się punktem wyjścia do opracowania algorytmów i architektury neurokomputerów [1]. Zapoczątkowało to również rozwój badań nad doskonaleniem optycznych pamięci skojarzeniowych opartych na modelu sieci neuropodobnej.

W jednowymiarowym modelu Hopfielda sieć składa się z łańcucha elementów neuropodobnych, z których każdy może przyjmować dwa stany 0 lub +1 w modelu unipolarnym, a w modelu bipolarnym -1, lub +1. Informacja wejściowa przedstawiona jest w formie N -wymiarowego binarnego wektora v (czyli jego współrzędne przyjmują wartości 0 lub 1). Każdy element wejścia połączony jest ze wszystkimi elementami łańcucha (rys.4), a wagi połączeń są zapisane w macierzy połączeń T , gdzie element T_{ij} tej macierzy wynosi

$$T_{ij} = \begin{cases} v_i v_j & \text{dla } i \neq j \\ 0 & \text{dla } i = j \end{cases} \quad (4)$$

dla modelu bipolarnego, oraz

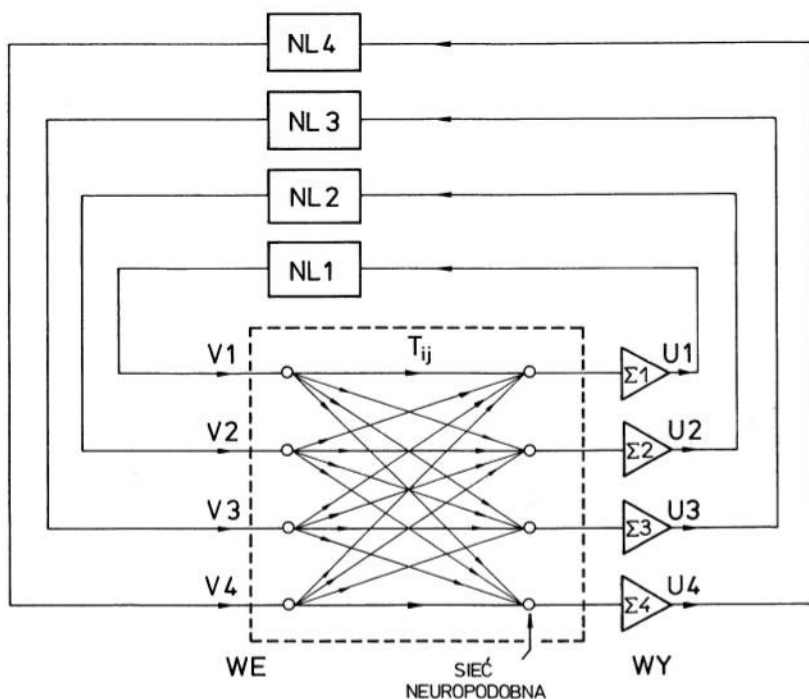
$$T_{ij} = \begin{cases} (2v_i - 1)(2v_j - 1) & \text{dla } i \neq j \\ 0 & \text{dla } i = j \end{cases} \quad (5)$$

dla modelu unipolarnego. Macierz połączeń przyjmuje wartości 0, +1 lub -1 i w zależności od wartości T_{ij} każdy element łańcucha jest pobudzany ($T_{ij} = +1$) lub hamowany ($T_{ij} = -1$). W stan wzbudzony przechodzi tylko wtedy, gdy suma pobudzeń U_i na jego wejściu daje wartość większą od progowej U_i^{prog} , czyli gdy

$$U_i = \sum_{j=1, i \neq j}^N T_{ij} v_j > U_i^{\text{prog}}. \quad (6)$$

W przypadku zapamiętywania większej liczby wektorów informacyjnych elementy zmodyfikowanej macierzy pamięci T_{ij}^S są postaci

$$T_{ij}^S = \begin{cases} \sum_{s=1}^M v_i^s v_j^s & \text{dla } i \neq j \\ 0 & \text{dla } i = j, \end{cases} \quad (7)$$



Rys.4. Model sieci neuropodobnej zgodny z koncepcją Hopfielda pracujący w systemie iteracyjnym. Sprzężenie zwrotne zawiera operacje nieliniowe NL_i zależne od współrzędnej wektora wejściowego

gdzie M jest liczbą zapamiętywanych wektorów.

Tego typu pamięć jest pamięcią autoasocjacyjną. Jeśli chcemy odtworzyć wektory zapisane w pamięci, to podajemy na wejściu układu wektor \hat{v}^{s0} będący fragmentem jednego z zapamiętanych wektorów, a procedura odczytu odbywa się iteracyjnie w operacji mnożenia wektora wejściowego $v^{s(k-1)}$ do k -tej iteracji przez macierz pamięci T

$$v_i^{sk} = \mathcal{P} \left[\sum_{j=1, i \neq j}^N T_{ij}^s v_j^{s(k-1)} \right], \quad (8)$$

gdzie funkcja \mathcal{P} jest funkcją progową opisującą charakterystykę elementu neuropodobnego. Wchodzi ona do zespołu operacji nieliniowych sprzężenia zwrotnego zaznaczonych na rys.4 jako NL_i .

Hopfield wykazał [8], że własności jego sieci neuropodobnej można opisać w sposób analogiczny jak własności szkła spinowego. W obu przypadkach elementy układu przyjmują tylko dwie wartości, a procedura iteracyjna odczytu zmierza

do zminimalizowania wartości energii układu zależnej od stanu poszczególnych elementów i zdefiniowanej jako

$$E = -1/2 \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N T_{ij} v_i v_j - \sum_{i=1}^N I_i v_i \right], \quad (9)$$

przy założeniach $T_{ij} = T_{ji}$ i $T_{ii} = 0$, gdzie I_i jest tłem charakterystycznym dla danego neuronu. Wektory odtwarzane odpowiadają stanom stacjonarnym układu pamięci.

Pojawia się wiele analogii między sposobem tworzenia macierzy pamięci \mathbf{T} i zapisem holograficznym [9]. Jak już było wspomniane przedtem, w obu przypadkach informacja jest kodowana w sposób rozproszony w całości pamięci. Wagi połączeń zapisane w postaci elementów macierzy \mathbf{T} odpowiadają obrazowi interferencyjnemu powstającemu na hologramie. Można również powiedzieć, że zarówno macierz pamięci \mathbf{T} jak i hologram łączą sygnał wejściowy z sygnałem odczytowanym.

Rozpatrzmy pojedynczą iterację w modelu Hopfielda, gdy wektorem odczytującym jest N -wymiarowy wektor binarny \hat{v}^{s0} zgodny z zapamiętanym wektorem v^{s0} w N_{s0} wymiarach [9]. Po podstawieniu wyrażenia na macierz T_{ij}^s w jawnej postaci do wzoru (8) otrzymujemy

$$v_i^{sk} = \mathcal{P} \left[\sum_{j=1}^N \sum_{s=1}^M v_i^s v_j^s v_j^{s(k-1)} \right] \quad (10)$$

i uwzględniając tylko pierwszą iterację ($k=1$) mamy

$$\begin{aligned} v_i^{s1} &= \mathcal{P} \left[\sum_{j=1}^N \sum_{s=1}^M v_i^s v_j^s \hat{v}_j^{s0} \right] \\ &= \mathcal{P} \left[v_i^{s0} \sum_{j=1}^N v_j^{s0} \hat{v}_j^{s0} + \sum_{s=1, s \neq s0} v_i^s \sum_{j=1}^N v_j^s \hat{v}_j^{s0} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Pierwszy składnik wyrażenia (11), czyli iloczyn skalarny wektora zapisanego w pamięci v^{s0} i wektora odczytującego \hat{v}^{s0} , jest miarą podobieństwa między nimi. Układ zbiega w procesie iteracyjnym do takiego wektora, z którym wektor wejściowy daje największą wartość iloczynu skalarnego. Drugi składnik wzoru (11) można traktować jako szum powstający w wyniku niezerowych wartości iloczynu skalarnego wektora odczytującego \hat{v}^{s0} z pozostałymi wektorami zapisanymi w pamięci. Od stosunku wartości tych dwóch składników do siebie, które można

potraktować jako stosunek sygnału do szumu w procesie odczytu informacji, zależy jakość odczytu i zdolność układu do właściwej zbieżności. Narzuca to ograniczenia na liczbę możliwych wektorów zapamiętanych, oraz na ich długość. Z empirycznych oszacowań wynika, że $M = 0.15N$ [8].

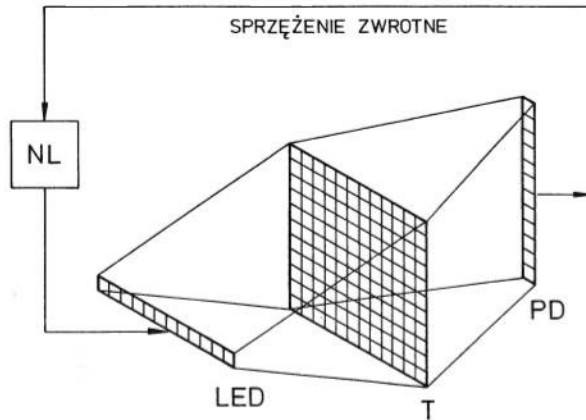
Prosta analogia holograficzna modelu Hopfielda wymaga takiego zapisu hologramu (rys.1), w którym obie fale, przedmiotowa i odniesienia, są jednakowe, czyli w transmitancji amplitudowej T przedstawionej wzorem (1) transformaty Fouriera są równe ($A(u, v) = B(u, v)$). Odpowiednikiem zapamiętania M wektorów jest tutaj zapis na jednej płycie holograficznej M hologramów par a^s sygnałów ($s = 1, \dots, M$), przy czym po każdej ekspozycji relacje kątowe między falą przedmiotową i odniesienia są zmieniane, aby w procesie rekonstrukcji zapewnić możliwość separacji przestrzennej odczytywanych sygnałów. Jeśli tak zapisany hologram odtworzymy falą \hat{a}^{s0} przypominającą jedną z zapisanych fal przedmiotowych a^{s0} to wyrażenie (3) opisujące sygnał \hat{a}^{s0} odczytany z pamięci przyjmie postać

$$\begin{aligned} \hat{a}^{s0} &= TF \left\{ \sum_{s=1}^M A^s A^{*s} A^{s0} \right\} \\ &= (\hat{a}^{s0} * a^{s0}) \odot a^{s0} + \sum_{s=1, s \neq s0}^M (\hat{a}^{s0} * a^s) \odot a^s. \end{aligned} \quad (12)$$

Otrzymujemy więc równanie analogiczne do równania (11), z tym tylko, że tutaj miarą podobieństwa nie jest iloczyn skalarny, ale wartość funkcji korelacji.

4. Realizacja optyczna modelu Hopfielda

Jedną z pierwszych realizacji optycznych jednowymiarowego modelu Hopfielda wykorzystuje układ dokonujący mnożenia wektor-macierz rozbudowany o nieliniowe sprzężenie zwrotne (rys. 5) [10]. Wektor wejściowy składający się z diod świecących (LED) reprezentuje N elementów logicznych (N elementów neuropodobnych) w stanie v_i równym zero lub jeden, gdzie $i = 1 \dots N$. Układ ten pracuje w systemie iteracyjnym, a wzmacnienie sygnału jest wprowadzone do gałęzi sprzężenia zwrotnego w tym celu, aby skompensować straty. Pierwszą jednowymiarową sieć Hopfielda zbudowaną była z 32 elementów. W tym przypadku macierz pamięci T była bipolarną binarną maską 32x64 kodującą w sobie 3 wektory ($M = 3$). Maskę została obliczona numerycznie, a następnie wykonana w postaci binarnego przezrocza (rys.6). Podwójna liczba wierszy w macierzy pamięci T (32×64) spowodowana jest potrzebą optycznego amplitudowego kodowania wartości ujemnych T_{ij} . Każdy wiersz macierzy pamięci został rozbity na dwa wiersze, z których pierwszy koduje wartości 0 i +1, co odpowiada 100% lub 0%



Rys.5. Realizacja optyczna jednowymiarowego modelu Hopfielda wykorzystująca układ dokonujący mnożenia wektor-macierz rozbudowany o nieliniowe sprzężenie zwrotne NL . LED - wektor diod świecących (wektor wejściowy v_i), PD - wektor detektorów, T - macierz połączeń

transmisji maski, a drugi wartości 0 i -1, gdzie -1 jest kodowane w sposób analogiczny do jedynki binarnej i dopiero później elektronicznie wprowadza się znak minus. W realizacji praktycznej zastosowano wersję najwygodniejszą, czyli wyko-



Rys.6. Fragment maski binarnej kodującej wagi połączeń T_{ij}

nianie dwóch macierzy kwadratowych 32×32 oddzielnie dla wartości ujemnych i dodatnich, a wynik sumaryczny otrzymano elektronicznie z dwóch analogicznych pracujących równolegle układów mnożących wektor przez macierz. W każdym z nich zgodnie ze schematem przedstawionym na rys.5 światło pochodzące z diod świecących przechodziło przez anamorficzny układ optyczny, padało na macierz T , a następnie po zogniskowaniu przez następny układ anamorficzny, rejestrowane przez wektor detektorów PD i poprzez sprzężenie zwrotne kierowane było

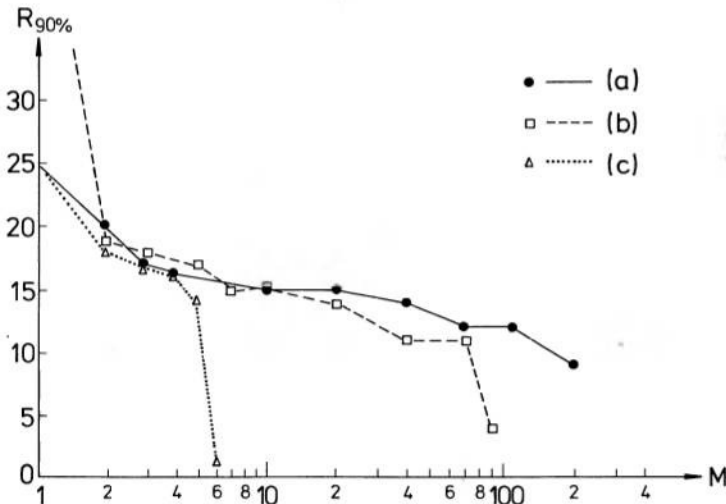
na wejście układu.

Jak już zauważył Hopfield, liczba M wektorów o długości N , które mogą być równocześnie zapamiętane jest ograniczona. Wprowadzenie przestrzennego modulatora światła jako maski dynamicznej sterowanej komputerem rejestrującej macierz pamięci T , radykalnie zwiększa atrakcyjność układu. Pozwala przede wszystkim na pracę w czasie rzeczywistym i na wzrost pojemności informacyjnej systemu przez przeglądanie kolejnych macierzy pamięci generowanych komputerowo i rzutowanych na przestrzenny modulator światła z coraz to innymi zestawami zapamiętanych wektorów.

Ograniczona pojemność informacyjna modelu Hopfielda może ulec znacznemu wzrostowi, gdy w sposób kontrolowany wprowadzimy operacje nieliniowe w łańcuchu iteracyjnym. Lalande i inni [11] wprowadzili nieliniowość wykładniczą, zastępując formułę (8) przez

$$v_i^{sk} = \mathcal{P} \left[\sum_{s=1}^M v_i^s \left(\sum_{j=1}^N v_j^s v_j^{s(k-1)} \right)^n \right]. \quad (13)$$

Rysunek 7 przedstawia porównanie możliwości modelu Hopfielda ($n = 1$) z uogólnionym modelem dla $n = 2$ i $n = 3$. Na osi rzędnych mamy parametr $R_{90\%}$,



Rys.7. Promień zbieżności sieci Hopfielda z prawdopodobieństwem 90% w funkcji liczby zapamiętanych wektorów dla różnych stopni nieliniowości: a) $n = 3$, b) $n = 2$, c) $n = 1$ - model Hopfielda

który jest tzw. promieniem zbieżności sieci. Oznacza to, że wektor odczytujący różniący się o R zgodnie z miarą odległości Hamminga od wektorów zapamiętanych w sieci (miara odległości Hamminga jest równa liczbie elementów różnych

w porównywanych wektorach binarnych), daje prawidłową zbieżność z prawdopodobieństwem 90%. Na osi odciętych mamy liczbę wektorów zapamiętanych. Z zależności tej wynika, że im więcej mamy wektorów zapamiętanych, tym wektor odczytujący musi być do nich bardziej zbliżony, aby zachować zbieżność z prawdopodobieństwem 90%.

Athale i inni [12] zaproponowali wprowadzenie nieliniowości w nieco odmienny sposób:

$$v_i^{sk} = \mathcal{P} \left[\sum_{s=1}^M v_i^s F_p(i) \sum_{j=1}^N v_j^s v_j^{s(k-1)} \right]. \quad (14)$$

Zależna od współrzędnej i wektora wejściowego nieliniowa operacja $F_p(i)$ wzmacnia podobieństwo między wektorem wejściowym, a wybranym wektorem, tzn powoduje zwrócenie uwagi na wybrany wektor.

Farhat [13] zaproponował optoelektroniczną architekturę sieci neuropodobnej, która jest zdolna do samoorganizowania się w pewnych warunkach, tzn system może obliczać macierz połączeń oraz zmodyfikować odpowiednio ich wartość. Jest to sieć samoucząca się.

Przypadek dwuwymiarowego sygnału wejściowego jest bardziej skomplikowany. Przez analogię do przypadku jednowymiarowego, informacja dwuwymiarowa powinna być zapamiętana w czterowymiarowym tensorze połączeń $T(i, i', j, j')$, gdzie

$$T(i, i', j, j') = \sum_{s=1}^M v^s(i, i') v^s(j, j'). \quad (15)$$

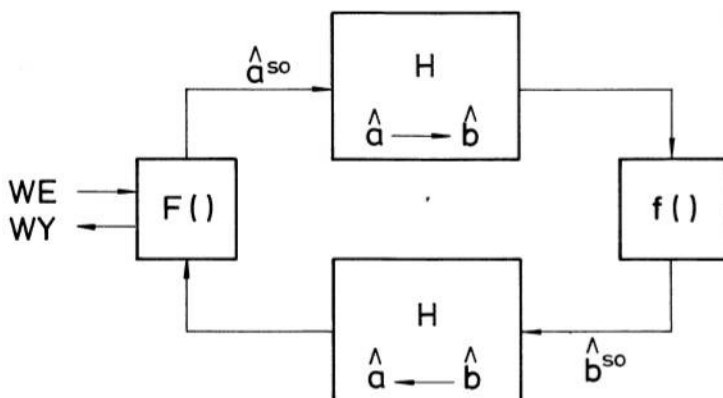
Bezpośrednia realizacja optyczna czy optoelektroniczna czterowymiarowego tensora nie jest prosta [14]. Alternatywnym atrakcyjnym rozwiązaniem stały się nieliniowe holograficzne pamięci skojarzeniowe.

5. Nieliniowe holograficzne pamięci skojarzeniowe

Jak było to zasygnalizowane w rozdz. 3, rozróżniamy dwa zasadnicze typy holograficznej pamięci skojarzeniowej: klasyczny hologram (może być typu Fouriera) z dwoma falami przedmiotowymi, łączący ze sobą dwa różne sygnały wejściowe, oraz hologram typu Vander Lugta z płaską falą odniesienia, który w przypadku autoasocjacji tworzy na wyjściu układu pamięci właściwie położony sygnał korelacyjny [15]. Pierwszy typ pamięci przedstawiający model w pełni zgodny z naszym intuicyjnym odczuciem i rozumieniem skojarzenia, nie jest możliwy do zastosowania w swojej najprostszej wersji jako pamięć skojarzeniowa ze względu na niezbyt wysoki stosunek sygnału do szumu. Natomiast podejście korelacyjne zapewnia wysoki stosunek sygnału do szumu, lecz jako niezależna pamięć skoja-

rzeniowa nie może istnieć, gdyż daje tylko znać o istnieniu i miejscu poszukiwanej informacji, ale jej nie odtwarza.

Koncepcja nieliniowej holograficznej pamięci skojarzeniowej (NHPS) łączy w sobie zalety obu podejść równocześnie eliminując do pewnego stopnia ich wady [9,15-19]. Schemat ideowy NHPS pracującej iteracyjnie przedstawiony jest na rys.8. Macierz pamięci tworzą hologramy fourierowskie, z których każdy wiąże ze



Rys.8. Schemat ideowy nieliniowej holograficznej pamięci skojarzeniowej

sobą dwa sygnały — $a(x, y)$ i $b(x, y)$. Operacje nieliniowe $F()$ i $f()$ wprowadzone są do kolejnych iteracji zarówno w płaszczyźnie wejściowej jak i w płaszczyźnie korelacji. W każdej iteracji światło przechodzi dwukrotnie przez hologram. Po raz pierwszy jest to przejście zdeformowanego sygnału odczytującego \hat{a} , który odtwarza również zdeformowany sygnał \hat{b} z nim sprzężony. W drugim przejściu sygnał \hat{b} odczytuje ponownie sygnał \hat{a} . Operacje nieliniowe mają za zadanie tak modyfikować rozkład pola w obu płaszczyznach, aby jakość odczytu z każdą iteracją poprawiała się i wynik zbiegał do jednego z zapamiętanych sygnałów. Schemat ten jest słuszny bez względu na sposób zapisu hologramu. Zarówno uwzględnia sytuację z dwoma sygnałami niosącymi informację o obiekcie, jak i taką, gdzie sygnał $b(x, y)$ jest źródłem punktowym generującym w płaszczyźnie hologramu płaską falę odniesienia. W naszych dalszych rozważaniach skoncentrujemy się tylko na tym drugim rozwiązaniu, gdyż zapewnia zdecydowanie lepszą jakość odczytywanej informacji.

Są dwa podstawowe układy optyczne realizujące NHPS: pamięć skojarzeniowa skonstruowana przy wykorzystaniu rezonatora optycznego [9] oraz kaskada dwóch korelatorów optycznych [16]. W obu przypadkach iteracyjne równanie pa-

mięci przyjmuje postać

$$a^{sk} = \mathcal{F} \left[\sum_{s'=1}^M \left(f \left\{ \sum_{s=1}^M (a^{s(k-1)} * a^s) \odot b^s \right\} \right)^* b^{s'} \odot a^{s(k-1)} \right]. \quad (16)$$

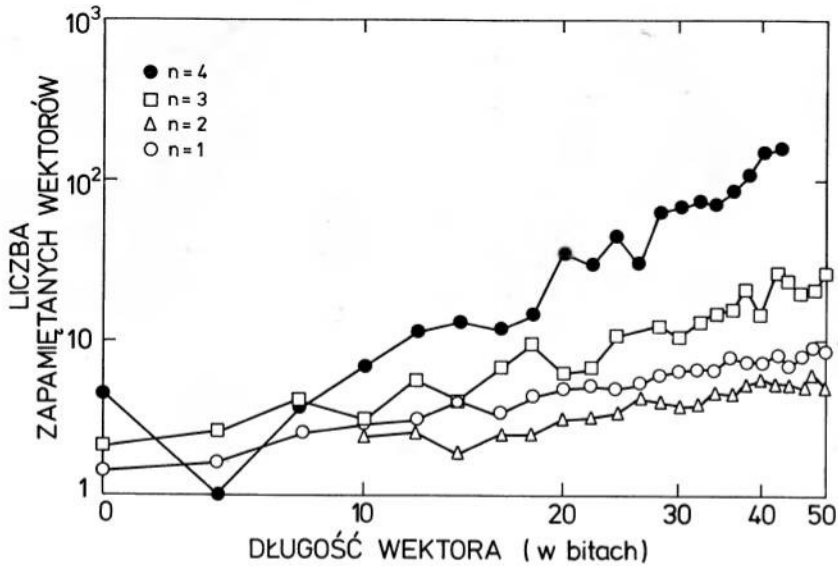
Jak i poprzednio a^s są sygnałami zapamiętanymi na hologramie, b^s jest falą odniesienia stosowaną w procesie zapisu, a a^{sk} to sygnał otrzymany w wyniku k -1 iteracji. Sygnał odczytujący \hat{a}^{s0} jest jednym z sygnałów zapamiętanych, a^{s0} — częściowo zdeformowanym.

Wyrażenie (16) jest wersją wyrażenia (12) rozszerzoną o powtórne w każdej iteracji przejście przez hologram, pozwalające na realizację pamięci autoasocjacyjnej również w przypadku $a(x, y) \neq b(x, y)$. W ogólności fala $b(x, y)$ może być dowolna, ale najlepszy stosunek sygnału do szumu w płaszczyźnie wyjściowej pamięci otrzymujemy, gdy $b(x, y)$ będzie źródłem punktowym generującym falę płaską różniącą się kątem padania przy zapisie kolejnych hologramów i spełniającą warunek nie zachodzenia na siebie poszczególnych produktów korelacji i splotu pochodzących od różnych zapamiętanych obrazów. Otrzymujemy wtedy

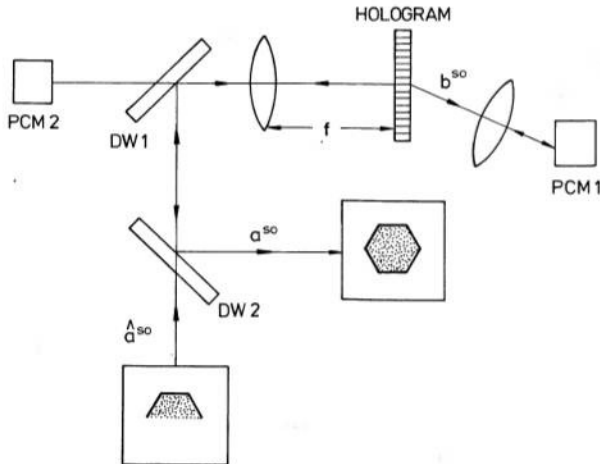
$$a^{sk} = \mathcal{F} \left[\sum_{s'=1}^M \sum_{s=1}^M f(a^{s(k-1)} * a^s) \odot a^{s'} \right]. \quad (17)$$

Analiza numeryczna wpływu nieliniowej operacji typu $f(x) = x^n$ w płaszczyźnie korelacji przedstawiona jest na rys.9. Wyniki są analogiczne do otrzymanych w przypadku wpływu operacji nieliniowych na zbieżność modelu Hopfielda (rys.7) i wykazują również wzrost pojemności informacyjnej układu pamięci wraz ze wzrostem stopnia nieliniowości.

Schemat nieliniowej holograficznej pamięci skojarzeniowej pracującej w układzie rezonatora optycznego przedstawiony jest na rys.10. Dwa zwierciadła rezonatora PCM_1 w płaszczyźnie korelacji i PCM_2 w płaszczyźnie wejściowej są zwierciadłami sprzęgającymi fazę zapewniającymi powrót fali po tej samej drodze. Odgrywają one również rolę operatorów nieliniowych w obu płaszczyznach. Hologram Fouriera zawiera M obrazów, z których każdy zapisany jest z płaską falą odniesienia padającą pod różnymi kątami. Fragment jednego z zapamiętanych obrazów użyty został do wyszukania właściwej informacji. Układ jest praktycznie korelatorem optycznym pracującym pomiędzy dwoma sprzęgającymi zwierciadłami, które zapewniają pracę iteracyjną. Wyniki eksperymentu optycznego przedstawia rys.11. Hologram pamięta obraz przedstawiony na rys.11a, a sygnałem odczytującym \hat{a}^{s0} jest tylko jego górna część (rys.11b). W pierwszym przebiegu przez hologram odtwarzany jest nieco zdeformowany sygnał odniesienia \hat{b}^{s0} , który po odbiciu od nieliniowego zwierciadła sprzęgającego PCM_1 przechodzi po raz wtóry przez hologram i odczytuje z niego sygnał a^{s0} podobny do przedstawionego na

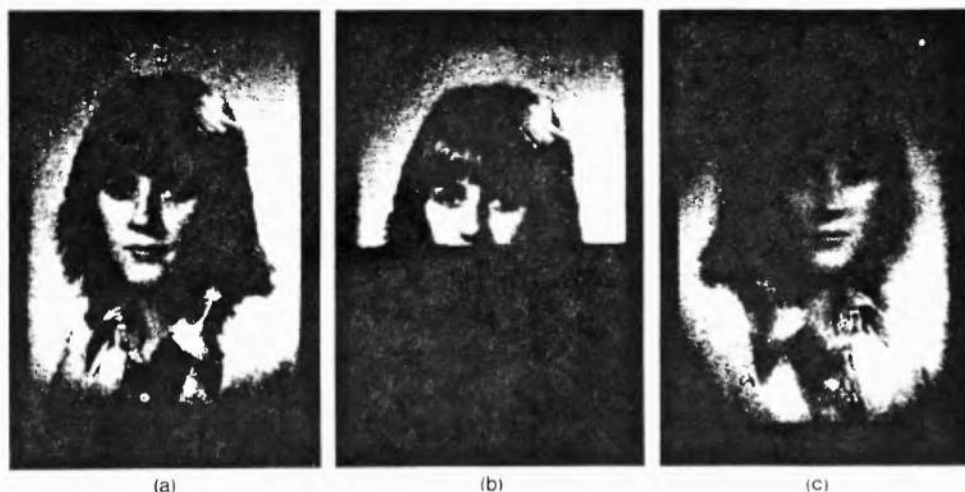


Rys.9. Pojemność informacyjna NHPS z operacją nieliniową typu $f(x) = x^n$ w płaszczyźnie korelacji



Rys.10. Nieliniowa holograficzna pamięć skojarzeniowa pracująca w układzie rezonatora optycznego

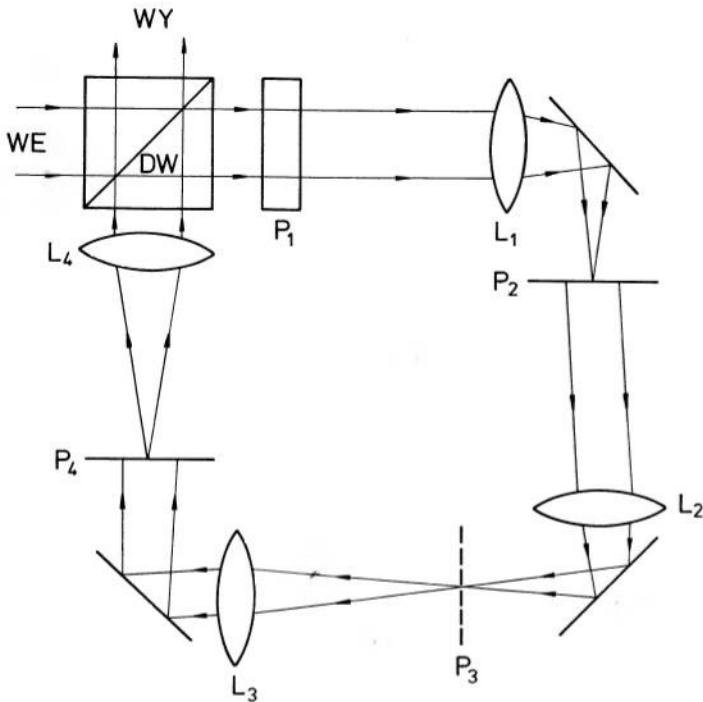
rys.11c. Operacja nieliniowa tego sygnału dokonywana jest w trakcie odbicia od zwierciadła PCM_2 . Dzielniki wiązki DW_1 i DW_2 pozwalają na ciągłą kontrolę odczywanego obrazu. Analogicznie do rezonatora laserowego, po pewnej liczbie iteracji układ ten dochodzi do stanu równowagi i generuje stabilny w czasie sygnał przedstawiony na rys.11c. Jest to odbicie zwierciadlane zapisanego na hologramie



Rys.11. Wynik eksperymentu optycznego: a) obraz zapisany w pamięci holograficznej, b) obraz odczytujący, c) zrekonstruowany obraz

obrazu (rys.11a), odpowiadające rekonstrukcji obrazu rzeczywistego.

Kaskadę korelatorów optycznych pracujących jako NIIPS przedstawia schemat na rys. 12. W układzie pamięci umieszczone są dwa hologramy fourierowskie P_2 i P_4 zapisane jak i poprzednio z płaską falą odniesienia. Informacja odczytująca (fragment obrazu zakodowanego) przechodzi przez dzielnik wiązki DW , i jest obrazowana na przestrzennym modulatorze światła P_1 , który pełni rolę operatora nieliniowego w płaszczyźnie wejściowej dla każdej iteracji. Soczewka L_1 daje transformatę Fouriera obrazu wejściowego w płaszczyźnie P_2 , gdzie znajduje się pierwszy hologram. Soczewka L_2 transformuje fourierowsko iloczyn transformaty Fouriera obrazu wejściowego w każdej iteracji z transformatą Fouriera obrazów zakodowanych na hologramie. Wynikiem tej operacji jest otrzymanie funkcji korelacji w płaszczyźnie P_3 . Zgodnie z własnościami przestrzenno-niezmienniczymi korelatora, otrzymujemy w tej płaszczyźnie przestrzennie rozdzielone sygnały korelacyjne, których położenie zależy od położenia kodowanych obrazów w trakcie zapisu, a ich natężenie jest miarą podobieństwa między nimi a obrazem odczytującym. Sygnały korelacyjne pełnią rolę informacji odczytującej z hologramu znajdującego się w płaszczyźnie P_4 . Światło skolimowane przez soczewkę L_3 oświetla drugi hologram, a następnie soczewka L_4 dokonuje transformaty Fouriera, której wynik odpowiadający rekonstrukcji obrazów powstaje w płaszczyźnie P_1 i staje się informacją odczytującą w następnej iteracji. Na tym etapie dominującym sygnałem odczytującym jest sygnał odpowiadający autokorelacji i on daje najsilniejszą rekonstrukcję obrazu zakodowanego na drugim hologramie. Optoelektroniczny element nieliniowy P_1 pozwala na odcięcie słabszych obrazów, które są wynikiem

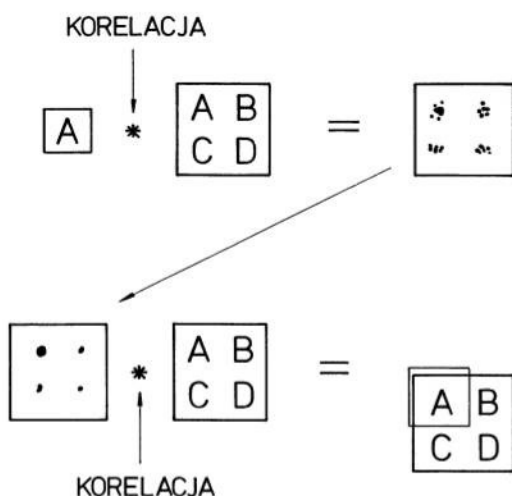


Rys.12. Kaskada korelatorów optycznych pracujących jako nieliniowa holograficzna pamięć skojarzeniowa

korelacji wzajemnej i negatywnie wpływają na stosunek sygnału do szumu. Drugi element nieliniowy wspomagający tę procedurę wprowadzany jest w płaszczyznę korelacji P_3 .

Schemat ideowy takiego układu przedstawia rys.13. Pierwszy korelator znajduje poszukiwaną informację i określa jej położenie. Maksimum autokorelacji jest najsilniejsze i obraz jemu odpowiadający jest odtworzony z drugiego hologramu z największą energią świetlną. Jakość działania tego układu bardzo jest uzależniona od charakterystyki elementów nieliniowych.

Rysunek 14 przedstawia wynik działania kaskady korelatorów optycznych [16]. Na hologramie zapisane zostały cztery różne obrazy (rys.14a). W celu poprawienia jakości odczytanej informacji pierwszy hologram zamiast pełnego obrazu zakodował tylko informację o tych miejscach, gdzie zmiany zaczerwienienia były najszybsze. Taka procedura odpowiadająca dwuwymiarowemu różniczkowaniu funkcji zaczerwienienia obrazu wyostrza kontury jego elementów (rys.14 b). Funkcja autokorelacji w tym przypadku zbliża się kształtem do funkcji delty Diraca, co zgodnie ze wzorem (16) zdecydowanie poprawia stosunek sygnału do szumu oraz bilans energetyczny układu. Drugi hologram miał zakodowaną pełną informację



Rys.13. Schemat ideowy zasady działania kaskady korelatorów

(rys.14c) i z niego otrzymano poszukiwany obraz (rys.14e). Odczytujący sygnał wejściowy przedstawiony jest na rys. 14d.

6. Zakończenie

Przedstawiłam tutaj najbardziej zaawansowane modele optycznej pamięci skojarzeniowej. Nie omówiłam wszystkich. Zależało mi raczej na przedstawieniu samej idei pamięci skojarzeniowej i roli metod optycznych, a w szczególności holografii w ich realizacji. Daleko idąca analogia między modelem sieci neuropodobnej i zapisem holograficznym, oraz szansa na realizację dużej gęstości połączeń optycznych są elementami, które powodują, że optyczne pamięci skojarzeniowe są nie tylko interesujące z punktu widzenia badawczego, ale mogą być również atrakcyjne jako rozwiązania w przyszłych komputerach. Ich powszechne zastosowanie wiąże się jednak ze stanem badań i technologią elementów optoelektronicznych typu przestrzennych modulatorów światła, które, jak widzimy odgrywają w tych układach niebagatelną rolę operatorów nieliniowych czy rejestratorów pamięci. Konwencjonalne materiały światłoczułe osiągają duże zdolności rozdzielcze, co oznacza możliwość pracy z dużymi macierzami obrazowymi oraz możliwość realizacji dużej liczby połączeń optycznych. W przypadku stosowania elementów optoelektronicznych niezbędnych przy pracy układu w tzw "czasie rzeczywistym", ich jeszcze niewielka obecnie zdolność rozdzielcza znacznie ogranicza wielkość realizowanej pamięci. Fakt, że holografia pozwala w sposób stosunkowo prosty modelować pamięci skojarzeniowe oparte na modelu sieci neuropodobnych powoduje, że badania w tej dziedzinie są w dalszym ciągu rozwijane i przynoszą coraz to



Rys.14. Wynik eksperymentu optycznego: a) cztery obrazy zapamiętywane przez hologram, b) wersja zapisana na pierwszym hologramie, c) wersja zapisana na drugim hologramie, d) obraz odczytujący, e) obraz odtworzony

nowe obiecujące rezultaty [19,21-23].

Literatura

- [1] B. Macukow, *Postępy Fizyki* 41, 265 (1990).
- [2] T. Szoplik, *Postępy Fizyki* 42, 165 (1991).
- [3] P.J. van Heerden, *Appl. Opt.* 2, 387 (1963).
- [4] R.J. Collier, K.S. Pennington, *Appl. Phys. Lett.* 8, 44 (1966).
- [5] A.B. Vander Lugt, *IEEE Trans. Inform. Theory*, IT-10, 139 (1964).
- [6] G.R. Knight, *Appl. Opt.* 13, 904 (1974).
- [7] P.R. Westlake, *Kybernetik* 7, 129 (1970).
- [8] J.J. Hopfield, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 79, 2554 (1982).
- [9] Y. Owechko, G.J. Duning, E. Marom, B.H. Soffer, *Appl. Opt.* 26, 1900 (1987).
- [10] N.H. Farhat, D. Psaltis, A. Prata, E. Paek, *Appl. Opt.* 24, 1469 (1985).
- [11] P. Lalanne, J. Taboury, P. Chavel, *Opt. Commun.* 63, 21 (1987).

- [12] R.A. Athale, H.H. Szu, C.B. Friedlander, *Opt. Lett.* **11**, 482 (1986).
- [13] N.H. Farhat, *Opt. Lett.* **12**, 448 (1987).
- [14] N.H. Farhat, D. Psaltis, w: *Optical Signal Processing*, red. J. Horner, Acad.Press 1987, str. 129.
- [15] Y. Owechko, *IEEE J. Quantum Electron* **25**, 619 (1989).
- [16] E.G. Peak, D. Psaltis, *Opt. Eng.* **26**, 428 (1987).
- [17] D. Psaltis, J. Hong, *Opt. Eng.* **26**, 10 (1987).
- [18] Y. Owechko, *Appl. Opt.* **26**, 5104 (1987).
- [19] K.Y. Hsu, H.Y. Li, D. Psaltis, *Proc. IEEE* **78**, 1637 (1990).
- [20] G.J. Dunning, E. Marom, Y. Owechko, B.H. Soffer, *Opt. Lett.* **12**, 346 (1987).
- [21] D. Psaltis, Ch.H. Park, J. Hong, *Neural Network* **1**, 149 (1988).
- [22] W. Zhang, K. Itoh, J. Tanida, Y. Ichioka, *Appl. Opt.* **29**, 4790 (1990).
- [23] S.H. Song, S.Ch. Park, S.S. Lee, *Opt. Lett.* **15**, 1389 (1990).

Norman F. Ramsey

Harvard University

Cambridge, Massachusetts, USA

Doświadczenia z rozdzielonymi polami zmiennymi i maserami wodorowymi*

Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen
masers

Nobel Lecture, 8 December 1989, Stockholm

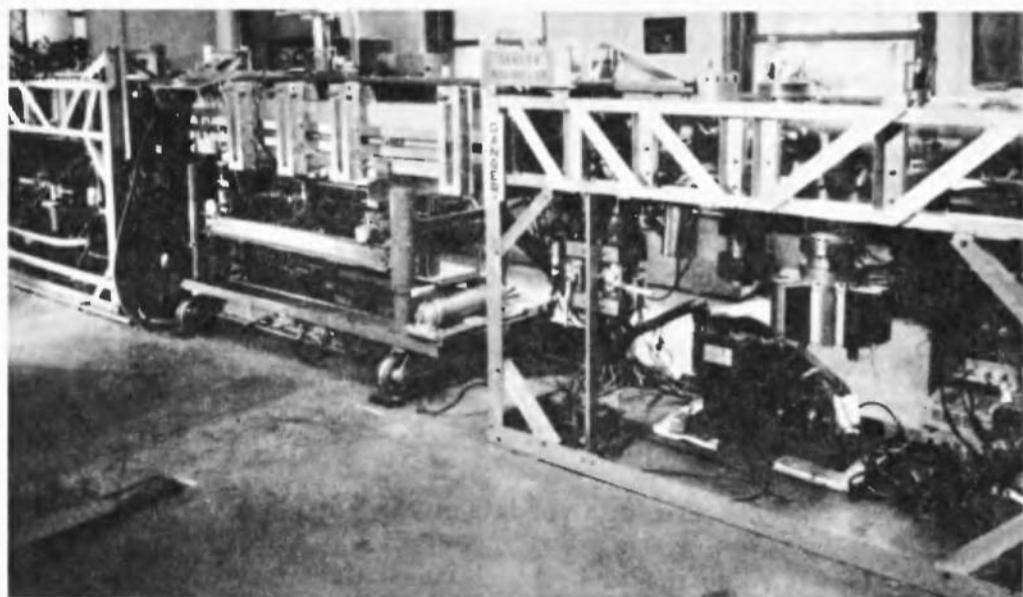
Jestem zaszczycony otrzymaniem nagrody Nobla, którą uważam również za wyraz uznania dla fizyków i inżynierów z wielu krajów, którzy wykonali piękne doświadczenia przy użyciu metod, które będę dziś omawiał. Chciałbym tu wyrazić szczególną wdzięczność mojemu wielkiemu nauczycielowi, I.I. Rabiemu, moim osiemdziesięciu czterem wspaniałym doktorantom oraz Danielowi Kleppnerowi i Danielowi Larsonowi, będącymi moimi bliskimi współpracownikami przez wiele lat.

Metoda rozdzielonych pól

W lecie 1937 r., po spędzeniu dwóch lat na Uniwersytecie w Cambridge, przybyłem na Uniwersytet Columbia, aby podjąć pracę z I.I. Rabim. Zaledwie w kilka miesięcy po moim przyjeździe Rabi stworzył metodę rezonansu magnetycznego w wiązce molekularnej [1–5] (patrz także prace przeglądowe [6, 7], ta ostatnia zawiera bardzo obszerny spis odnośników), dzięki czemu miałem wielkie szczęście być jedynym doktorantem pracującym z Rabim i jego współpracownikami nad jednym z dwóch pierwszych doświadczeń mających na celu rozwinięcie i wykorzystanie spektroskopii rezonansu magnetycznego, za co Rabi otrzymał nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki w 1944 r.

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1989 w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright ©1990 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

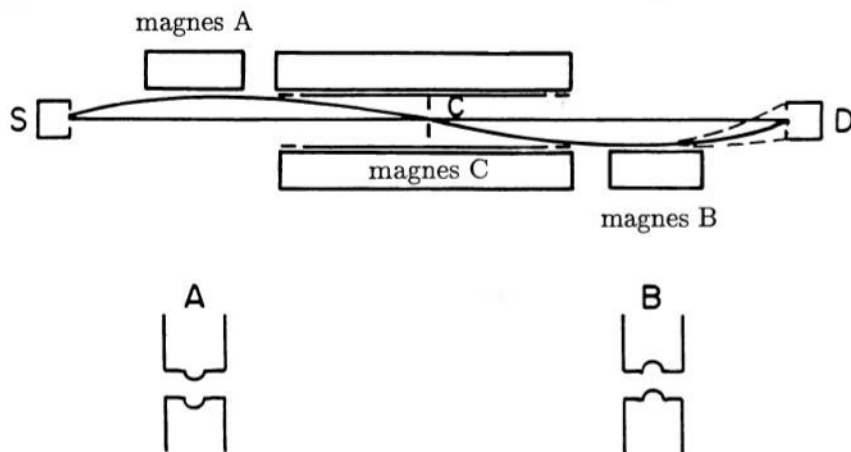
W 1949 r., już na Uniwersytecie Harvarda, poszukiwałem sposobu wykonania pomiarów dokładniejszych niż to było możliwe przy użyciu metody Rabiego i w wyniku tych poszukiwań stworzyłem metodę rozdzielonych pól [6–10]. Idea tej metody polega na zastąpieniu pojedynczego zmiennego pola magnetycznego, występującego w środkowej części układu Rabiego, dwoma polami zmiennymi, działającymi na początku i końcu obszaru, w którym są badane własności atomów lub cząsteczek. Jak pokażę, metoda rozdzielonych pól ma wiele zalet w stosunku do metody pojedynczego pola zmiennego i w następnych latach została zastosowana także w wielu doświadczeniach spoza dziedziny rezonansu magnetycznego w wiązkach molekularnych. Rysunek 1 przedstawia zdjęcie układu wiązki molekularnej zawierającego kolejne pola zmienne, za pomocą którego na Uniwersytecie Harvarda wykonano obszerną serię doświadczeń. Chciałbym obecnie omówić



Rys.1. Układ wiązki molekularnej z rozdzielonymi polami zmiennymi. Wiązka cząsteczek wychodzi przez mały otwór ze źródła, umieszczonego w lewej części układu, jest ogniskowana, a następnie przechodzi przez środkową część układu w postaci wiązki w przybliżeniu równoległej. W prawej części układu wiązka jest ponownie ogniskowana na niewielkim otworze detektora. W obszarach zmiennych pól elektrycznych, znajdujących się na początku i na końcu środkowej części układu, zachodzą przejścia rezonansowe, w wyniku czego następuje zmniejszenie stopnia ogniskowania wiązki, a więc także osłabienie wiązki docierającej do detektora

metodę kolejnych pól zmiennych korzystając z przykładu jej pierwotnego, najprostszego do wyjaśnienia zastosowania - pomiaru momentów magnetycznych jąder. Przejście do przypadków bardziej złożonych będzie później nietrudne.

Metoda powstała jako ulepszenie metody rezonansowej Rabiego, służącej do pomiarów momentów magnetycznych jąder, której ideę ilustruje schematycznie rysunek 2. Rozważmy klasyczne jądro o spinie $\hbar J$ i momencie magnetycznym $\mu = (\mu/J)J$. W stałym polu magnetycznym $H_0 = H_0 k$ na moment magnetyczny



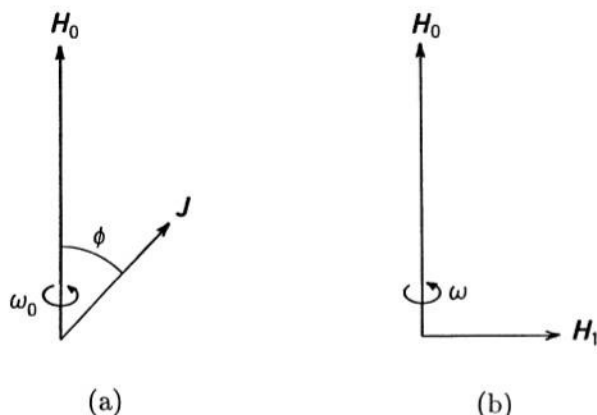
Rys.2. Schemat układu do badania rezonansu magnetycznego w wiązce molekularnej. Cząsteczka, której własności się bada, wychodzi ze źródła, jest odchylana w niejednorodnym polu magnetycznym A, przechodzi przez kolimator i jest odchylana w kierunku detektora w niejednorodnym polu magnetycznym B. Jeśli jednak pole zmienne w obszarze C wymusza zmianę stanu cząsteczki, to odchylenie wiązki w polu magnesu B jest inne niż poprzednio, cząsteczki biegną po torach zaznaczonych liniami przerywanymi i natężenie wiązki docierającej do detektora zmniejsza się. W metodzie Rabiego pole zmienne (o częstotliwości radiowej) jest przyłożone na całej długości obszaru C, natomiast w metodzie rozdzielonych pól zmiennych pole o częstotliwości radiowej jest przyłożone tylko na początku i na końcu obszaru C

jądra działa moment siły, w wyniku czego jądro wykonuje precesję (podobnie do bąka) wokół H_0 z częstotliwością larmorowską ν_0 i częstotliwością kołową ω_0 danymi wzorem

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{\mu H_0}{\hbar J}, \quad (1)$$

jak pokazano na rys. 3. Wprowadźmy dodatkowe pole magnetyczne H_1 , prostopadłe do H_0 , wirujące wokół niego z częstotliwością kołową ω . Jeśli w chwili początkowej

H_1 jest prostopadle do płaszczyzny wyznaczonej przez H_0 i J , to pozostanie ono do niej prostopadle w dowolnej chwili, o ile $\omega = \omega_0$. W tym przypadku, w układzie

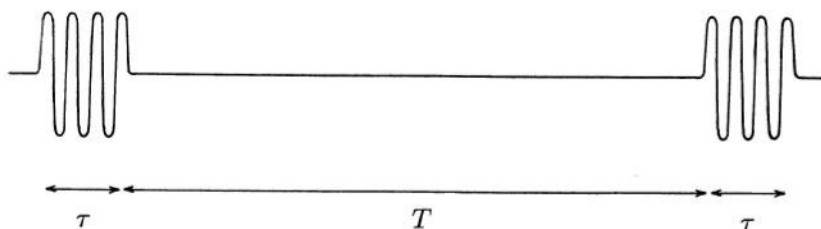


Rys.3. Precesja momentu pędu jądra J (a) i wirujące pole magnetyczne H_1 (b) w metodzie Rabiego

współrzędnych wirującym z H_1 , J wykonuje precesję wokół H_1 i kąt ϕ zmienia się w sposób ciągły, analogicznie jak w przypadku ruchu "pozornie uśpionego" bąka. Tę zmianę orientacji J można wykryć jeśli wiązkę molekularną przepuści się przez obszar pola niejednorodnego, jak na rys. 2. Jeżeli ω nie jest równe ω_0 , H_1 nie będzie pozostawało prostopadle do J - kąt ϕ początkowo wzrośnie a następnie zmaleje, w wyniku czego wypadkowa zmiana ϕ będzie równa zero. W konsekwencji częstość precesji larmorowskiej ω_0 można wyznaczyć mierząc częstość generatora ω , dla której zachodzi maksymalna reorientacja momentu pędu, a więc maksymalna zmiana natężenia wiązki w układzie z rys. 2. Na tym polega metoda Rabiego rezonansu magnetycznego w wiązce molekularnej.

Metoda rozdzielonych pól zmiennych różni się od metody Rabiego jedynie tym, że pole wirujące H_1 , widziane przez jądro, jest przyłożone początkowo na krótki czas τ , po czym amplituda H_1 jest zmniejszona do zera na stosunkowo długi czas T , a następnie znów zwiększona do wartości H_1 na czas τ , przy czym oba pola zmienne są zgodne w fazie, jak przedstawiono na rys. 4. W układzie wiązki molekularnej z rys. 2, można tego dokonać w ten sposób, że cząsteczki przepuści się najpierw przez obszar pola wirującego, następnie przez obszar, w którym takiego pola nie ma, i wreszcie przez obszar drugiego pola wirującego, wytwarzanego zgodnie w fazie z pierwszym polem przez ten sam generator.

Jeśli spin jądrowy jest początkowo równoległy do pola stałego (a więc kąt ϕ jest początkowo równy zero), to można tak dobrać amplitudę pola wirującego, aby kąt ϕ był równy 90° , czyli $\pi/2$ radianów, na końcu pierwszego obszaru pola zmiennego. W czasie przejścia cząsteczki przez obszar, w którym nie ma pola

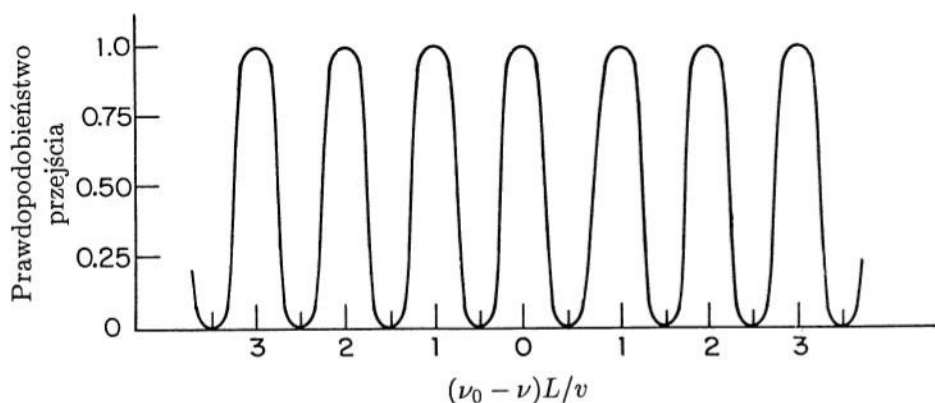


Rys.4. Dwa pola zmienne, z których każde działa przez czas τ , rozdzielone w czasie o T (w czasie T amplituda pola zmiennego wynosi zero). Spójność pola zmiennego jest zachowana, tzn. drugie pole ma taką fazę, jak gdyby drgania zachodziły przez cały czas, z tym, że w czasie T ich amplituda była równa zero

zmiennego, moment magnetyczny wykonuje po prostu precesję z częstotścią larmorowską, wyznaczoną przez natężenie pola magnetycznego w tym obszarze. Po wejściu cząsteczki w drugi obszar pola zmiennego, pojawia się ponownie moment siły dążący do zmiany kąta ϕ . Jeśli częstotść pola wirującego jest dokładnie taka sama jak średnia częstotść larmorowska w obszarze pośrednim, to względna różnica faz momentu pędu i drugiego pola wirującego jest równa zero.

W rezultacie, jeżeli amplitudy pól wirujących i czasy ich działania są takie same, to drugie pole wirujące wywiera dokładnie taki sam wpływ na moment magnetyczny jak pierwsze, tzn. zwiększa kąt ϕ o następne $\pi/2$, dzięki czemu $\phi = \pi$, co odpowiada pełnemu odwróceniu kierunku momentu magnetycznego. Jeśli natomiast częstotść pola i częstotść larmorowska różnią się o tyle, że faza względna wektora pola wirującego w stosunku do fazy precesji momentu pędu ulega zmianie o π w czasie przejścia cząsteczki przez obszar pośredni, to działanie obu pól wirujących na moment pędu jest dokładnie przeciwne i całkowita zmiana kąta ϕ jest równa zero. Jeżeli częstotść larmorowska i częstotść pola wirującego różnią się o tyle, że względne przesunięcie fazy w obszarze pośrednim jest całkowitą wielokrotnością 2π , to ϕ jest znów równe π , tak jak w dokładnym rezonansie.

Innymi słowy, jeśli wszystkie cząsteczki miałyby tę samą prędkość, to prawdopodobieństwo przejścia byłoby okresową funkcją częstotści, jak pokazuje rysunek 5. W doświadczeniu rezonansu magnetycznego w wiązce molekularnej można jednak łatwo odróżnić maksimum odpowiadające dokładnemu rezonansowi od pozostałych maksimów. W przypadku dokładnego rezonansu, warunek na zerową zmianę względnej fazy pola wirującego i precesji momentu pędu jest niezależny od prędkości cząsteczki. W pozostałych przypadkach, warunek na to, by względna różnica faz była równa całkowitej wielokrotności 2π , jest zależny od prędkości, ponieważ wolniejsze cząsteczki przebywają dłużej w obszarze pośrednim, a więc doznają większej zmiany fazy precesji, niż cząsteczki szybsze. W konsekwencji,



Rys.5. Prawdopodobieństwo przejścia w funkcji częstości $\nu = \omega/2\pi$, które byliby obserwowane w doświadczeniu z rozdzielonymi polami zmiennymi, gdyby wszystkie cząsteczki w wiązce miały taką samą prędkość

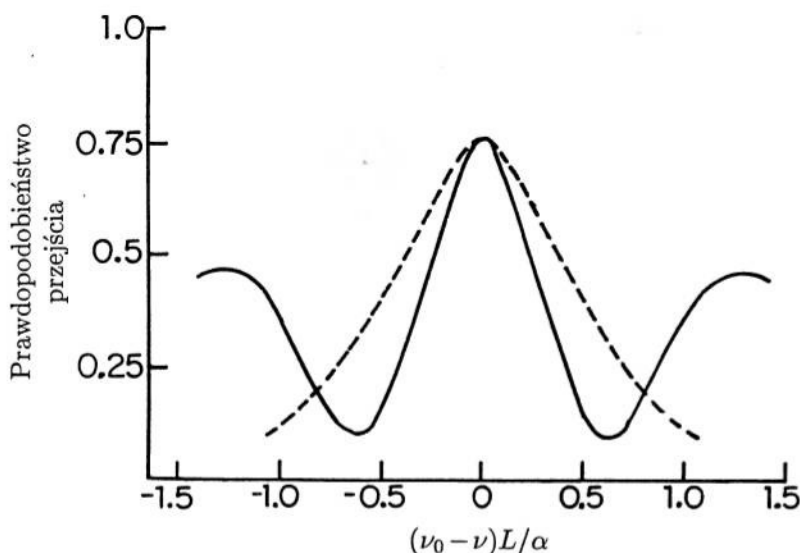
dla maksimum nierezonansowych reorientacja większości cząsteczek jest niepełna, w wyniku czego wielkości maksimum nierezonansowych są mniejsze niż wielkość maksimum odpowiadającego dokładnemu rezonansowi i otrzymuje się krzywą rezonansową podobną do przedstawionej na rys. 6, na którym wykreślono prawdopodobieństwo przejścia dla cząstki o spinie $1/2$ w funkcji częstości.

Chociaż w powyższym opisie metody rozdzielonych pól odwoływaliśmy się głównie do klasycznych momentów pędu i momentów magnetycznych, ta metoda stosuje się do dowolnego układu kwantowego, dla którego mogą być wymuszone przejścia pomiędzy dwoma stanami, o energiach W_i i W_f , którym odpowiada różne odchylenie cząsteczek w polu niejednorodnym. Odpowiednia częstość rezonansowa wynosi

$$\omega_0 = (W_i - W_f)/\hbar, \quad (2)$$

i otrzymuje się krzywą rezonansową podobną do pokazanej na rys. 6.

Z punktu widzenia mechaniki kwantowej, oscylacyjna postać prawdopodobieństwa przejścia, widoczna na rys. 5 i 6, pochodzi od wyrazu mieszanego, pojawiającego się przy wyznaczeniu prawdopodobieństwa przejścia z amplitud prawdopodobieństwa. Niech C_{iif} będzie amplitudą prawdopodobieństwa, że jądro przejdzie przez obszar pierwszego pola zmiennego bez zmiany stanu początkowego i , a przejdzie do stanu końcowego f w obszarze drugiego pola, natomiast C_{iff} - amplitudą prawdopodobieństwa, że przejście do stanu końcowego f zajdzie w obszarze pierwszego pola, a w obszarze drugiego pola nie zajdzie zmiana stanu. Wyraz mieszany $C_{iif}C_{iff}^*$ jest źródłem zjawisk interferencyjnych, powodujących powstanie wąskich struktur oscylacyjnych w przebiegu prawdopodo-



Rys.6. Linia ciągła przedstawia prawdopodobieństwo przejścia (dla optymalnej wartości amplitudy pola wirującego) w przypadku, gdy prędkości cząsteczek mają rozkład maxwellowski. L jest odległością obszarów pól zmiennych, α - najbardziej prawdopodobną prędkością cząsteczek, a ν ($= \omega/2\pi$) - częstością pola zmiennego. Linia przerywana przedstawia prawdopodobieństwo przejścia w pojedynczym polu zmiennym o czasie działania równym odstępowi impulsów rozdzielonych pól zmiennych

bieństwa przejścia, co pokazują krzywe na rys. 5 i 6. Jeszcze inaczej, częściowa interpretacja kształtu tych krzywych może być uzyskana na gruncie analizy fourierowskiej pola zmiennego, które jest włączone na czas τ , potem wyłączone na czas T i znów włączone na czas τ , jak pokazuje rys. 4. Ta interpretacja fourierowska nie jest jednak całkowicie słuszna, gdyż dla skończonych obrotów J zagadnienie jest nieliniowe. Ponadto, z interpretacji fourierowskiej nie wynikają niektóre podstawowe cechy metody rozdzielonych pól. Krzywe, pokazane na rys. 6, są wynikiem przeprowadzonych przeze mnie [6, 8, 9, 11, 12] kwantowych obliczeń prawdopodobieństw przejść.

Metoda rozdzielonych pól zmiennych ma wiele zalet, z których główne wymieniono poniżej:

(1) Szerokość maksimów rezonansowych wynosi jedynie 0,6 szerokości linii otrzymanej metodą pojedynczego pola zmiennego. To zwężenie linii jest pewną analogią zwężenia maksimów obrazu interferencyjnego przy przejściu od dyfrakcji na szerokiej szczelinie do dyfrakcji na dwóch szczelinach o odległości równej

szerokości tej szerokiej szczeliny.

(2) Ostrość rezonansu nie jest zmniejszana przez niejednorodności pola stałego, gdyż, jak wynika zarówno z opisu jakościowego jak i z teoretycznych rozważań kwantowych, w równaniu (2) występują, a więc są istotne, jedynie wartości energii będące średnimi przestrzennymi, obliczonymi wzdłuż drogi cząsteczki.

(3) Metoda rozdzielonych pól jest szczególnie wydajna, czasem niezastąpiona, w dziedzinie bardzo wysokich częstości, gdy długość fali stosowanego promieniowania może być porównywalna lub mniejsza od rozmiarów obszaru, w którym bada się poziomy energetyczne cząsteczek.

(4) Przesunięcia i rozszerzenia linii, pochodzące od efektu Dopplera pierwszego rzędu, nie występują o ile usunięte są wszelkie niepożądane przesunięcia fazowe pomiędzy dwoma polami zmiennymi.

(5) Omawiana metoda może być użyta do badania poziomów energetycznych w obszarze, w którym nie można przyłożyć pola zmiennego - można, na przykład, zmierzyć częstość precesji larmorowskiej dla neutronów zawartych w namagnesowanym bloku stalowym.

(6) Można uzyskać dalsze zwężenie linii przez zmniejszenie amplitudy pola wirującego poniżej jej wartości optymalnej. To zwężenie linii wynika stąd, że dla małych amplitud są faworyzowane cząsteczki o prędkości mniejszej od prędkości średniej.

(7) Jeśli bada się stany atomowe o skończonym czasie życia, metoda rozdzielonych pól zmiennych pozwala zarejestrować linie o szerokości mniejszej od szerokości wyznaczonej z czasu życia za pomocą zasady nieoznaczoności Heisenberga, o ile dwa pola zmienne są dostatecznie odległe od siebie - wkład do sygnału dają w tym przypadku tylko te cząsteczki, które pozostają w badanym stanie przez czas na tyle długi, że docierają w tym stanie do obszaru drugiego pola zmiennego. Ta metoda była użyta, na przykład, przez Lundeena i innych [13,14] do dokładnych pomiarów przesunięcia Lamba.

Dzięki tym zaletom, metoda rozdzielonych pól zmiennych znalazła szerokie zastosowania w spektroskopii w wiązkach atomowych i cząsteczkowych. Jednym z najlepiej znanych przykładów są atomowe (cezowe) wzorce częstości i czasu, które omówię w dalszej części wykładu.

Chociaż metoda rozdzielonych pól zmiennych przewyższa, pod wieloma względami, metodę pojedynczego pola zmiennego, ma ona także wady. Przy badaniu widm o złożonej, ciasnej strukturze, dodatkowe maksima boczne (por. rys. 6) mogą utrudniać interpretację widma. Ponadto, jest nieraz trudno uzyskać dostateczne natężenie pola zmiennego o wymaganej częstości w przypadku dwóch krótkich impulsów pola, podczas gdy jest to możliwe w przypadku słabszego, ale działającego dłużej, pola zmiennego. Z tego względu, w większości doświadczeń z rezonansem magnetycznym w wiązce molekularnej, najlepiej jest dyspono-

wać zarówno rozdzielonymi polami zmiennymi, jak i pojedynczym, długim polem zmiennym, aby móc w określonych warunkach stosować korzystniejszy wariant metody.

Jak w każdym doświadczeniu o dużej dokładności, stosując metodę rozdzielonych pól zmiennych trzeba również zachować ostrożność dla uniknięcia mylących wyników. W metodzie rozdzielonych pól zmiennych, takie potencjalne zaburzenia pomiarów są zwykle łatwiejsze do wykrycia i usunięcia, niż w większości innych metod spektroskopowych o dużej dokładności. Tym niemniej, takie efekty są znaczące i zmuszają do ostrożności w pomiarach o dużej dokładności. Różne efekty tego typu omawiałem szczegółowo przy innych okazjach [6,11,12,15] i tutaj wspomnę o nich jedynie pokrótce.

Odchylenia amplitud pól zmiennych od ich wartości optymalnych mogą istotnie zmieniać kształt krzywej rezonansowej, aż do zastąpienia maksimum prawdopodobieństwa przejścia przez minimum. Symetria krzywej rezonansowej wokół częstości odpowiadającej dokładnemu rezonansowi jest jednak przy tym zachowana, a więc takie zmiany amplitudy nie prowadzą do błędów pomiaru [11, 12].

Zmiany natężenia pola stałego w przestrzeni pomiędzy obszarami pól zmiennych (lecz nie w tych obszarach) nie powodują zwykle zniekształceń krzywej rezonansu magnetycznego w wiązce molekularnej, o ile średnia częstość przejścia (częstość Bohra) w przestrzeni pomiędzy polami zmiennymi jest równa częstości przejścia w każdym z dwóch obszarów pola zmiennego. Jeśli ten warunek nie jest spełniony, może wystąpić przesunięcie częstości rezonansowej [11, 12].

Jeżeli oprócz dwóch poziomów energetycznych, pomiędzy którymi bada się przejścia, pole zmienne wzbudza częściowo inne poziomy energetyczne, to występuje przesunięcie częstości rezonansowej, podobnie jak w każdym doświadczeniu spektroskopowym, co jest szczegółowo opisane w literaturze [6, 11, 12].

Nawet wówczas, gdy mamy do czynienia tylko z dwoma poziomami, obecność dodatkowego wirującego pola magnetycznego, o częstości różnej od częstości rezonansowej, powoduje przesunięcie obserwowanej częstości rezonansowej [6, 11, 12]. Szczególnie ważnym przypadkiem tego rodzaju jest zjawisko wykryte przez Blocha i Siegerta [16], które występuje wówczas, gdy zamiast wirującego pola magnetycznego stosuje się pole oscylujące. Ponieważ pole oscylujące można rozłożyć na dwa pola wirujące w przeciwnych kierunkach, to składowa o przeciwnym kierunku obrotu jest automatycznie takim dodatkowym polem wirującym. Innym przykładem dodatkowego pola wirującego jest pole pochodzące od ruchu atomu w polu H_0 , którego kierunek nie jest stały. Teorię zjawisk pochodzących od dodatkowych pól wirujących o dowolnych częstościach rozwinęli Ramsey [11, 12, 15], Winter [15], Shirley [17], Code [18] i Green [19].

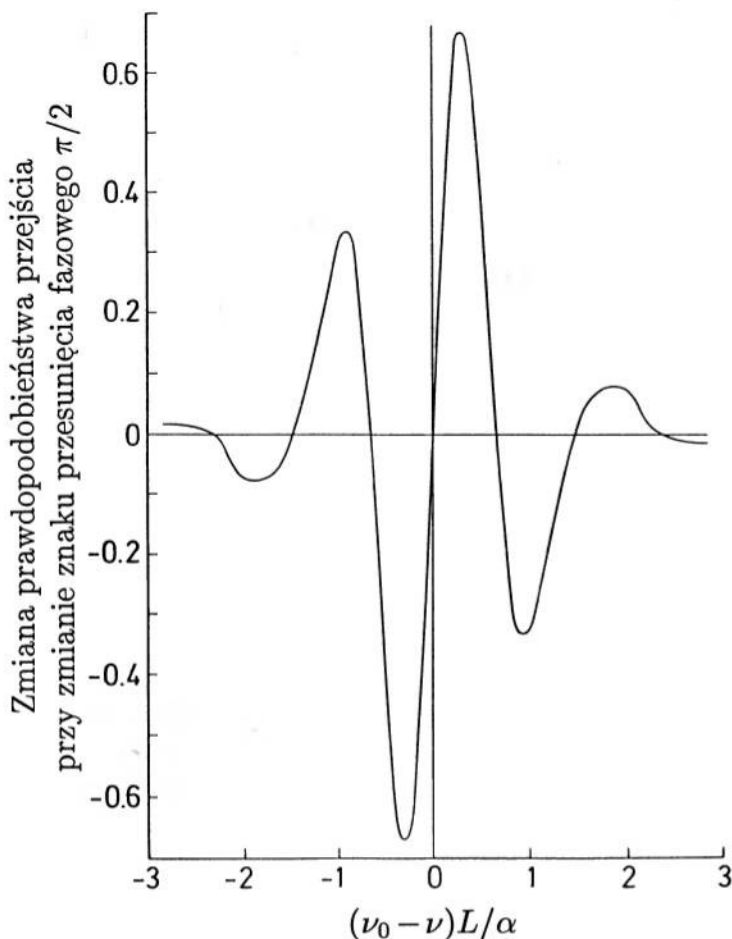
Istnienie niezamierzonego przesunięcia fazowego pomiędzy dwoma polami zmiennymi prowadzi do pojawienia się przesunięcia obserwowanej częstości rezo-

nansowej [17, 19, 20]. To zjawisko jest najbardziej powszechnym źródłem błędów pomiaru i dlatego należy zadbać o to, aby go uniknąć, albo przez usunięcie takiego przesunięcia, albo przez wyznaczenie go, na przykład dzięki dokonaniu pomiarów dla wiązki molekularnej przechodzącej przez układ pól w jednym kierunku, a następnie w kierunku przeciwnym.

Od czasu wprowadzenia metody rozdzielonych pól, zaproponowano i zrealizowano wiele jej nowych wariantów:

(1) Często jest wygodnie wprowadzić celowo przesunięcie fazowe dla zmodyfikowania kształtu linii rezonansowej [20]. Jak stwierdziliśmy powyżej, niezamierzone przesunięcia fazowe mogą powodować zniekształcenia obserwowanej linii. Niektóre z takich zniekształceń mogą być jednak użyteczne. Na przykład, jeśli rejestruje się zmianę prawdopodobieństwa przejścia przy zmianie wartości fazy względnej z $+\pi/2$ na $-\pi/2$, to uzyskuje się krzywą o kształcie dyspersyjnym [20], jak na rys. 7. Dla krzywej rezonansowej o takim kształcie, czułość wyznaczenia małego przesunięcia częstości rezonansu jest największa.

(2) W większości zastosowań, największą dokładność uzyskuje się w układzie dwóch pól zmiennych maksymalnie rozdzielonych w czasie, lecz w niektórych przypadkach jest korzystniejsze użycie więcej niż dwóch rozdzielonych pól zmiennych [7]. Wyznaczone teoretycznie kształty linii rezonansowych [12] dla dwóch, trzech, czterech i nieskończenie wielu pól zmiennych przedstawiono na rys. 8. W przypadku nieskończenie wielu pól zmiennych, otrzymuje się, rzecz jasna, z definicji to samo, co w przypadku pojedynczego pola zmiennego, działającego dostatecznie długo, o ile całkowita długość obszaru, w którym zachodzą przejścia, jest taka sama w obu przypadkach, a pola składowe (w przypadku nieskończenie wielu pól zmiennych) wypełniają ten obszar w sposób ciągły, co założono przy wyznaczeniu kształtów linii przedstawionych na rys. 8. Niejednokrotnie jest najlepiej patrzeć na przypadek pojedynczego pola zmiennego w ten właśnie sposób, dzięki czemu łatwo zdać sobie sprawę, że metoda pojedynczego pola zmiennego jest podatna na złożone kombinacje zniekształceń linii, omówionych we wcześniejszej części wykładu. Warto zauważyć, że dla ustalonej całkowitej długości układu pól, wzrostowi liczby obszarów pola zmiennego towarzyszy rozszerzenie krzywej rezonansowej - linia jest najwęższa w przypadku dwóch pól zmiennych maksymalnie oddalonych od siebie. Mimo to, istnieją sytuacje, w których jest celowe użycie więcej niż dwóch pól zmiennych. W przypadku trzech pól zmiennych nie ma pierwszego, największego maksimum bocznego, co ułatwia rozdzielenie dwóch bliskich sobie linii. Dla większej liczby pól zmiennych zanikają dalsze maksima boczne - w granicznym przypadku pojedynczego pola zmiennego krzywa rezonansowa w ogóle nie ma maksimum bocznych. Innym powodem użycia dużej liczby kolejnych impulsów pola zmiennego może być niemożność uzyskania dostatecznej mocy impulsu, a więc znacznego prawdopodobieństwa przejścia, dla małej liczby

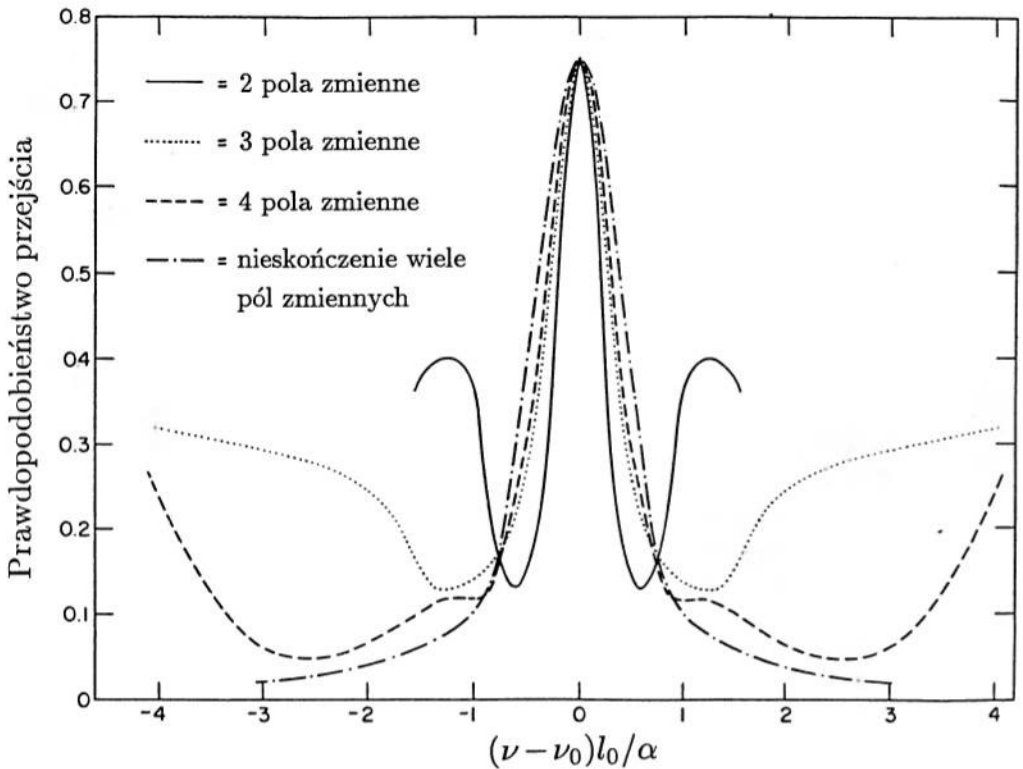


Rys.7. Wyznaczona teoretycznie zmiana prawdopodobieństwa przejścia przy zmianie znaku przesunięcia fazowego $\pi/2$. Dla częstotliwości rezonansowej zmiana prawdopodobieństwa przejścia jest równa zero, ale nachylenie krzywej jest największe dla dokładnego rezonansu

impulsów.

(3) W pierwotnej wersji metody rozdzielonych pól zmiennych zastosowano dwa pola zmienne rozdzielone w przestrzeni, ale już niebawem po wprowadzeniu metody zauważono, że alternatywnym rozwiązaniem może być użycie kolejnych pól zmiennych rozdzielonych w czasie, co można uzyskać stosując, na przykład, impulsy spójne [21].

(4) Jeśli stosuje się więcej niż dwa kolejne pola zmienne, nie jest konieczne, aby były one równoodległe w czasie [7] - jedynym warunkiem powodzenia do-



Rys.8. Wiele pól zmiennych. Przedstawiono krzywe rezonansu magnetycznego w wiązce molekularnej dla dwóch, trzech, czterech i nieskończenie wielu kolejnych pól zmiennych. Przypadek nieskończonej liczby pól zmiennych jest w istocie taki sam, jak przypadek pojedynczego pola zmiennego (metoda Rabięgo), o ile $l_0 = L$

świadczenia jest to, aby impulsy pola były ze sobą spójne, tak jak w przypadku impulsów uzyskanych z pojedynczego generatora działającego w sposób ciągły. W szczególności, odstępy czasowe impulsów mogą być nawet rozłożone w sposób przypadkowy [21], jak np. w dużym maserze wodorowym [22], o którym będzie mowa w dalszej części wykładu. W takim maserze, atomy emitujące promienio-

wanie wymuszone wchodzą do komory rezonansowej, w której występuje pole zmienne, i wychodzą z niej w przypadkowych chwilach, a pozostały czas spędzają w rozległym obszarze, w którym nie ma pola zmiennego.

(5) Pełnym uogólnieniem metody kolejnych pól zmiennych jest wzbudzenie cząsteczek jednym lub większą liczbą pól zmiennych o dowolnie zmiennej w czasie zarówno amplitudzie, jak fazie [11, 12].

(6) V.F. Ezhov i jego współpracownicy [10, 23], w doświadczeniu z wiązką neutronów, zastosowali, w obszarze każdego pola zmiennego, niejednorodne pole stałe o takiej wartości, że w chwili początkowej, w której zostaje włączone pole zmienne, warunki są dalekie od rezonansu. Następnie, w trakcie powolnego dochodzenia do rezonansu, moment magnetyczny, ustawiony początkowo równoległe do H_0 , podąża adiabaticznie za kierunkiem efektywnego pola magnetycznego w układzie współrzędnych wirującym z H_1 , tak że na końcu obszaru pierwszego pola zmiennego moment magnetyczny jest równoległy do H_1 . Teoretyczną zaletą takiego wariantu metody jest fakt, że maksymalne prawdopodobieństwo przejścia może być równe jedności także dla zbioru cząsteczek o skończonym rozkładzie prędkości, jest on jednak mniej przydatny do badania złożonych widm.

(7) Podkreślałem już wcześniej, że jednym z głównych źródeł błędów metody rozdzielonych pól zmiennych jest niepewność dokładnej wartości względnego przesunięcia faz pomiędzy polami zmiennymi. Jarvis i in. [24] zauważyli, że ten problem można pokonać, kosztem niewielkiego zmniejszenia zdolności rozdzielczej, stosując nieco różne częstości tych pól, w wyniku czego występuje ciągła zmiana fazy względnej. W tej sytuacji, kształt obserwowanej krzywej rezonansowej ulega ciągłej zmianie od krzywej absorpcyjnej do dyspersyjnej. Położenie maksimum rejestrowanej krzywej wypadkowej nie jest czułe na przesunięcia fazy względnej. Ponieważ ta krzywa wypadkowa jest mniej więcej dwukrotnie szersza od krzywej oryginalnej, ten wariant metody charakteryzuje się nieco mniejszą zdolnością rozdzielczą, lecz w niektórych zastosowaniach niezależność od przesunięć fazy względnej może być cenniejsza od zachowania pełnej zdolności rozdzielczej metody.

(8) Metoda rozdzielonych pól została zastosowana także w przypadku przejść elektrycznych, a nie magnetycznych, oraz w przypadku częstości optycznych (pola laserowe), a nie radiowych lub mikrofalowych. Użycie metody rozdzielonych pól zmiennych w obszarze częstości optycznych wymaga znacznych modyfikacji metody, jak pokazali Baklanov, Dubetsky i Chebotayev [25]. Owocne zastosowanie metody rozdzielonych pól zmiennych w przypadku pól laserowych przedstawili Bergquist, Lee i Hall [26, 27], Salour [28-30], Cohen-Tannoudji [31], Bordé [32], Hänsch [33], Chebotayev [34] i wielu innych.

(9) Omawiana metoda została również użyta w przypadku wiązek neutronów oraz neutronów uwięzionych na długi czas w "butelkach" o ściankach całkowicie

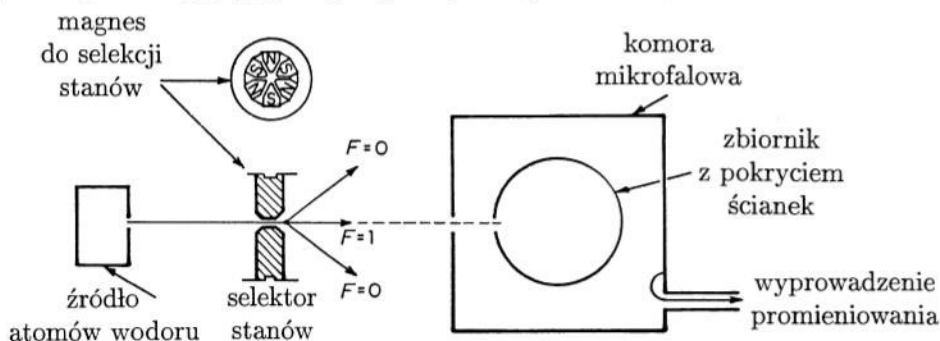
odbijających.

(10) W niedawnym pięknym doświadczeniu, S. Chu i jego współpracownicy z powodzeniem zastosowali metodę rozdzielonych pól zmiennych w przypadku "fontanny" atomów, które najpierw wznoszą się powoli i przechodzą przez obszar pola zmiennego, a następnie opadają pod wpływem siły ciężkości i przechodzą po raz drugi przez ten sam obszar pola zmiennego. Takie doświadczenie próbowali wykonać wiele lat temu J.R. Zacharias i jego współpracownicy (patrz [6]), ale nie udało im się tego dokonać z braku dostatecznej liczby bardzo powolnych atomów. Chu i jego współpracownicy wykorzystali do znacznego spowolnienia atomów metodę chłodzenia laserowego [36–40] i uzyskali piękne, wąskie krzywe rezonansowe o kształcie charakterystycznym dla metody rozdzielonych pól zmiennych.

Atomowy maser wodorowy

Idea masera wodorowego wyrosła z prowadzonych przeze mnie prób zwiększenia dokładności doświadczeń z wiązkami atomowymi. Jak wynika z zasady nieoznaczoności Heisenberga (czyli zastosowania transformacji Fouriera), szerokość krzywej rezonansowej w doświadczeniu z wiązką cząsteczkową nie może być mniejsza od odwrotności czasu spędzonego przez cząsteczkę w obszarze oddziaływania z polem rezonansowym. Dla atomów przebiegających z prędkością 100 m/s przez obszar oddziaływania o długości 1 m, otrzymujemy stąd szerokość linii rzędu 100 Hz. Zmniejszenie tej szerokości, a więc zwiększenie dokładności pomiaru, wymaga zwiększenia czasu oddziaływania. Osiągnięcie tego celu drogą drastycznego wydłużenia układu lub ograniczenia się do cząsteczek dostatecznie powolnych, spowodowałoby zmniejszenie się i tak już niewielkiego natężenia wiązki lub znaczny wzrost kosztu układu. W związku z tym, postanowiłem użyć wiązki atomowej, w której atomy, po przejściu przez pierwsze pole zmienne, wejdą do zbiornika o odpowiednim pokryciu ścianek, w którym spędzą pewien czas, a następnie opuszczą zbiornik i przejdą przez drugie pole zmienne. Mój doktorant, Daniel Kleppner [41], podjął się zbudowania takiego układu w ramach swojej pracy doktorskiej. W tym pierwotnym wariacie doświadczenia zaszło jedynie kilka zderzeń atomów ze ściankami - nazwalimy ten wariant doświadczeniem z rezonansem magnetycznym w wiązce łamanej. Użyliśmy wiązki atomów cezu, a jako pokrycia ścianek – teflonu. Doświadczenie [41] zakończyło się częściowym sukcesem - otrzymaliśmy, dla przejścia pomiędzy podpoziomami struktury nadsubtelnej, kształt linii typowy dla metody rozdzielonych pól zmiennych, ale sygnał był słaby i zanikał po kilku zderzeniach ze ściankami. Znacznie lepsze rezultaty dało zastosowanie parafinowego pokrycia ścianek, dzięki czemu sygnał odpowiadający przejściu nadsubtelnemu było można obserwować po 190 zderzeniach. Użytkano szerokość linii rzędu 100 Hz, ale częstość rezonansowa uległa przesunięciu o 150 Hz.

Stwierdziliśmy, że istotną poprawę sytuacji powinno dać użycie atomów o możliwie małej masie i możliwie małej polaryzowalności elektrycznej, dzięki czemu uzyska się osłabienie oddziaływania ze ściankami. Idealny do tego celu wydawał się wodór atomowy, wiadomo było jednak powszechnie, że przejścia w wodorze atomowym są bardzo trudne do wykrycia. Z tego względu przeprowadziliśmy analizę teoretyczną możliwości detekcji tych przejść przez ich wpływ na pole promieniowania elektromagnetycznego. Kilka lat wcześniej, Townes [42, 43] zbudował pierwszy maser (microwave amplifier by stimulated emission of radiation), lecz nikt przedtem nie skonstruował masera działającego dzięki przejściom magnetycznym dipolowym, ani masera o częstości przejść tak małej, jak częstość przejścia pomiędzy podpoziomami struktury nadsztywnej atomu. Stwierdziliśmy jednak, że jeśli uda nam się uzyskać, w wyniku wielokrotnych zderzeń atomów ze ściankami, dostatecznie wąskie linie rezonansowe, to możemy otrzymać oscylacje maserowe. Układ doświadczalny został zaprojektowany i zbudowany przez Goldenberga, Kleppnera i przeze mnie [44, 45] i po kilku niepowodzeniach uzyskaliśmy oscylacje maserowe o częstości przejścia pomiędzy podpoziomami struktury nadsztywnej atomu wodoru. Zarówno proton, jak elektron mają momenty pędu \mathbf{I} i \mathbf{J} , oraz momenty magnetyczne. Dla przejść nadsztywnych, stan początkowy i końcowy (porównaj równanie (2)) różnią się wzajemną orientacją tych dwóch momentów magnetycznych. Badaliśmy atomy wodoru w podstawowym stanie elektronowym $1^2S_{1/2}$ i obserwowaliśmy głównie przejścia ($F = 1, m = 0 \rightarrow F = 0, m = 0$), gdzie F jest liczbą kwantową całkowitego momentu pędu $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$, a m jest odpowiadającą jej magnetyczną liczbą kwantową.



Rys.9. Schemat masera wodorowego. Na rysunku przedstawiono jedynie tory atomów w stanach o $m = 0$, gdyż atomy w stanach o $m = 1$ nie doznają przejść o $\Delta m = 0$, które są przedmiotem badań

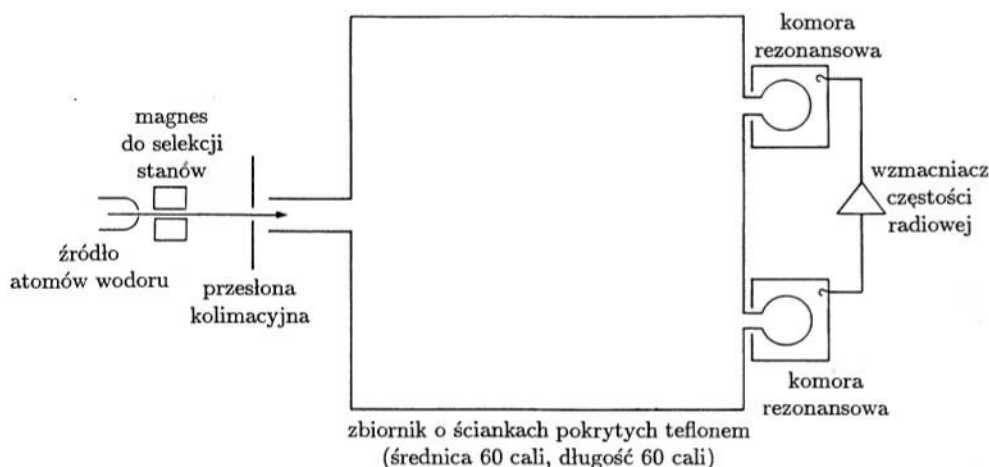
Schemat masera wodorowego jest przedstawiony na rys. 9. W źródle intensywne wyładowanie elektryczne wytwarza wodór atomowy (H) z wodoru cząsteczkowego (H_2). Atomy wychodzą ze źródła do obszaru odpompowanego do ciśnienia

10^{-6} Torr i przechodzą między biegunami magnesu służącego do selekcji stanów, który składa się z usytuowanych na przemian trzech biegunów północnych i trzech biegunów południowych. Ze względu na symetrię układu, natężenie pola magnetycznego jest równe zeru na osi magnesu i rośnie ze wzrostem odległości od osi. Ponieważ energia atomu wodoru w stanie $F = 1$, $m = 0$ rośnie ze wzrostem natężenia pola magnetycznego i ponieważ układ mechaniczny jest przyspieszany w kierunku obszaru o mniejszej energii potencjalnej, atom, który jest w stanie $F = 1$ i znajduje się w pewnej odległości od osi, doznaje przyspieszenia skierowanego ku osi - atomy w stanie $F = 1$ są ogniskowane na małym otworze w ściance zbiornika o średnicy 15 cm, a atomy w stanie $F = 0$ zostają rozogniskowane. Jeśli mamy stały dopływ atomów ze źródła, to w stanie ustalonym zbiornik zawiera więcej atomów w stanie o większej energii ($F = 1$), niż w stanie o mniejszej energii. Jeżeli ten zbiór atomów zostanie poddany oddziaływaniu z polem mikrofalowym o częstotliwości przejścia nadsubtelnego, to zajdzie więcej przejść wymuszonych ze stanu o większej energii do stanu o mniejszej energii, niż w kierunku przeciwnym. Zbiór atomów będzie więc źródłem energii, dzięki czemu energia pola promieniowania wzrośnie. Taki układ jest więc wzmacniaczem promieniowania czyli maserem. Jeśli zbiornik umieścimy w komorze rezonansowej, amplituda drgań o częstotliwości rezonansu będzie rosła aż do wartości odpowiadającej stanowi równowagi dynamicznej. Drgania o tej amplitudzie będą powtarzały się nieskończenie, gdyż będą one podtrzymywane dzięki stałemu dopływowi atomów wodoru w stanie nadsubtelnym o większej energii. Układ stanie się więc swobodnym generatorem maserowym o częstotliwości atomowego przejścia nadsubtelnego.

Maser wodorowy jest generatorem o niezwykle dużej stałości drgań, co jest wynikiem kilku jego korzystnych własności. Atomy przebywają w zbiorniku przez czas rzędu 10 s, czyli znacznie dłużej niż w układzie wiązki atomowej, dzięki czemu uzyskane linie rezonansowe są bardzo wąskie. Koncentracja atomów jest mała, wobec czego atomy emitujące promieniowanie są względnie swobodne i wolne od wzajemnych oddziaływań. Nie ma tu przesunięcia Dopplera pierwszego rzędu, ponieważ atomy znajdują się w polu fali stojącej, a średnia prędkość atomów magazynowanych w zbiorniku przez 10 s jest skrajnie mała. Masery są generatorami o bardzo małych szumach, zwłaszcza wówczas, gdy układami wzmacniającymi są izolowane atomy. Stałość drgań masera wodorowego w czasie kilku godzin jest lepsza niż 1×10^{-15} .

Główną wadą masera wodorowego jest fakt, że atomy zderzają się od czasu do czasu ze ściankami zbiornika, co prowadzi do niewielkiej zmiany częstotliwości nadsubtelnej, rzędu 1×10^{-11} . To przesunięcie, pochodzące od zderzeń ze ściankami, można jednak wyznaczyć doświadczalnie przez porównanie wyników pomiarów wykonanych dla zbiorników o różnych średnicach lub dla zbiorników o zmiennym kształcie, dla których można zmieniać stosunek powierzchni do objętości zbior-

nika. Jak we wszystkich doświadczeniach o dużej dokładności, regulacja i strojenie masera wodorowego muszą być wykonane bardzo starannie, aby uzyskane wyniki były wiarygodne. Związane z tym zagadnienia są omówione w wielu publikacjach [44–47] (praca [47] zawiera obszerny spis odnośników do innych prac dotyczących podstaw działania maserów wodorowych, metodyki pomiarów i ograniczeń metody). Konstrukcja masera wodorowego była modyfikowana na wiele sposobów, albo dla celów specjalnych zastosowań, albo dla powiększenia stałości i wierności wyników. Na przykład, wykorzystywano różne przejścia nadsubtelne i stosowano stosunkowo silne pola magnetyczne. Zbudowano także maser wodo-



Rys.10. Schemat masera wodorowego z dużym zbiornikiem. Dwie komory rezonansowe w prawej części rysunku grają rolę dwóch rozdzielonych obszarów pola zmiennego, przy czym pole w jednej z nich uzyskuje się przez wzmocnienie pola w drugiej

rowy [22], zawierający zbiornik o rozmiarach znacznie większych od długości fali promieniowania wymuszanego. Oddziaływanie z polem promieniowania zachodzi w dwóch niewielkich mikrofalowych komorach rezonansowych, dzięki czemu taki maser działał jak układ rozdzielonych pól zmiennych. Jak widać z rys. 10, atomy emitujące promieniowanie wymuszone w przypadkowych chwilach wchodzi i wychodzą z dwóch komór rezonansowych, a resztę czasu spędzają w dużym zbiorniku, w którym nie ma pola zmiennego. Dzięki dużym rozmiarom zbiornika, czas magazynowania jest długi, a zderzenia ze ściankami rzadkie, dzięki czemu krzywe rezonansowe są węższe, a przesunięcia częstotliwości, pochodzące od zderzeń ze ściankami, mniejsze niż dla typowego masera wodorowego.

Spektroskopia o dużej dokładności

Omówiwszy obszernie podstawy metody rozdzielonych pól zmiennych i masera atomowego, chciałbym obecnie przedstawić ich użyteczność na kilku przykładach. Jedną z głównych grup zastosowań tych metod są ich zastosowania w spektroskopii o dużej dokładności, zwłaszcza w zakresie częstości radiowych i mikrofalowych. Drugą z takich grup są zastosowania w zegarach atomowych i wzorcach częstości.

Zastosowania spektroskopowe jest trudno omówić w skrócie, gdyż są one bardzo liczne. Wiele pięknych doświadczeń zostało wykonanych przez znaczną liczbę badaczy w różnych krajach, także w Szwecji. Z tego względu przedstawię tylko kilka przykładów zaczerpniętych z prac, w których sam brałem udział.

Moi doktoranci wykonali dokładne pomiary widm w zakresie częstości radiowych dla wielu cząsteczek w różnych stanach rotacyjnych. Dla każdego z tych stanów można było wyznaczyć ponad siedem różnych stałych cząsteczkowych, a więc można było zbadać zmienność tych wielkości ze zmianą liczby kwantowej rotacyjnej i oscylacyjnej. Badanymi własnościami cząsteczek były jądrowe i rotacyjne momenty magnetyczne, oddziaływania kwadrupolowe, oddziaływania magnetyczne spin-spin jądrowy, oddziaływania spin-moment rotacyjny, itp. Chciałbym przedstawić znaczenie i dokładność tych pomiarów na jednym wybranym przykładzie. Dla cząsteczek D_2 i LiD wykonaliśmy bardzo dokładne pomiary [18, 48] oddziaływania kwadrupolowego dla deuteronu, eqQ , gdzie e jest ładunkiem elektrycznym protonu, q jest gradientem cząsteczkowego pola elektrycznego w punkcie, w którym znajduje się deuteron, a Q jest momentem kwadrupolowym deuteronu, który jest związany z kształtem deuteronu, a mianowicie jest miarą jego odstępstwa od symetrii sferycznej. Pomiary przeprowadzono metodą rozdzielonych pól zmiennych w układzie wiązki molekularnej o dużej zdolności rozdzielczej. Stwierdzono, że wartość eqQ wynosi $+225044 \pm 20$ Hz dla D_2 i $+34213 \pm 33$ Hz dla LiD . Ponieważ dysponowano obliczonymi wartościami q [49, 50] dla tych obu, tak różnych od siebie, cząsteczek, więc można było otrzymać dwie niezależne od siebie wartości Q . Uzyskane w ten sposób wartości były zgodne ze sobą z dokładnością do 1,5 %, co świadczy o prawidłowości tych trudnych obliczeń. Wynik końcowy wynosi $Q = 2,9 \times 10^{-27}$ cm².

W doświadczeniu, wykonanym z grupą współpracowników w Instytucie Lauego i Langevina w Grenoble we Francji [51], wykorzystaliśmy metodę rozdzielonych pól zmiennych w układzie z wiązką powolnych neutronów do dokładnego pomiaru momentu magnetycznego neutronu. Stwierdziliśmy [49, 52], że jest on równy $-1,91304275 \pm 0,00000045$ magnetonów jądrowych. W nieco innym doświadczeniu, w którym wykorzystano neutrony poruszające się tak powoli, że można było je uwięzić na ponad 80 sekund w odpowiednim zbiorniku, zastosowaliśmy metodę kolejnych pól zmiennych w postaci dwóch spójnych impulsów

poła częstości radiowej rozdzielonych w czasie, a nie w przestrzeni. Na tej drodze wyznaczyliśmy ostatnio [53, 54] nową wartość górnej granicy elektrycznego momentu dipolowego neutronu, równą $(-3 \pm 5) \times 10^{-26} e \text{ cm}$, co stanowi podstawowy test symetrii względem odwrócenia biegu czasu.

Za pomocą masera wodorowego można uzyskać bardzo dokładne informacje o strukturze elektronowego stanu podstawowego atomu wodoru na podstawie jego widma w zakresie mikrofal. Pomiar częstości przejścia nadsubtelnego w atomie wodoru $\Delta\nu$ został wykonany w naszym i w wielu innych laboratoriach. Najlepsza wartość doświadczalna tej częstości wynosi [55, 56]

$$\Delta\nu_{\text{H}} = 1420405751,7667 \pm 0,0009 \text{ Hz.}$$

Ta wartość jest zgodna z aktualną wartością teoretyczną, otrzymaną na gruncie elektrodynamiki kwantowej [57], w granicach dokładności wartości teoretycznej. Może ona być źródłem informacji o strukturze protonu. W podobny sposób znaleziono dokładne wartości częstości przejścia nadsubtelnego dla deuteru i trytu, a także ich zależność od natężenia zewnętrznego pola elektrycznego [58]. Za pomocą masera wodorowego o specjalnej konstrukcji, umożliwiającej użycie go w silnym polu magnetycznym, wyznaczono stosunek momentów magnetycznych elektronu i protonu [52, 59, 60], równy $-658,210688 \pm 0,000006$. *Nota bene*, korzystając z tej wartości oraz z wyniku pięknych pomiarów, wykonanych dla elektronu w laboratorium profesora Dehmelta [52, 61, 62], otrzymuje się najlepszą obecnie wartość momentu magnetycznego swobodnego protonu, zarówno w jednostkach magnetonu Bohra, jak magnetonu jądrowego.

Zegary atomowe

W ciągu ostatnich 50 lat nastąpił zasadniczy przełom w dziedzinie pomiaru czasu, w wyniku którego dokładność i odtwarzalność najlepszych zegarów wzrosły w przybliżeniu milion razy. Ten przełom w dziedzinie pomiaru czasu i regulacji częstości zawdzięczamy zegarom atomowym.

Każdy zegar lub wzorzec częstości korzysta z jakiegoś regularnego ruchu okresowego, jak ruch wahadła w zegarach naszych dziadków. W przypadku zegarów atomowych jest to ruch zachodzący wewnątrz atomu. Jest on zazwyczaj związany z budową nadsubtelną atomu, o której była mowa w rozdziale dotyczącym masera wodorowego.

W najbardziej powszechnie stosowanym zegarze atomowym, jako wzorzec służy częstość przejścia w atomie cezu, a jej pomiar wykonuje się metodą rozdzielonych pól zmiennych w układzie do badania rezonansu magnetycznego w wiązce atomowej, takim jak ten, który jest przedstawiony na rys. 2. Pierwszy dostępny na rynku zegar cezowy został zbudowany w 1955 r. przez zespół pod kierunkiem

J.R. Zacharias (patrz [7]), a jeszcze w tym samym roku L. Essen i V.L. Perry (patrz [7]) skonstruowali i uruchomili pierwszy układ z wiązką cezową, który był wielokrotnie używany jako wzorzec częstości. W następnych latach wielu naukowców i inżynierów z całego świata wniosło wkład do rozwoju zegarów atomowych. Szczegółowe omówienie tych zagadnień można znaleźć w pracy [7], która zawiera także obszerny spis odnośników do literatury.

Dokładność i stałość zegarów cezowych wynosi obecnie ok. 10^{-13} . Te zegary są o tyle lepsze od stosowanych poprzednio, że w 1967 r. zmieniono międzynarodową definicję sekundy zastępując wartość opartą na ruchu Ziemi wokół Słońca wartością równą 9192631770 okresom drgań odpowiadających przejściu nadsubtelnemu w atomie cezu.

W wielu przypadkach jest wymagana jeszcze większa stałość w krótszych przedziałach czasu. W takich zastosowaniach często używa się maserów wodorowych, które zapewniają stałość rzędu 10^{-15} w czasie kilku godzin.

Zegary atomowe o działaniu opisanym powyżej stanowią od wielu lat zegary o największej stałości i dokładności, tak dużej, że dalszy postęp w tej dziedzinie mógłby nie wydawać się ani potrzebny, ani możliwy. Jak jednak zobaczymy w ostatniej części wykładu, istnieją zastosowania, w których korzysta się z maksymalnych możliwości zegarów atomowych, a także wyniki badań pozwalające oczekiwać dalszego postępu w tej dziedzinie. Chodzi tu o ulepszenie istniejących urządzeń, użycie wyższych częstości, wykorzystanie laserów, pułapek elektromagnetycznych umożliwiających uwięzienie jonów i atomów, chłodzenia laserowego, itp.

Zastosowania dokładnych zegarów

Dokładne zegary atomowe są stosowane do tak wielu różnych celów, że wymienienie ich wszystkich byłoby niezwykle żmudne. Wobec tego wspomnę krótko o kilku jedynie zastosowaniach wymagających użycia zegarów o największej dokładności i stałości.

W radioastronomii rejestruje się, za pomocą zwierciadła parabolicznego, fale radiowe wysyłane przez gwiazdy, analogicznie jak w astronomii optycznej obserwuje się, za pomocą teleskopu optycznego, wysyłane przez gwiazdy fale świetlne. Ponieważ jednak długość fali promieniowania o częstości radiowej jest około miliona razy większa od długości fali światła, zdolność rozdzielcza typowego radioteleskopu jest około miliona razy mniejsza od zdolności rozdzielczej teleskopu optycznego, gdyż zdolność rozdzielcza teleskopu zależy od stosunku długości fali promieniowania do apertury teleskopu. Jednakże układ dwóch radioteleskopów, umieszczonych po przeciwnych stronach Ziemi, rejestrujących fale radiowe wysyłane przez tę samą gwiazdę, jest równoważny pojedynczemu teleskopowi o aperturze równej odległości tych teleskopów, o ile rejestrują one fale radiowe w sposób

uzgodniony w czasie. Zdolność rozdzielcza takiego układu jest większa od zdolności rozdzielczej największego istniejącego pojedynczego teleskopu optycznego. Jednakże takie uzgodnienie czasowe obu radioteleskopów wymaga użycia bardzo stabilnego zegara; służy zań zwykle maser wodorowy.

Jednym z fascynujących dokonań radioastronomii było odkrycie pulsarów, które wysyłają promieniowanie w postaci krótkich, powtarzających się okresowo impulsów. Do pomiaru okresów promieniowania pulsarów i zmian tych okresów w czasie, które są czasem powolne, a czasem nagle, są niezbędne dokładne zegary. Z punktu widzenia pomiarów czasu, szczególnie ciekawe są pulsary milisekundowe o niezwyklej stałości okresu, porównywalnej ze stałością najlepszych zegarów atomowych [63, 64]. Inne pulsary milisekundowe są składnikami szybko obracającej się gwiazdy podwójnej, której okres obrotu zmienia się powoli w czasie [63, 64]. Ta powolna zmiana okresu obrotu może być skutkiem utraty energii układu w wyniku emisji fal grawitacyjnych - jest to pierwsze doświadczalne świadectwo istnienia fal grawitacyjnych.

Czas i częstość można obecnie mierzyć tak dokładnie, że wszystkie pomiary podstawowe sprowadza się do pomiarów czasu lub częstości, o ile tylko jest to możliwe. Tak więc, międzynarodowa jednostka długości została ostatnio zdefiniowana jako odległość, jaką przebywa światło w ustalonym czasie, a międzynarodowa jednostka napięcia elektrycznego ma być również wkrótce określona poprzez pomiar częstości.

Dokładne zegary umożliwiły przeprowadzenie ważnych sprawdzianów zarówno szczególnej, jak ogólnej teorii względności. W doświadczeniu, przeprowadzonym przez Vessota i współpracowników [65], maser wodorowy został wystrzelony, za pomocą rakiety, na wysokość 6000 mil. Jego częstość zmieniała się w funkcji prędkości i wysokości dokładnie tak, jak przewiduje szczególna i ogólna teoria względności. W innych doświadczeniach mierzono przewidywane przez teorię względności opóźnienie fal radiowych przechodzących w pobliżu Słońca.

Dzięki dokładnym zegarom stało się możliwe wprowadzenie całkiem nowego, bardzo dokładnego systemu nawigacji (GPS - global positioning system). Układ satelitów, wyposażonych w dokładne zegary atomowe, wysyła sygnały w ustalonych chwilach, dzięki czemu obserwator, rejestrujący i analizujący sygnały wysyłane z czterech takich satelitów, może ustalić swoje położenie z dokładnością do dziesięciu jardów, a czas - z dokładnością do stumilionowej części sekundy (10^{-8} s).

Wyjątkowo imponującym osiągnięciem nawigacyjnym, którego powodzenie zależało od dokładności użytych zegarów, była niedawna, zakończona pełnym sukcesem, wyprawa pojazdu kosmicznego *Voyager* w okolice Neptuna. Dla powodzenia tej misji była niezbędna dokładna znajomość położenia statku przez ośrodek sterowania na Ziemi. Do tego celu użyto trzech dużych radioteleskopów,

umieszczonych w różnych miejscach na powierzchni Ziemi, z których każdy wysyłał zakodowany sygnał do *Voyagera*, a ten z kolei wysyłał sygnały z powrotem do teleskopów. Z pomiaru czasu, jaki upłynął od wysłania sygnału do jego powrotu, można wyznaczyć odległość *Voyagera* od każdego z teleskopów, a więc i jego położenie w przestrzeni. Dla uzyskania wymaganej dokładności pomiaru czasu, każdy teleskop był wyposażony w dwa masery wodorowe. Czas potrzebny fali elektromagnetycznej na przebycie (z prędkością światła) odległości od Ziemi do *Voyagera* i z powrotem dochodził do ośmiu godzin. Ze względu na ruch obrotowy Ziemi, w niektórych przypadkach sygnał był wysyłany przez jeden teleskop, a odbierany przez inny, co dodatkowo zwiększało wymagania stawiane użytym zegarom. Jak widać, spektakularny sukces wyprawy *Voyagera* zawdzięczamy, w znacznym stopniu, dostępności zegarów o dużej dokładności.

Tłumaczył:

Mirosław Łukaszewski

Instytut Fizyki PAN

Warszawa

Literatura

- [1] I.I. Rabi, J.R. Zacharias, S. Millman, P. Kusch, *Phys. Rev.* **53**, 318 (1938).
- [2] I.I. Rabi, J.R. Zacharias, S. Millman, P. Kusch, *Phys. Rev.* **55**, 526 (1939).
- [3] J.M.B. Kellogg, I.I. Rabi, N.F. Ramsey, J.R. Zacharias, *Phys. Rev.* **55**, 729 (1939).
- [4] J.M.B. Kellogg, I.I. Rabi, N.F. Ramsey, J.R. Zacharias, *Phys. Rev.* **56**, 728 (1939).
- [5] J.M.B. Kellogg, I.I. Rabi, N.F. Ramsey, J.R. Zacharias, *Phys. Rev.* **57**, 677 (1940).
- [6] N.F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford University Press, Oxford 1956 i 1985.
- [7] N.F. Ramsey, *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **88**, 301 (1983).
- [8] N.F. Ramsey, *Phys. Rev.* **76**, 996 (1949).
- [9] N.F. Ramsey, *Phys. Rev.* **78**, 695 (1950).
- [10] N.F. Ramsey, *Phys. Today* **33** (7), 25 (1980).
- [11] N.F. Ramsey, *J. Phys. Radium* **19**, 809 (1958).
- [12] N.F. Ramsey, *Phys. Rev.* **109**, 822 (1958).
- [13] S.R. Lundeen, P.E. Jessop, F.M. Pipkin, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 377 (1975).
- [14] S.R. Lundeen, F.M. Pipkin, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1368 (1975).

- [15] N.F. Ramsey, *Phys. Rev.* **100**, 1191 (1955).
- [16] F. Bloch, A. Siegert, *Phys. Rev.* **57**, 522 (1940).
- [17] J.H. Shirley, *J. Appl. Phys.* **34**, 783 (1963).
- [18] R.F. Code, N.F. Ramsey, *Phys. Rev. A* **4**, 1945 (1971).
- [19] G. Greene, *Phys. Rev. A* **18**, 1057 (1978).
- [20] N.F. Ramsey, H.B. Silsbee, *Phys. Rev.* **84**, 506 (1951).
- [21] N.F. Ramsey, *Rev. Sci. Instrum.* **28**, 57 (1957).
- [22] E. Uzgiris, N.F. Ramsey, *Phys. Rev. A* **1**, 429 (1970).
- [23] V.F. Ezhov, S.N. Ivanov, I.M. Lobashov, V. A. Nazarenko, G.D. Porsev, A.P. Serebrov, R.R. Toldaev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma* **24**, 39 (1976).
- [24] S. Jarvis, D.J. Wineland, H. Hellwig, *J. Appl. Phys.* **48**, 5336 (1977).
- [25] Y.V. Baklanov, B.Y. Dubetsky, V.P. Chebotayev, *Appl. Phys.* **9**, 171 (1976).
- [26] J.C. Bergquist, S.A. Lee, J.L. Hall, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 159 (1977).
- [27] J.C. Bergquist, S.A. Lee, J.L. Hall, *Laser Spectroscopy III* (Springer Series in Optical Sciences vol. 7), red. J. L. Hall, J.L. Carlsten, Springer, Berlin/New York 1978, str. 142.
- [28] M.M. Salour, *Laser Spectroscopy III* (Springer Series in Optical Sciences vol. 7), red. J.L. Hall, J. L. Carlsten, Springer, Berlin/New York 1978, str. 135.
- [29] M.M. Salour, *Appl. Phys.* **15**, 119 (1978).
- [30] M.M. Salour, *Phys. Rev. A* **17**, 614 (1978).
- [31] M.M. Salour, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 757 (1977).
- [32] C.J. Bordé, *C. R. Acad. Sci. Paris* **284B**, 101 (1977).
- [33] T.W. Hänsch, *Laser Spectroscopy III* (Springer Series in Optical Sciences vol. 7), red. J.L. Hall, J.L. Carlsten, Springer, Berlin/New York 1978, str. 149.
- [34] V.P. Chebotayev, A.V. Shishayev, B. Y. Yurshin, L. S. Vasilenko, N.M. Dyuba, M.I. Skortsov, *Appl. Phys.* **15**, 43, 219 i 319 (1978).
- [35] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu, R.S. DeVoe, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612 (1989).
- [36] D. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **18**, 1521 (1973).
- [37] D. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 60, 61, 637 (1975).
- [38] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [39] V.S. Letokhov, *Comments At. Mol. Phys.* **6**, 119 (1977).
- [40] D.J. Wineland, W.M. Itano, *Phys. Today* **40** (6), 34 (1987).
- [41] D. Kleppner, N.F. Ramsey, P. Fjelstadt, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 232 (1958).

- [42] J.P. Gordon, H.Z. Geiger, C.H. Townes, *Phys. Rev.* **95**, 282 (1954).
- [43] J.P. Gordon, H.Z. Geiger, C.H. Townes, *Phys. Rev.* **99**, 1264 (1955).
- [44] H.M. Goldenberg, D. Kleppner, N.F. Ramsey, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 361 (1960).
- [45] D. Kleppner, H.M. Goldenberg, N.F. Ramsey, *Phys. Rev.* **126**, 603 (1962).
- [46] D. Kleppner, H.C. Berg, S.B. Crampton, N.F. Ramsey, R. F.C. Vessot, H.E. Peters, J. Vanier, *Phys. Rev.* **138**, 972A (1965).
- [47] J.M.V.A. Koelman, S.B. Crampton, H.T.C. Stoof, O. J. Luiten, B. J. Verhaar, *Phys. Rev. A* **38**, 3535 (1988).
- [48] R.R. Freeman, A.R. Jacobson, D.W. Johnson, N. F. Ramsey, *J. Chem. Phys.* **63**, 2597 (1975).
- [49] R.V. Reid, Jr., M.L. Vaida, *Phys. Rev. A* **7**, 1841 (1973).
- [50] K.K. Docken, R.R. Freeman, *J. Chem. Phys.* **61**, 4217 (1974).
- [51] G.L. Green, N.F. Ramsey, W. Mampe, J. M. Pendlebury, K. Smith, W.B. Dress, P.D. Miller, P. Perrin, *Phys. Rev. D* **20**, 2139 (1979).
- [52] E.R. Cohen, B. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1121 (1987).
- [53] K.F. Smith, N. Crampin, J.M. Pendlebury, D.J. Richardson, D. Shiers, K. Green, A.I. Kilvington, J. Moir, H. B. Prosper, D. Thompson, N.F. Ramsey, B. R. Heckel, S. K. Lamoreaux, P. Ageron, W. Mampe, A. Steyerl, *Phys. Lett. B* **136**, 327 (1984).
- [54] K.F. Smith, N. Crampin, J.M. Pendlebury, D.J. Richardson, D. Shiers, K. Green, A. I. Kilvington, J. Moir, H. B. Prosper, D. Thompson, N.F. Ramsey, B. R. Heckel, S. K. Lamoreaux, P. Ageron, W. Mampe, A. Steyerl, *Phys. Lett. B* **234**, 191 (1990).
- [55] H. Hellwig, R.F. Vessot, M. Levine, P.W. Zitzewitz, D. W. Allan, D.T. Glaze, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-19**, 200 (1970).
- [56] L. Essen, M.J. Donaldson, M.J. Bangham, E.G. Hope, *Nature* **229**, 110 (1971).
- [57] G.L. Baldwin, D.R. Yennie, *Phys. Rev. D* **37**, 498 (1988).
- [58] P.C. Gibbons, N.F. Ramsey, *Phys. Rev. A* **5**, 73 (1972).
- [59] P.F. Winkler, D. Kleppner, T. Myint, F. G. Walther, *Phys. Rev. A* **5**, 83 (1972).
- [60] Particle Data Group *Phys. Lett. B* **204**, 1 (1988).
- [61] R.S. Van Dyck, Jr., P.B. Schwinberg, H. Dehmelt, *Atomic Physics 9*, red. R.S. Van Dyck, Jr., E. N. Fortson, World Scientific, Singapore 1984, str. 53.
- [62] R.S. Van Dyck, Jr., F. L. Moore, D. L. Farnum, P. B. Schwinberg, *Bull. Am. Phys. Soc.* **31**, 244 (1986).

- [63] J.H. Taylor, L.A. Fowler, P.M. McCulloch, *Nature* **277**, 437 (1979).
- [64] M.M. Davis, J.H. Taylor, J. M. Weisberg, D. C. Backer, *Nature* **315**, 547 (1985).
- [65] R.F.C. Vessot et al., *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2081 (1980).

ROZMOWY

Uniwersytet Warszawski jest moją *Alma Mater* - rozmowa ze Stanisławem Mrozowskim

Warsaw University is my *Alma Mater*: an interview with Professor Stanisław Mrozowski

Poniższa rozmowa jest autoryzowanym skrótem kilku rozmów, jakie na prośbę Redakcji *Postępów Fizyki*, przeprowadził z prof. Stanisławem Mrozowskim prof. Józef Heldt z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Gdańskiego. W jednej z nich, przeprowadzonej w 1987 r., udział wzięła także prof. Danuta Frąckowiak z Politechniki Poznańskiej. Ostatnia z tych rozmów przeprowadzona została w mieszkaniu prof. Mrozowskiego w Muncie, w stanie Indiana, podczas wizyty prof. Heldta u niego w 1989 r.

Profesor Heldt pracował w Stanach Zjednoczonych, jako stypendysta, pod kierunkiem prof. Mrozowskiego w latach 1965–67 i od tej pory utrzymuje z nim kontakty naukowe i towarzyskie.

Taśmy z nagraniami rozmów są w posiadaniu prof. Heldta.

Redakcja

Józef Heldt [JH] – Panie Profesorze, jest Pan osobistością dobrze znaną starszemu gronu fizyków polskich jak również wszystkim spektroskopistom atomowym i fizykom zajmującym się badaniami węgla. Jest Pan honorowym członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Urodził się Pan w Warszawie, 9 lutego 1902 r., był Pan studentem i pracownikiem adiunktem i docentem Zakładu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. Wybuch II wojny światowej zastał Pana w drodze z Nowego Jorku do Berkeley, gdzie udawał się Pan na staż naukowy do laboratorium prof. Lawrence'a. Po zakończeniu wojny zdecydował się Pan na pozostanie w Stanach Zjednoczonych. Będąc na emigracji nie zerwał Pan jednak kontaktów z Polską, ze swymi nauczycielami i kolegami fizykami. W ciężkich latach powojennych przychodził im Pan, jaki i swej rodzinie, z pomocą. Szczególnym sposobem udzielania pomocy było organizowanie staży naukowych dla młodych fizyków z Polski w swoim lub innych amerykańskich i kanadyjskich laboratoriach. Jednym z wielu takich stypendystów w latach 1965–67 byłem także

ja, pracując w ulubionej przez Pana dziedzinie — atomowej spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej. Z tej racji spotykaliśmy się wielokrotnie w ciągu minionych 23 lat.

Znajdujemy się obecnie (1987 r.) w Warszawie w mieszkaniu prywatnym a nie w sali seminaryjnej jednego z Instytutów Fizyki na Hożej. Czy ten fakt ma dla Pana Profesora jakies znaczenie?



Prof. S. Mrozowski w swoim gabinecie w Ball State University w Muncie Indiana (1991 r.)

Stanisław Mrozowski [SM] – Trudno mi jest odpowiedzieć wprost na to pytanie. Mojej ulubionej sali wykładowej Zakładu Fizyki Teoretycznej na Hożej 69, a w szczególności mojej pracowni spektroskopowej najpierw w pomieszczeniach Towarzystwa Naukowego przy ul. Śniadeckich 8, a następnie przy ul. Oczuki 3, która została bardzo dobrze wyposażona w aparaturę spektroskopową i elektromagnes dzięki staraniom prof. Białobrzeskiego, obecnie nie ma. Instytut Fizyki na Hożej odwiedziłem w czasie mego pierwszego pobytu w Polsce w 1969 r., po

30 latach nieobecności. W tym czasie w tak zwanej małej sali seminaryjnej Instytutu Fizyki Teoretycznej miałem zaszczyt wygłosić jeden z najtrudniejszych dla mnie referatów. Profesor Rubinowicz poprosił mnie o podzielenie się moimi wspomnieniami o prof. Białobrzeskim. Do osoby prof. Białobrzeskiego, którego znałem bardzo blisko, mam głęboko emocjonalny stosunek, co nie ułatwiało mi swobodnego wypowiedzenia się. Referat mój został później opublikowany w *Postęпах Fizyki* (PF 21, 579 (1970)) i dlatego nie będę szerzej o tym wspominał. Nadmienić chciałbym jednak, że ta uroczystość była dla mnie nie tylko silnym przeżyciem, lecz dała mi również okazję do wspomnień i spotkań z dawnymi kolegami.



Stanisław Mrozowski na Uniwersytecie Warszawskim: po lewej jako student (1924 r.), a po prawej jako docent i adiunkt (1937 r.)

Danuta Frackowiak [DF] — Dobrze byloby fizykom młodszego pokolenia przybliżyć czasy początków odrodzonej w 1918 r. Polski. Były to czasy budowania fizyki w Polsce jak i organizowania się samych fizyków. Przekonana jestem, że wszyscy z największą ciekawością zapoznają się z relacją Pana Profesora.

SM – Byloby to bardzo długie opowiadanie. Trudno byloby mi wykluczyć z niego okres działalności w gimnazjum, gdzie głównie, oprócz normalnej nauki, zajmowałem się astronomią i studiowaniem fizyki z podręcznika Witkowskiego. Moje zainteresowanie się astronomią datuje się z czasów pobytu w Chersoniu, gdzie wiosną 1918 r. w konstelacji Orła "odkryłem" gwiazdę zmienną Nova Aqu-



S. Mrozowski z grupą współpracowników przy mikroskopie elektronowym (RCA) w Research and Development Division of Great Lakes Carbon Corporation pod Chicago (1947 r.)

ilae w 18 godz. po jej odkryciu przez astronomów amerykańskich. To "odkrycie" zdecydowało o moich zainteresowaniach na czas dłuższy po powrocie latem 1918 r. do Warszawy. O swej działalności (dzisiaj można powiedzieć organizacyjnej) na polu popularyzacji astronomii szczegółowo napisałem w artykule pt. "Jak powstało Towarzystwo Miłośników Astronomii w 1921 r." zamieszczonym w *Uranii* (*Urania* 2, 62–65 (1973)). Tutaj chciałbym tylko wspomnieć, że po zdaniu matury w 1921 r., postanowiłem najpierw studiować fizykę, aby następnie zostać astrofizykiem. Decyzja taka była spowodowana brakiem odpowiedniego dla moich zainteresowań kierunku badań naukowych w Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Warszawskiego, o czym się przekonałem w czasie mojej pracy w obserwatorium, obliczając efemerydy planetoid. Wstępując na studia fizyki i matematyki Uniwersytetu Warszawskiego znalazłem, można powiedzieć, kurs podstawowy fizyki (książki Witkowskiego) oraz rachunek różniczkowy i całkowy. To umożliwiło mi branie kursów bardziej zaawansowanych z obu przedmiotów. Słuchałem wykładów prof. Pogorzelskiego, prof. Mazurkiewicza oraz prof. Sierpińskiego z różnych działów matematyki oraz wykładów prof. Białobrzskiego z fizyki. Na pierwszym roku prof. Białobrzski wykladał mechanikę (co było dla



Zespół współpracowników prof. Mrozowskiego z 1966 r. na Uniwersytecie (SUNY) w Buffalo, N.Y. Od lewej: dr J.V. Zanchetta (Francja), dr J. Heldt (Polska), dr A. Gutsze (Polska), doktorant (USA), dr M. Inagaki (Japonia), inż. Y. Komatsu (Japonia), sekretarka CRL pani Louise Dumaïn, dr A. Chaberski (USA) i prof. Mrozowski (brak dra G. Arnolda z USA i dra C. Santarama z Indii)

mniej ciekawe), ale na drugim w bardzo interesujący sposób termodynamikę, a następnie inne działy fizyki. Od drugiego roku moich studiów prof. Białobrzęski prowadził seminarium, gdzie mieliśmy referaty. Na tym seminarium zazna-jomilem się bliżej z prof. Białobrzęskim. Równoległe do wykładu z fizyki prof. Białobrzęskiego, prowadzony był wykład ogólny fizyki dla pierwszego roku przez prof. Pieńkowskiego. Wykład ten w 2.5 godzinnych posiedzeniach odbywał się dwa razy w tygodniu w dużej sali wykładowej.

Do wykładu tego przepiękne pokazy przygotowywał adiunkt prof. Pieńkowskiego, dr Pawłowski. Na wykładach tych bywałem tylko jako gość głównie z uwagi na piękne pokazy jak i na obecność na nim mojej przyszłej żony — również studentki fizyki.

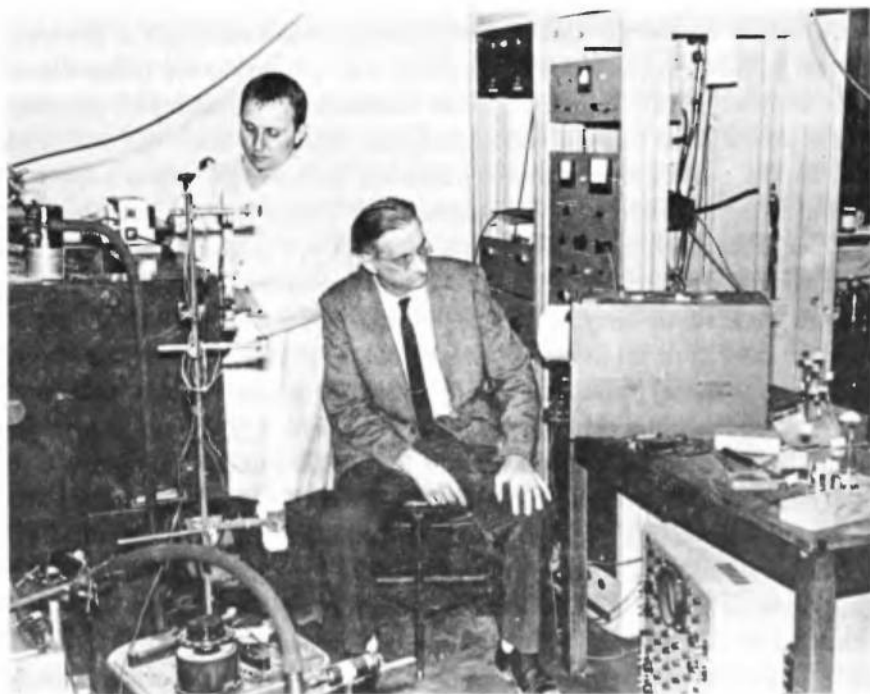
Po czterech latach intensywnego studiowania (przeważnie brałem 6 kursów rocznie) zgłosiłem się do prof. Pieńkowskiego, aby u niego w pracowni spektroskopowej pracować nad doktoratem. Należałem do nielicznych jego doktorantów,

którzy nie pracowali na stanowisku asystenta. Dawalo mi to większą swobodę i możliwość podjęcia pracy w szkołach średnich jako nauczyciel. Praca ta była lepiej płatna. Dwa pierwsze lata pracy nad doktoratem były dla mnie mało pomyślne. Doświadczenie nad przyspieszaniem elektronów w parach rtęci nie dało oczekiwanych rezultatów z powodu tworzenia się ładunków przestrzennych, o obecności których nie miałem pojęcia. Rozwiązanie znalazłem w publikacji K.T.Comptona z 1925 r. Wyniki drugiego roku mojej pracy, dotyczącej fluorescencji par rtęci znalazłem w akuracie ogłoszonej pracy doktorskiej Niewodniczańskiego. Niepowodzenia powyższe spowodowały wydłużenie się okresu wykonywania pracy doktorskiej, którą skończyłem dopiero w 1929 r.

Rok 1928 był dla mnie szczególnie pomyślny. Otrzymałem dzięki prof. Białobrzieskiemu wsparcie finansowe na udział w czterotygodniowej letniej szkole na Uniwersytecie w Berlinie. Na szkole tej zaawansowane wykłady ze spektroskopii i mechaniki kwantowej prowadzili Schrödinger, Laue, Becker i Pringsheim. Nasz pobyt w Berlinie (żona mi towarzyszyła) obfitował w dużą liczbę komicznych sytuacji. W wyniku jednej z nich nasz kolega Przeborski uzyskał w polskiej grupie pseudonim "Angenehmer Berlin" — tak się przedstawił na oficjalnej kolacji, a Szczepan Szczeniowski dzięki wrodzonej kurtuazji wobec kobiet zmusił się do wypicia piwa z truskawkami. Wszystkie te incydenty były wynikiem nieznamomości języka. Odbycie powyższego kursu spektroskopowego i akceptacja przez prof. Białobrzieskiego mojego projektu badawczego na dalsze studia, oraz zdobycie przez niego pieniędzy na urządzenie odpowiedniego laboratorium spektroskopowego jak też 3-letniego rządowego stypendium dla mnie, zaczynając od r. 1929, było demonstracją jego zaufania do mojej osoby. W r. 1929 porzuciłem nauczanie i jako stypendysta urządziłem pracownię spektroskopową w pomieszczeniu Towarzystwa Naukowego Warszawskiego na Śniadeckich. Laboratorium to zostało wyposażone w podstawową najlepszej jakości aparaturę do badania struktury nadsubtelnej i efektu Zeemana linii widmowych. Następne trzy lata pracy w tym przez siebie urządzonym laboratorium były dla mnie bardzo owocne. Badania nad nadsubtelną strukturą linii rezonansowej rtęci dały doskonałe wyniki, pomimo oceny Pringsheima (w czasie jego wizyty w 1930 r.), że doświadczenia te należą do bardzo trudnych, i sam by się ich nie podjął. Przyznanie mi w 1932 r. przez Towarzystwo Naukowe Warszawskie nagrody im. M. Kernbauma było pierwszym wyróżnieniem w kraju, zaś opublikowane w czasopismach zagranicznych wyniki przyniosły mi uznanie za granicą. W 1933 r. prace te były podstawą mojej habilitacji.

JH – Czy Pan profesor mógłby podać nam tematykę najważniejszych prac ze spektroskopii ?

SM – Opublikowałem ok. 70 prac ze spektroskopii. Z tej liczby ok. 50 prac przypada na 10 lat pracy na Uniwersytecie Warszawskim. Trudno mi porówny-



Prof. S. Mrozowski z drem A. Gutzem w trakcie pomiarów elektronowego rezonansu spinowego w węglu (1966 r.)

wać wagę i znaczenie poszczególnych prac. Każda powstawała w innych warunkach. Niektóre wymagały ode mnie eksperymentatorskiego kunsztu, inne długich przemyśleń przy interpretowaniu wyników. Z każdą pracą wiążą się jakieś wspomnienia lub komiczna historia w rodzaju np. tej:

W 1938 r. w Warszawie został zorganizowany przez prof. Białobrzieskiego zjazd poświęcony podstawom mechaniki kwantowej. Patronowała mu Komisja Współpracy Intelktualnej Ligi Narodów. Na zjazd ten przybyło wiele legendarnych w fizyce dla mnie postaci. Odwiedzali oni m. in. pracownie naukowe przy ul. Oczuki 3. W czasie takiej wizyty, gdy tłumaczyłem kilku gościom pochodzenie linii wzbronionej rtęci $\lambda = 2655,8 \text{ \AA}$, prof. Bohr oparł się o mój spektrograf i przywołał Charlesa Darwina do wysłuchania moich objaśnień. W tym samym czasie pokręcał odruchowo różne pokrętła spektrografu powodując jego kompletne rozregulowanie. Widząc to byłem zrozpaczony, ale nie śmiałem złapać go za rękę. Muszę tutaj dodać, że 3 lata wcześniej wiedza prof. Bohra przyczyniła się do wyjaśnienia niezrozumiałego dla mnie faktu doświadczalnego. Było to tak:

W r. 1931 odkryłem, że linie pasm drobiny HgII wykazują niezrozumiałą strukturę. Po wyczerpujących badaniach, w 1935 r. doszedłem do wniosku że

jest to nałożenie zwykłego efektu izotopowego molekularnego z przesunięciem izotopowym jądrowym (efekt objętościowy), które okazało się różne dla różnych poziomów oscylacyjnych. Faktu tego nie umiałem wytłumaczyć i pomocy w tej sprawie nie potrafili mi udzielić ani Mecke, ani Schüler i inni. W 1935 r. poprosiłem prof. Bohra o pozwolenie przyjechania do Kopenhagii celem zapoznania się z postęпами w fizyce teoretycznej i jądrowej. W Kopenhadze spotkałem Francka, panią Sponer, Placzka i innych. W czasie tego pobytu miałem referat seminaryjny dotyczący widma drobiny HgH , w którym stwierdziłem, że zmiana przesunięcia izotopowego ze stanem oscylacyjnym jest dla mnie niezrozumiała. Bohr przerwał mi referat w tym miejscu i podał genialnie proste wyjaśnienie tego faktu. Zamieściłem to w mojej publikacji z podziękowaniem za udzieloną pomoc w interpretacji. Tego rodzaju przykładów mógłbym mnożyć. Po wspomnianym referacie w Kopenhadze udałem się z referatem do Instytutu Fundacji Nobla w Sztokholmie, a później odwiedziłem Oslo, gdzie otrzymałem jeden gram ciężkiej wody. To umożliwiło mi wykonanie szeregu dalszych prac dotyczących drobin HgD jak i HgD^+ . Dalsze wyniki dotyczące wodorku rtęci i jego jonu opublikowałem już w Stanach, podobnie jak wyniki dotyczące linii kwadrupolowej rtęci 2815 Å widma Hg II , chociaż doświadczenia były wykonane w Warszawie.

JH – Zupełnie niepostrzeżenie opowiadanie Pana Profesora z Europy przynosi się na teren Ameryki. Co było powodem udania się Pana Profesora na kontynent amerykański, skoro w tym okresie nie powstawały tam najważniejsze prace ze spektroskopii ?

SM – Odpowiedź jest prosta. Spektroskopistów europejskich jak i fizyków tej miary co de Broglie, Heisenberg, Pauli, Stern, Kramers, Goudsmit, Uhlenbeck, Klein, Peierls, Perrin, Langevin, Eddington itd. poznałem na kongresach np. w Warszawie (1938), Kopenhadze (1936) i Berlinie (1929), jak i w czasie moich wyjazdów do Szwecji, Norwegii, a także do Wiednia, Zurychu, Paryża i Cambridge. W Cambridge spędziłem lato 1937 r. i poznałem Rutherforda i Astona. Dla mnie nieznaną była Ameryka. Poprosiłem więc prof. Białobrzeskiego o roczny płatny urlop, który mi już przysługiwał (byłem asystentem ZFT od r. 1932, a adiunktem od r.1937). Napisałem do prof. Lawrence'a list z zapytaniem, czy przyjąłby mnie do swego laboratorium. Chciałem się lepiej zaznajomić z fizyką jądrową. Muszę zaznaczyć, że wyjazd nie wiązał się z żadnym finansowaniem przez stronę amerykańską, bo prof. Białobrzeski i tym razem umożliwił mi ten wyjazd. Profesor, a było to na początku sierpnia 1939 r., przyszedł na dworzec kolejowy pożegnać nas, kiedy z żoną wyjeżdżaliśmy przez Gdynię do Ameryki. Było to nasze ostatnie spotkanie, bo w tydzień po naszym przybyciu na kontynent amerykański, Niemcy zaatakowały Polskę. Chcieliśmy powrócić do kraju statkiem, który miał odpłynąć 25 września z Nowego Jorku do Rumunii i wziąć udział w wysiłku wojennym polskiego społeczeństwa. Data 17 września, związana z najazdem Rosji na Pol-

skę, przekreśliła te plany. Ambasada poleciła nam pozostać w Ameryce. Konsul naszej ambasady skontaktował się z prof. Lawrence, informując go, że jestem w Chicago ale bez środków na finansowanie mojego pobytu w Berkeley. Profesor Lawrence obiecał, że znajdzie środki na opłacanie mojego pobytu i zaprosił do przyjazdu. Po przyjeździe do Berkeley okazało się, że pensji dla mnie jeszcze nie ma. Byliśmy o krok od zupełnego bankructwa. Na szczęście była to kwestia kilku tygodni. Pracowałem w laboratorium Lawrence'a dyżurując przy cyklotronie i współpracując z Segrè nad otrzymaniem krótkożyciowego izotopu ksenonu, którego widmo miałem przebadać. Do wzbudzenia tego widma zbudowano mi specjalny oscylator RF i udostępniono aparaturę spektroskopową. Pracowali tam znani spektroskopisci White oraz Jenkins. Z tym ostatnim zaprzyjaźniłem się bliżej od początku. Korzystając z aparatury, w wolnych chwilach zająłem się na boku badaniem linii wzbronionych ołowiu. Na seminarium Oppenheimera, gdy referowałem wyniki tej pracy, przy omawianiu linii wzbronionych typu mieszanego zakwestionowałem czy ich natężenie jest równe sumie natężeń promieniowania magnetycznego dipolowego i elektrycznego kwadrupolowego wobec tego, że oba rodzaje promieniowania są emitowane jednocześnie przez ten sam atom. Następnego dnia dr Schiff zwrócił mi uwagę, że proste sumowanie musi być słuszne, gdy badamy natężenia linii mieszanych bez pola magnetycznego, ale w polu magnetycznym sprawa się komplikuje i może zachodzić interferencja tych promieniowań w zależności od kierunku obserwacji. Do sprawdzenia tej możliwości na drodze teoretycznej zatrudniony został student Schiffa, Gerjouy, a ja z Jenkinsem postanowiliśmy wykonać odpowiednie doświadczenia. Obaj byliśmy mocno przejęci pomiarami. Prof. Jenkins pomimo wielu obowiązków dziekańskich nie pozwalał mi pracować samemu i w rezultacie wszystkie pomiary wykonywaliśmy wspólnie. Pracowaliśmy z zapałem i w najlepszej harmonii, wspólnie odkrywając zjawisko interferencji promieniowania magnetycznego dipolowego i elektrycznego kwadrupolowego.

JH – Uważam, że nadszedł odpowiedni moment w naszej rozmowie, aby podsumować dorobek naukowy Pana Profesora z dziedziny spektroskopii atomowej i drobinowej.

SM – Jeszcze nic nie wspominałem o moich pracach w zakresie spektroskopii atomowej i drobinowej, wykonanych w Chicago w latach 1940-45 w laboratorium prof. Mullikena, którego poznałem w 1939 r. Po zbudowaniu oscylatora RF podobnego do tego, jakiego używałem w Berkeley, udało mi się w Chicago otrzymać bardzo dobre widmo drobin CO_2^+ oraz bizmutu. Klasyfikacją linii drobin CO_2^+ zajmowałem się przez cztery lata. W widmie tej drobin po raz pierwszy zaobserwowałem rozszczepienie stanów oscylacyjnych w stanie wzbudzonym spowodowane rezonansowym mieszaniem się stanów. Oprócz tego dokonałem klasyfikacji termów bizmutu i zbadałem nadsubtelną strukturę jego linii wzbronionych i sze-

regu linii dozwolonych. Za swój wkład do spektroskopii zostałem przez Mullikena wyróżniony nie tylko jego nadzwyczajną dla mnie przychylnością, lecz również zaproszeniem do wygłoszenia plenarnego wykładu na otwarciu Sympozjum Spektroskopowego w Chicago w 1944 r., którego głównym celem był przegląd osiągnięć spektroskopii. Wykład ten później ukazał się w *Reviews of Modern Physics*. Spodobał się on prof. Rubinowiczowi, który w liście do mnie wyraził się o nim jako o oknie przez które pokazałem wielki dorobek naukowy fizyków polskich dotyczący linii wzbronionych.

JH – Dla mnie i dla wielu moich współpracowników artykuł Pana Profesora stanowi dobry wzór. Jest on dobry z uwagi na całościowe ujęcie, jak również prostotę tłumaczenia nietrywialnych zjawisk z teorii promieniowania oraz struktury atomów i drobin.

SM – Przegląd moich prac byłby niekompletny, gdyby nie wspomnieć o tym, że po okresie chicagowskim na Uniwersytetach w Buffalo (1949–73) i Ball State University (od r. 1973) kontynuowałem prace w dziedzinie spektroskopii atomowej (A) i molekularnej (B). Biorąc te późniejsze okresy pod uwagę w podsumowaniu, w moim pojęciu najważniejszymi pracami ze spektroskopii atomowej wykonanymi przeze mnie są prace:

- A 1) dotyczące rezonansowej linii rtęci — wydzielenie jej składowych przy użyciu oryginalnej metody filtru magnetycznego i wzbudzenia pojedynczych izotopów w naturalnej mieszaninie par rtęci, zbadania ich polaryzacji i zachowania zderzeniowego oraz zastosowanie schodkowego wzbudzenia atomów Hg na wyższe poziomy. Wykazałem, że to schodkowe wzbudzenie wyróżnionego izotopu w obecności tlenu umożliwia zajście reakcji: $\text{Hg}^* + \text{O}_2 \leftarrow \text{HgO} + \text{O}$ w której HgO (wylącznie wyróżniony izotop rtęci) strąca się w postaci żółtego osadu. Efektywność rozdzielania izotopów rtęci tą metodą, jak wykazał później Zuber w Zurychu, wynosi 70%. Ta fotochemiczna metoda rozdzielania izotopów była często cytowana nawet w podręcznikach, a specjalnie szeroko dyskutowana za zamkniętymi drzwiami projektu bomby atomowej (chodziło o wydzielenie uranu 235);
- 2) dotyczące studiów nad wzbronionymi liniami rtęci $^3\text{P}_0 \rightarrow ^1\text{S}_0$ i $^3\text{P}_2 \rightarrow ^1\text{S}_0$, w których pokazałem, że występują one tylko w izotopach nieparzystych;
- 3) prace dotyczące linii wzbronionych drugiego rzędu, tj. elektrycznych kwadrupolowych i magnetycznych dipolowych, oraz wspomnianego uprzednio efektu interferencyjnego w efekcie Zeemana linii typu mieszanego dla różnych pierwiastków.

Co się tyczy spektroskopii drobinowej (B), to osiągnięciami o podstawowym i trwałym znaczeniu jest:

- B 1) podanie krzywych potencjalnych stanu podstawowego i stanów wzbudzonych drobin Hg_2 i wyjaśnienie fluktuacyjnej struktury pasm fluorescencji;
- 2) przeprowadzenie pionierskich badań polaryzacji fluorescencji molekuł J_2 i Hg_2 i wpływu zderzeń depolaryzacyjnych na jej wartość. Wyniki te później zostały wykorzystane np. do wykazania fluorescencyjnego charakteru świecenia molekuł CO_2 w ogonach komet;
- 3) odkrycie przesunięcia izotopowego w widmie pasmowym drobin HgH i HgD , a także nadsubtelnej struktury dla izotopów nieparzystych;
- 4) zanalizowanie pierwszego widma elektronowego molekuly trójatomowej CO_2^+ .

JH – Moim niedopatrzaniem byłoby przemilczenie faktu, że oprócz rtęci zajmował się Pan Profesor widmami innych drobin (As_2 , SbO , AsO , itd.) jak i innych pierwiastków. Wystarczy przejrzeć sławną monografię Charlotte Moore *Atomic Energy Levels*, aby się przekonać, że w cytatach do takich pierwiastków jak: PI , AsI , SbI , BiI , BiII , PbI , PbII , PoI i inne, prace S. Mrozowskiego są często spotykane.

SM – Zgadzam się z tą uwagą. Dla mnie z każdą pracą łączy się określona historia. Pewne przywiązanie do bizmutu, ołowiu i rtęci nadal odczuwam. Te zainteresowania pozwalają mi być czynnym i nie myśleć o tym co nadejść kiedyś musi.

JH – W związku z Pańską fotochemiczną metodą rozdzielania izotopów rtęci wspomniał Pan o bombie atomowej. Nasuwa się przypuszczenie, że będąc w Chicago w latach wojny pracował Pan również przy jej konstrukcji.

SM – Jak tylko Ameryka weszła do wojny, zimą 1942 r. zaczęli się zjeżdżać do Chicago różni fizycy i chemicy. Na wiosnę przyjechał Fermi, Wigner, Meyerowie, Tellerowie (których gościliśmy w naszym mieszkaniu przez dwa tygodnie zanim znaleźli własne locum), Bethe'owie, a z chemików Seaborgowie i wielu innych. Wszyscy przyjeżdżali pod pretekstem pracy w wielce sekretnej "Metallurgical Project". Na czym ten projekt polega, domyśliłem się, gdy A. H. Compton poprosił mnie, żebym natychmiast pojechał do Princetonu i Waszyngtonu w celu skonsultowania się ze spektroskopistami Mackiem, Smythem i Meggersem. Tam nie powiedziano mi nic więcej niż to, że chodzi o analizę widma atomowego uranu. Wizyta obfitowała w wiele komicznych sytuacji. Przede wszystkim jako obywatelowi obcego państwa, jeszcze bez prawa stałego pobytu, kazano mi podpisać zgodę na rozstrzelanie, jeślibym wydał treść naszych rozmów. Nigdy by mi nie przyszło do głowy, że o to ktokolwiek mógłby mnie prosić o zgodę. Gdy przyjechalśmy do Waszyngtonu, to okazało się, że Meggers nie miał pozwolenia na rozmawianie ze mną, wobec czego Meggers i ja byliśmy w różnych pokojach a

Mack rozmawiał z jednym z nas, szedł do drugiego, powtarzał co mu powiedziano — i tak oscylował tam i z powrotem aż do wyczerpania tematu. Zaproponowano mi natychmiast pracę w "Metallurgical Project" w Princetonie. Propozycji tej nie przyjąłem z następujących względów: po pierwsze straciłbym posadę na Uniwersytecie Chicagowskim, bo ktoś inny musiałby mnie zastąpić w wykładach, a jeśliby FBI uznało, że nie jestem osobą, której można ufać to znalazłbym się w potrzasku (dochodzenia FBI trwają zwykle kilka miesięcy). Poza tym nie miałem jeszcze prawa stałego pobytu (tzw. zielonej karty) i nasze wizy były przedłużane co pół roku. Żona moja zaczęła zarabiać pracując w Muzeum Nauki i Techniki w Chicago, więc musielibyśmy prowadzić dwa mieszkania. Wreszcie — doskonale się zorientowałem o co chodzi — zanalizować widmo uranu, znaleźć linię rezonansową i opracować metodę wydzielenia izotopu 235 — zadanie herkulesowe, prawdopodobnie niemożliwe do wykonania.

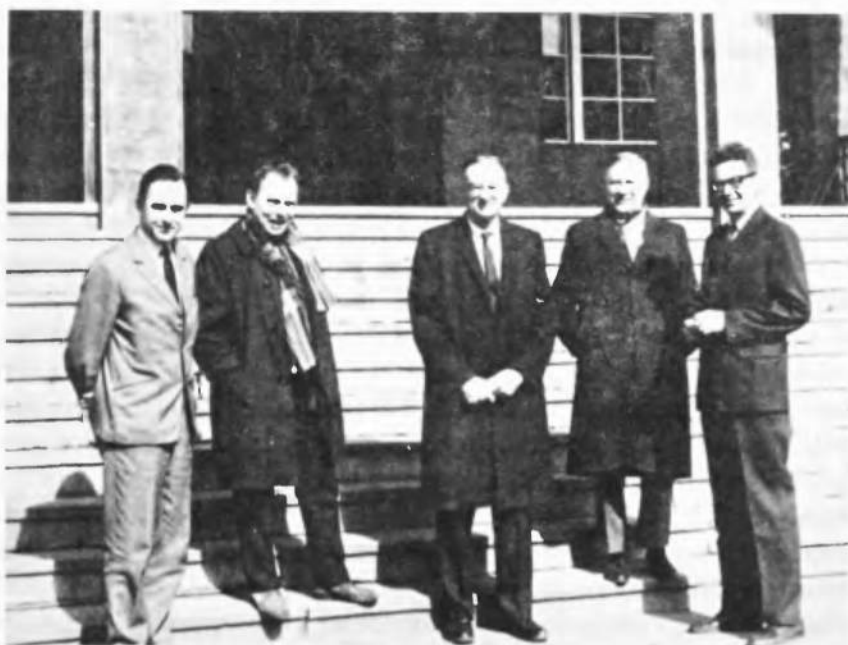
Zostałem więc na Uniwersytecie — prowadziłem seminarium i wykłady dla zaawansowanych studentów zastępując Mullikena, który poszedł do "Projektu", a jako mój wkład do wygrania wojny objąłem kierownictwo nauczania fizyki w przyspieszonej szkole inżynierskiej marynarki tzw. programu V12 (trzystu marynarzy i dziesięciu instruktorów fizyki). W rezultacie przez dwa lata (1943 - 45) wykladałem czasem po 20 godzin na tydzień, a przez jeden semestr jako niedoszły astronom musiałem uczyć podstaw nawigacji.

Dla Metallurgical Project zrobiłem później zdjęcia widma uranu na wielkiej siatce z największą wtedy zdolnością rozdzielczą, które to zdjęcia wędrowały przez wiele rąk w czasie i po wojnie.

JH – Zamykając pierwszą część naszej rozmowy, dotyczącą spektroskopii, pozostało Panu Profesorowi zrelacjonowanie następnych 30 lat owocnej pracy w zapoczątkowanej przez siebie dziedzinie — fizyce węgla. Co było przyczyną tej zasadniczej zmiany zainteresowań po zakończeniu wojny?

SM – Właściwie to nie była zmiana zainteresowań, bo zawsze pozostałem wierny spektroskopii, ale rozszerzenie zakresu prac eksperymentalnych na nową dziedzinę. Zmiany tej dokonałem nie po zakończonej wojnie, ale już na początku 1945 r. Badaniami spektroskopowymi już od dłuższego czasu byłem troszeczkę zmęczony, doprowadziwszy do końca identyfikację ok. 4 tys. linii w drobinie CO_2^+ . Uprzednio przekonałem się, że praca w fizyce jądrowej, prowadzona w dużych zespołach ludzkich przy użyciu ogromnych aparatów, mi nie odpowiada. Gdy więc okazało się, że na Uniwersytecie w Chicago nie zostanie stworzony Instytut Spektroskopii (jak tego chciał Mulliken), rozpocząłem rozmyślać nad znalezieniem drugiej specjalności. W tych rozważaniach często wracałem do fizyki ciała stałego, która mnie już od 10 lat interesowała. Prawdą jest również, że szukałem lepiej płatnego zatrudnienia.

Jesienią 1944 r. zwrócił się do mnie dyrektor laboratorium badawczego dużej



S. Mrozowski przed głównym wejściem do Instytutu Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu (1969 r.). Od lewej: dr S. Dembiński, dr A. Gutsze, prof. S. Mrozowski, prof. A. Jabłoński oraz dr M. Frąckowiak

firmy Great Lakes Carbon Corporation z propozycją zorganizowania od podstaw fizycznego oddziału badań nad węglem. Propozycją tą byłem trochę zaskoczony. Dyrektor wyjaśnił mi, że fizyków pracujących w tej dziedzinie nie ma i dlatego poszukuje dobrego fizyka z praktyką na innych polach badawczych i organizacyjnych. W tym okresie tylko chemicy zajmowali się węglem — głównie od strony jego adsorbcyjnych i katalitycznych właściwości. Warunkowo przyjąłem propozycję dyrektora i zgodnie z jego sugestiami przez pięć miesięcy studiowałem literaturę, traktującą o różnych zagadnieniach, związanych z właściwościami i technologią węgla. Raz w tygodniu odwiedzałem jego Research Laboratory of GLCC. Zaznajomił mnie z kilkoma profesorami chemii na innych uniwersytetach zajmującymi się węglem. Po pięciu miesiącach intensywnej pracy doszedłem do wniosku, że fizyka węgla przedstawia otwarte pole dla pionierskiej pracy w dziedzinie fizyki ciał nieuporządkowanych i przyjąłem ofertę GLCC. Pierwszego kwietnia 1945 r. rozpocząłem pracę w nowym miejscu z pensją o 50% wyższą niż na uniwersytecie. Fakt ten nie był dla nas bez znaczenia, bowiem zdawaliśmy sobie dobrze sprawę z tego, że po zakończeniu wojny będziemy musieli pomagać rodzinie i znajomym w kraju. Oprócz tego chcieliśmy nareszcie urządzić się w nowym miejscu zamieszkania bliżej laboratorium. Moja żona Irena pragnęła, aby spełniło się jej

młodzieńcze marzenie o własnym domku i ogrodzie.

Praca w firmie węglowej, produkującej elektrody węglowe i grafitowe dla przemysłu stalowego, polegała m.in. na znalezieniu dróg prowadzących do polepszenia parametrów koksu i czystego węgla używanych do produkcji elektrod. Elektrody powinny mieć wysokie przewodnictwo elektryczne i niskie ciepłne w kierunku przewodzenia, a wysokie przewodnictwo ciepłne i niską rozszerzalność cieplną w kierunku radialnym. Najlepsze elektrody grafitowe produkowały różne firmy, używając specjalnego koksu, pochodzącego z rafinerii w Bradford, w Pensylwanii. Był to produkt uboczny destylacji mazutu, którego ilość była ograniczona i niewystarczająca. Informacja ta stała się punktem wyjścia do nakreślenia początków mego programu badawczego. Zdecydowałem, że należy najpierw poznać strukturę tego koksu przy pomocy promieni rentgenowskich oraz przebadać wpływ procesów towarzyszących formowaniu elektrod na ich właściwości mechaniczne i elektryczne. Wobec tego zapoznałem się również z technologią wytwarzania elektrod i studiowałem reologię. Zmielony koks miesza się ze smołą. Następnie prasy wyciskają otrzymaną masę przez dysze, formując elektrody. Takie elektrody w zależności od stosowanego koksu i smoly okazywały się mniej lub bardziej wytrzymałe na szoki termiczne. Również ich przewodnictwo elektryczne zależy od rodzaju użytego koksu. Wszystkie badania wskazywały jednoznacznie na podstawową rolę koksu użytego w otrzymaniu dobrych elektrod. Opierając się na badaniach przewodnictwa sproszkowanych kokсів używanych do elektrod wykazałem, że standardowe pomiary oporu sprasowanego koksu nie stanowią dobrego wskaźnika, ponieważ ich przewodnictwo elektryczne zależy m.in. od twardości koksu. Wykazałem, że węgle w ogólności dzielą się na dwie klasy, które nazwałem węglami miękkimi i twardymi. Skrajnym rodzajem miękkiego węgla jest węgiel nazwany przeze mnie *needle coke* (węgiel szpilkowy). Tego rodzaju koks z największą koncentracją szpilek otrzymywało się ze smoly pochodzącej z rafinerii w Bradford. Smoła ta zawierała najmniejszą ilość tzw. drugiej fazy, tj. ciałek stałych mocno zwęglonych. Zdecydowałem, że te ciała należy usunąć i taki eksperyment zrealizowałem poprzez rozpuszczenie smoly węglowej w dużym naczyniu. W wyniku tego rozpuszczenia na dnie naczynia osadziły się ciała stałe. Ich usunięcie spowodowało, że pozostała reszta smoly tworzyła już tylko jeden rodzaj koksu — *needle coke* o wartości przewyższającej bradfordowską. To odkrycie pozwoliło naszej firmie używać smoly pochodzącej z różnych źródeł, jak np. z węgla kamiennego i mimo wszystko produkować elektrody najwyższej jakości. Szpilkowy węgiel jest bardzo ciekawym materiałem z uwagi na przewodnictwo elektryczne, gdyż dobrze przewodzi prąd tylko wzdłuż płaszczyzny pierścieni aromatycznych tj. wzdłuż osi szpilek. W czasie procesu produkcji elektrod szpilki koksowe orientują się układając dłuższą osią wzdłuż elektrody. Sposób wstępnego oczyszczenia smoly został opatentowany przez GLCC. Dziś taki koks jest produkowany ma-

sowo na całym świecie, wszystkie elektrody dla przemysłu stalowego są robione z tego koksu.

Pracując przez 4 lata w GLCC czułem się poważnie wyizolowany ze społeczności fizyków. Miałem dobrą grupę współpracowników (4 fizyków i 3 techników), ale na zjazdach fizycznych nie wolno mi było nawet dyskutować naszych problemów, a coś dopiero referować lub publikować nasze odkrycia. Raz tylko otrzymałem zezwolenie na skontaktowanie się z Fermim celem omówienia kwestii zastosowań pewnych rodzajów węgla w reaktorach jako moderatorów.

Z tego powodu opuściłem GLCC i po krótkim stażu jako dyrektor badań w Cambridge w Massachusetts przyjąłem w r. 1949 stanowisko profesora na State University of New York w Buffalo, gdzie proszono mnie o zorganizowanie studiów doktoranckich na fizyce. Stanowisko to było o wiele mniej płatne, ale Uniwersytet zgodził się, żebym pozostał (przez pierwsze trzy lata) konsultantem mojej macierzystej firmy. Pociągało to za sobą przyjęcie zobowiązania do niezajmowania się właściwościami mechanicznymi węgla i zagadnieniami technologicznymi w nowym miejscu pracy. Będąc ograniczonym tematycznie, a wiedząc z czasów pracy w Great Lakes Carbon Corporation, że dziewiczym obszarem studiów nad węglem są badania właściwości elektronowych kokсів i węgla, postanowiłem zainicjować takie badania na Uniwersytecie. Wymagało to zebrania odpowiedniej aparatury do badań efektu Halla, elektrycznego oporu właściwego i magnetooporu w funkcji temperatury jak i stanu zwęglenia, do badań w podczerwieni itd. Pierwsza grupa moich doktorantów i magistrantów w dziedzinie węgla liczyła 9 osób. Naturalnie nie zdradziłem spektroskopii i stworzyłem drugą grupę (3 doktorantów) do badań linii wzbronionych.

JH – Z uwagi na rozpiętość tematyczną badań prowadzonych w obu pracowniach (w Department of Physics jak i w Carbon Research Laboratory) może Pan Profesor ograniczyć się do omówienia głównych kierunków i podania kilku najważniejszych osiągnięć z dziedziny fizyki węgla.

SM – W tym kontekście przestaniemy się trzymać chronologicznego porządku uzyskania wyników. Chciałbym jeszcze dodać, że po przejściu na emeryturę (w 1973 r.) i zlikwidowaniu moich obu laboratoriów w Buffalo, z częścią aparatury (zakupionej z pieniędzy rządowych) przenieśliśmy się do Ball State University w Muncie, w stanie Indiana, gdzie w 1974 r. zorganizowałem nową pracownię. W niej kilku studentów pod moim kierunkiem wykonało prace magisterskie, a ja nadal prowadzę badania w okresach mego pobytu w Muncie.

Badania nad węglem prowadziłem w dwu dziedzinach: od r. 1945 do ostatnich czasów w dziedzinie właściwości elektronowych węgla (C) tj. pomiaru oporności właściwej, efektu Halla i własności magnetycznych węgla w funkcji temperatury i stanu zwęglenia, elektronowego rezonansu magnetycznego (ESR) różnych gatunków węgla jak i węgla naświetlonych neutronami i ze sztucznie wprowadzo-



Profesorowie S. Mrozowski, W. Rubinowicz, A. Jabłoński oraz W. Ściśłowski podczas dyskusji po referacie nt. efektu interferencyjnego w liniach typu mieszanego (Instytut Fizyki UW, 1969 r.). Na stole przed prof. Rubinowiczem leży dyplom honorowego członka PTF dla prof. Mrozowskiego

nymi zanieczyszczeniami oraz w dziedzinie właściwości strukturalnych i mechanicznych węgla, jego przewodnictwa cieplnego i technologii wytwarzania (D) w latach 1945–52 w GLCC jak również później w Buffalo (1952– 63). W moim odczuciu w obu działach badań mam ze swoimi współpracownikami szereg osiągnięć nieprzemijających. Do ważniejszych z dziedziny elektronowych właściwości należą:

- C 1) Opracowanie modelu pasmowego przewodnictwa węgla, zaczynając od substancji organicznych, poprzez wzrastający proces zwęglenia, aż do stanu zgrafitowanego, (dla którego dokładne modele zostały obliczone teoretycznie przez Wallace'a, Coulsona, Mc Clure'a i innych). Model ten był poparty przez nasze badania w podczerwieni wyznaczeniem przerwy między pasmami elektronowymi, badaniami nad efektami Halla i termoelektrycznym, jak też magnetycznej podatności. Podany przeze mnie pasmowy model węgla z pewnymi późniejszymi modyfikacjami jest nadal używany przez badaczy węgla do interpretacji coraz to nowych własności;

- 2) Jeżeli chodzi o węgiel, pierwsi odkryliśmy silny sygnał ESR-u (1952). Sygnał ESR-u jest inny w przypadku elektronów zlokalizowanych i przewodnictwa. Obróbka termiczna węgla, naświetlenie neutronami i wprowadzanie defektów, powodują zmianę liczby spinów w każdej grupie. Mieszanie się sygnałów ESR elektronów zlokalizowanych i przewodnictwa powoduje przesunięcie linii ESR-u, zmianę jej szerokości itd. Pozwala to wyciągać wnioski co do koncentracji defektów i elektronów przewodnictwa;
- 3) Stwierdzenie tworzenia się spinów zlokalizowanych na powierzchni koksów i węgla przez reakcje z gazami;
- 4) Odkrycie ujemnego oporu magnetycznego. Wyprzedzono nas o 6 miesięcy przez znalezienie go w PbTe w niskich temperaturach (4 K), ale my zaobserwowaliśmy ten efekt w węglu nawet w temperaturze pokojowej. Współodkrywcą tego efektu w 1956 r. był mój doktorant A. Chaberski, który jako dziecko przeżył syberyjską deportację. W późniejszych latach badaliśmy ten efekt w szerokim zakresie temperatur. Efekt ten nie doczekał się jeszcze zadowalającego wyjaśnienia teoretycznego. Wiadomem jest tylko, że wykazują go zawsze węgle z defektami, niezależnie czy spowodowały je neutrony, czy też termiczna obróbka;
- 5) Przebadanie zależności ciepła właściwego w całym zakresie temperatur (od 0.04 do 298 K) dla różnych rodzajów węgla. Najciekawszym wynikiem tego obszernego programu było stwierdzenie istnienia dwu maksimów (przy temp. 0.3 oraz 0.65 K) na krzywej ciepła właściwego miękkich węgla. Doświadczenia te wskazują, że maksima te są spowodowane tworzeniem się antyferromagnetycznych obszarów zlokalizowanych spinów w systemie nieuporządkowanym. Odpowiednia teoria oczekuje opracowania;
- 6) Przebadanie kinetyki formowania i zaniku stabilnych rodników w koksach i węglach kamiennych. Badania te pozwoliły opracować metodę określania wieku pokładów węglowych, jeśli znana jest maksymalna temperatura, jakiej warstwa była poddana (i odwrotnie — temperatury, jeśli znany jest wiek pokładu).

Jeżeli chodzi o właściwości mechaniczne i strukturalne koksów i węglowych produktów, wydaje mi się, że do najważniejszych osiągnięć należy:

- D 1) Zaproponowany podział węgla na miękkie i twarde (oparty on był na rezultatach całej gamy różnych badań). Zaproponowany podział węgla wprowadził określony porządek i wyraźnie nakreślił dalsze kierunki badań. Zasadność takiego podziału węgla została niezależnie potwierdzona badaniami rentgenowskimi przeprowadzonymi przez panią Franklin, późniejszego członka zespołu opracowującego strukturę DNA. Echem tych prac jest utrzymanie, po

dzień dzisiejszy, terminu *needle coke* na określenie rodzaju węgla o strukturze szpilkowej, jako też terminów *soft* i *hard coke*;

- 2) Po gruntownej analizie metod fabrykacji i tworzenia węgli, wykazanie że w odróżnieniu od innych ciał stałych węgle posiadają nieuniknioną porowatość i układy napięć wewnętrznych, których w żaden sposób nie można usunąć. Napięcia te wpływają decydująco na własności mechaniczne i ich temperaturową zależność. Prowadzą one do tworzenia się układów pęknięć submikroskopowych t.zw. *Mrozowski cracks*;
- 3) Przebadanie własności elastycznych, wytrzymałości i przewodnictwa ciepłego dla różnych typów węgla w zależności od temperatury (w zakresie od temperatury pokojowej do około 3000 K).

To proste wyliczenie szeregu wyników z naszych prac o tematyce węglowej nie oddaje w opowiadaniu ważnego czynnika jakim jest atmosfera pracy. Najważniejsze prace ze spektroskopii atomowej i drobinowej wykonywałem przeważnie sam. Pracując nad węglem, sam wykonywałem tylko niektóre pomiary. Duża część wyników została osiągnięta w zespołach, gdy współpracowałem ze swymi studentami wykonującymi prace doktorskie lub stażystami-doktorantami z różnych krajów, a także przez nich samych. W moim laboratorium miałem zawsze kilku studentów i kilku doktorów z różnych krajów. Pochodzili oni, na początku w latach 50-tych, głównie z Japonii i Francji. W latach 60-tych i 70-tych dołączyli do nich doktorzy z Polski, Indii, Korei, Tajwanu i Anglii. Czasem zdarzał się rok, że w laboratorium urodzonym Amerykaninem była tylko sekretarka. A wszyscy pracowali z entuzjazmem i w najlepszej harmonii. W ciągu całej mej działalności naukowej, można powiedzieć od czasów gimnazjalnych (1918 r.) po dzień dzisiejszy, nie byłem osamotniony w mej pracy zarówno badawczej jak i edytorskiej.

JH – Jestem głęboko przekonany, że do tej pory nie udało się nam omówić wszystkich dziedzin pracy Pana Profesora. Ten skrót pozwala mi już jednak na przejście do drugiej części naszej rozmowy, tj. do odpowiedzi na bardziej szczegółowe pytania. Oto pierwsze z nich :

Carbon jest czasopismem o międzynarodowej renomie. Swe istnienie i reprezentowany poziom w dużej mierze zawdzięcza pierwszemu redaktorowi, tj. Panu Profesorowi. Czy mógłby Pan naświetlić skrótowo historię tego czasopisma?

SM – Jak już wspomniałem, po podjęciu pracy na Uniwersytecie w Buffalo (1949 r.) podjąłem badania nad elektronowymi właściwościami węgla. Badania te cieszyły się dużym zainteresowaniem wśród studentów. W pierwszych latach pobytu w Buffalo miałem ich aż dziewięciu i bardzo szybko udało nam się otrzymać wyniki potwierdzające uniwersalność i użyteczność opublikowanego (1952) modelu pasmowego węgla. Wyniki te, oraz chęć nawiązania współpracy z ludźmi z przemysłu (Buffalo i Niagara należą do rejonów bardzo uprzemysłowionych),



S. Mrozowski jako pierwszy laureat nagrody im. George'a Skakela wręczonej na 9-tym Zjeździe Amerykańskiego Towarzystwa Węglowego w Bostonie (1969 r.). Od lewej: prof. P.L. Walker Jr. — przewodniczący Amerykańskiego Komitetu Węglowego, prof. J.M. Thomas (W. Brytania) — pierwszy laureat Nagrody im. Pettinosa, prof. Mrozowski oraz J.G. Solari — prezes kompanii Great Lakes Carbon Corporation

skłoniła mnie do urzędzenia w 1953 r. na Uniwersytecie w Buffalo jednodniowego sympozjum w celu zaznajomienia lokalnego przemysłu z naszymi pracami i wynikami. Referantami byliśmy ja i trzech moich współpracowników. Zdziwienie ogarnęło nas, gdy zjawilo się aż ponad 80-ciu specjalistów. Uczestnikami okazali się nie tylko fizycy i technolodzy z okolic Buffalo, ale przyjechali również specjaliści z szergu wschodnich i środkowych Stanów, do których wieść o sympozjum dotarła okężnymi drogami. Sympozjum, można powiedzieć, spotkało się z entuzjastycznym przyjęciem uczestników. Skłoniło mnie to do zorganizowania następnego, już dwudniowego spotkania "carbonowców" w 1955 r. Tym razem na prelegentów zaprosilem także gości z innych laboratoriów. Zdumiewająca była liczba uczestników — ok. 220, w tym szereg gości zza oceanu. Trzecie sympozjum węglowe w Buffalo było jeszcze większym sukcesem: trwało 5 dni, uczestniczyło w nim 350 osób, w tym ok. 60 referentów i gości z zagranicy. Na zorganizowanie tego sympozjum otrzymałem wsparcie finansowe z Office of Naval Research jak i z mego Uniwersytetu w postaci pomocy administracyjnej. Czwarta konferencja

węglowa w 1959 r. odbyła się jeszcze w Buffalo. Następne w odstępach dwuletnich odbywały się już w innych miastach kraju. Bieżąca, tj. 19-ta (1989 r.) odbyła się w Pen State University.

Uczestnicy drugiej Konferencji Węglowej zwrócili się do mnie z prośbą, aby opublikować materiały tej, jak i poprzedniej konferencji. Z tych materiałów powstał jeden tom *Proceedings of the I and II Carbon Conferance* wydany w 1956 r. Publikację materiałów z III, IV oraz V Konferencji przejęła Pergamon Press. Ja byłem współredaktorem powyższych tomów. Materiały V Konferencji, z uwagi na dużą liczbę komunikatów, trzeba było opublikować już w dwóch tomach. Był to poważny sygnał konieczności dokonania zasadniczej zmiany w publikowaniu wyników badań nad węglem. Komitet Węglowy, utworzony podczas drugiej Konferencji (byłem jego przewodniczącym) postanowił przerwać wydawanie *Proceedings* i powołać do życia międzynarodowe czasopismo naukowe pt. *Carbon* powierzając mi jednocześnie funkcję redaktora naczelnego. Przy współpracy z międzynarodową grupą współredaktorów funkcję redaktora naczelnego *Carbonu* pełniłem przez 20 lat, tj. do 1982 r. W 1987 r. wydawca Pergamon Press urządził w Oxfordzie nadzwyczajne zebranie redaktorów *Carbonu* poświęcone 25-leciu istnienia czasopisma oraz moim 85-tym urodzinom. Po tej uroczystości wróciłem do Muncie, do swej pracowni, gdzie zakończyłem redakcję pracy o pomiarach ESR. Będzie to prawdopodobnie moja ostatnia praca z węgla.

JH – Nie wspomniał Pan Profesor nic o dalszych dziejach Komitetu Węglowego.

SM – W 1973 r. nasz Komitet Węglowy przekształcił się w Amerykańskie Towarzystwo Węglowe, które znakomicie się rozwija i obecnie liczy kilkuset członków. Ów Komitet Węglowy, jeszcze przed przekształceniem się w Towarzystwo ustanowił w 1968 r. dwie nagrody: nagrodę Skakela, przyznawaną za wybitne osiągnięcia naukowe całego życia w dziedzinie badań węgla, oraz nagrodę Pettinosa za najlepszą pracę opublikowaną w ostatnich kilku latach. Nagrody te są przyznawane co dwa lata. Było mi bardzo przyjemnie, że mój wkład do poznania węgla oceniono tak wysoko, że przyznano mi pierwszą nagrodę Skakela w 1969 r. Wyróżnienie to cenię sobie bardzo. Amerykańskie Towarzystwo Węglowe uhonorowało mnie ponownie na ostatnim zjeździe w 1989 r. ustanawiając nagrodę mego imienia dla młodych doktorantów za najlepsze przedstawienie pracy na zjeździe. Pierwszym laureatem został student z Holandii.

JH – Ze swych pobytów w gabinecie Pana Profesora w Departament of Physics and Astronomy, Ball State University w Muncie przypominam sobie, że na ścianach znajduje się tam mnóstwo dyplomów uznania pochodzących od towarzystw naukowych amerykańskich, europejskich i azjatyckich jak i od towarzystw polonijnych. Świadczą one o dużym uznaniu dorobku naukowego Pana przez światową społeczność fizyków i chemików. Czy mógłby Pan się wypowiedzieć na ten temat?



Dr W. Golaski — prezes Zarządu Fundacji Kościuszkowskiej wręcza prof. S. Mrozowskiemu medal uznania Fundacji Kościuszkowskiej (Nowy York 1981 r.)

SM – Tak należałoby odczytać intencję ofiarodawców. Mogę tylko dodać, że na polu badań węgla przypadła mi rola jednego z pionierów rodzącej się fizyki i technologii węgla. Rozwój ten odbywał się głównie w krajach technologicznie wysoko rozwiniętych tj. Stanach Zjednoczonych, Japonii, Wielkiej Brytanii, Francji, Niemczech. Właśnie z towarzystw naukowych tych krajów pochodzą dyplomy uznania i nagrody. Związku Radzieckiego nigdy nie odwiedzałem, a od rosyjskiej grupy otrzymałem znane Panu ozdobne "C" wykonane ze specjalnie twardego węgla. Tego rodzaju trofeów mam więcej — pochodzą z przeróżnych krajów, które w większości przypadków odwiedzałem jako "visiting Professor". Z tej okazji odwiedziłem wszystkie kontynenty za wyjątkiem południowej Ameryki, Afryki i Antarktydy. Sądzę, że dużą popularność zdobyłem poprzez funkcję redaktora naczelnego *Carbonu*. Honorowany byłem przeważnie na zjazdach, ale także przy innych okazjach: w Anglii (1956, 57, 65, 68, 70), w Niemczech (1968, 72, 76, 83), Francji (1956, 60, 64, 68, 84, 90), Japonii (1963-4, 70, 74, 82, 90), Tajwanie (1964) i Australii (1970). Przeżyciem trudnym do opowiedzenia była dla mnie dekoracja i wręczenie dyplomu doktora *honoris causa* Uniwersytetu w Bordeaux w 1964 r. Uroczystość ta odbywała się na scenie opery w

obecności rektorów wszystkich uniwersytetów z Francji, Hiszpanii oraz Wielkiej Brytanii. Do głębi byłem wzruszony, podobnie siedząca w łóżu żona, gdy odegrano na moją cześć hymn narodowy mojej drugiej ojczyzny — hymn USA. Po raz drugi uhonorowano mnie w Bordeaux w 1984 r., gdy senator Chaban Delmas, były premier francuski — wręczył mi medal za badania w zakresie spektroskopii oraz nad węglem. Moje stosunki z Japonią były bardzo specjalne. Każdy mój pobyt zaczynał się od wspólnego obiadu, na który przyjeżdżali wszyscy moi dawni współpracownicy, którzy siebie nazywają "Japanese Buffalonians". Moja żona była jedyną osobą płci żeńskiej na tych obiadach. W Japonii spędziłem rok (1963/4) jako Fullbright Professor na dwu uniwersytetach, a później kilka miesięcy w 1970 r. na Uniwersytecie Tokijskim. Odwiedzałem Japonię ponownie w 1974, 1982 i 1990 r., spotykając się na każdym kroku z prawdziwie wschodnią pompą i ze wzruszającą serdecznością. Muszę również zdradzić, że w kraju, tj. w Polsce o mej osobie nie zapomniano. Pierwszym wyróżnieniem było przyznanie mi w 1932 r. nagrody Kernbauma za moje osiągnięcia w spektroskopii. Przyznanie mi honorowego członkostwa Polskiego Towarzystwa Fizycznego w 1967 r. na zjeździe fizyków w Lublinie było dalszym docenieniem moich osiągnięć w spektroskopii atomowej i drobinowej. Sąd ten opieram na analizie podpisów umieszczonych na widokówce Lublina przesłanej mi przez prof. Rubinowicza. Dyplom odebrałem w czasie mojej pierwszej wizyty w Polsce w 1969 r., po 30 latach nieobecności. Była to wizyta bardzo wzruszająca, o której już rozmawialiśmy. W r. 1970 zostałem zaproszony na członka Amerykańskiego Komitetu Obchodów 500-lecia Urodzin Mikołaja Kopernika. W skład Komitetu wchodził Polacy prof. Zygmunt (jako przewodniczący) i prof. Neyman, oraz trzech dyrektorów obserwatoriów astronomicznych (rodzimej Amerykanów). Uważam, że ze swych funkcji wywiązałem się dobrze. Między innymi, na zamówienie Komitetu, astronom brytyjski prof. Hoyle i profesor muzyki Smith z mojego uniwersytetu (Buffalo) ułożyli kantatę na cześć Kopernika odegraną w Waszyngtonie, Buffalo i in. Dzięki naszym staraniom udało się nam uzyskać od National Science Foundation sumę 1,4 miliona dolarów jako dar społeczeństwa USA dla Uniwersytetu Mikołaja Kopernika na rozwój obserwatorium, do którego rząd PRL miał dodać 1 mln dolarów. Wbrew życzeniu naszego Komitetu, rząd zdecydował przyjąć ten dar na budowę Kopernikowskiego Centrum Astrofizycznego w Warszawie. Z tej okazji odwiedziłem Polskę w 1972 r. próbując wywalczyć coś dla Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, ale bez powodzenia. W 1973 r. przyjechałem wraz z żoną na obchody Kopernikowskie goszcząc w Warszawie, Toruniu oraz Krakowie. W Krakowie odwiedziłem Towarzystwo Miłośników Astronomii, gdzie wręczono mi złotą odznakę tego Towarzystwa. Po moim wyjeździe na Walnym Zgromadzeniu TMA uchwalono nadanie mi honorowego członkostwa. Uchwała ta została nazajutrz ogłoszona w gazetach, ale nie została zatwierdzona przez Rząd PRL. A więc nie jestem członkiem honorowym

Towarzystwa, którego byłem współzałożycielem.



Prof. S. Mrozowski przed "Irena Mrozowski Physics House", fundacji profesora dla Ball State University. Zdjęcie wykonane w 1988 r.

JH – Chciałbym tutaj nadmienić, że społeczność fizyków usilnie starała się w 1973 r. o wszczęcie procesu prowadzącego do nadania Panu Profesorowi tytułu doktora *honoris causa* Uniwersytetu Mikołaja Kopernika. Tak zwane wyższe czynniki utraciły jednak powyższe starania we wstępnej fazie.

SM – Uważam, że liczą się intencje społeczności fizyków i astronomów w Polsce, a w moim przekonaniu może powinienem być dumny z faktu odrzucenia tej inicjatywy przez Ministerstwo Spraw Zagranicznych owego rządu. Wiem dobrze, jak był tym faktem zmartwiony główny promotor prof. Jabłoński oraz prof. Iwanowska. Sprawa wyglądała bardzo dziwnie, bo na wiosnę 1973 r. Ambasada Polski Ludowej drogą okrężną zapytała mnie czy przyjąłbym doktorat *h.c.*, jeśli jeden z polskich uniwersytetów mi go ofiaruje – na co odpowiedziałem "naturalnie tak".¹

JH – Z własnego doświadczenia jest mi znana pedanteria Pana Profesora w

¹Zainicjowane w 1973 r. postępowanie w sprawie nadania prof. Mrozowskiemu tytułu doktora *h.c.* Uniwersytetu Mikołaja Kopernika zostało uwieńczone sukcesem po 17 latach. Dnia 29 czerwca 1990 r. Rektor i Senat UMK na specjalnej uroczystości nadali Prof. S. Mrozowskiemu tytuł doktora *honoris causa* Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu. (Szersze sprawozdanie z tej uroczystości zamieściliśmy w Kronice zeszytu 4/1991 – Red.).

redagowaniu artykułów naukowych. Pamiętam również skrupulatne studiowanie prac nadesłanych do publikacji w *Carbon*-ie. Przekonany jestem, że nie wszystkie spełniały wymagania, jakie stawiali im recenzenci i wymagający Redaktor Naczelny. Czy w swej długiej karierze naukowej Pan Profesor spotkał się z odmową opublikowania jakiejś Pana pracy?

SM – Takie zdarzenia związane z pracą naukową nie były mi obce. Co się tyczy odmowy opublikowania pracy, to zdarzyło mi się dwa razy, raz na początku kariery, a drugi znacznie później. Pozwolę sobie opowiedzieć historię tego drugiego. W grudniu 1938 r. dowiedziałem się o pracy Hahna i Strassmanna dotyczącej chemicznej identyfikacji baru jako produktu procesu naświetlania uranu neutronami. Gdy w *Nature* ukazała się notatka Frischa i Meitner interpretująca to zjawisko jako rozpad jądra uranu (tzw. rozszczepienie) zafascynowało to mnie jak i mego młodszego kolegę Opęchowskiego. Zaczęliśmy bliżej rozmyślać nad zagadnieniem rozszczepienia jądra uranu na dwa fragmenty i to o nierównych masach atomowych. Doszliśmy do przekonania (w wyjaśnieniu naszym główną rolę odegrała krzywa Gamowa, która ma dwa maksima), że jest ono energetycznie niemożliwe bez przyjęcia hipotezy o jednoczesnym uwalnianiu się przynajmniej kilku swobodnych neutronów. Oszacowaliśmy przybliżoną liczbę tych swobodnych neutronów. Nie pamiętam jej już dokładnie, lecz wiem, że była, jak się później okazało, dużo za duża w porównaniu z danymi doświadczalnymi. Wspólnie z Opęchowskim, po kilku dniach wytężonej pracy, przygotowaliśmy notatkę do *Nature*. Wysłaliśmy ją około 20.I.1939 r. Dopiero w końcu lutego otrzymaliśmy odpowiedź odmowną na opublikowanie tej notatki, opartą na orzeczeniu specjalisty fizyki jądrowej (zdaje się Feathera), że taki proces jest zupełnie nieprawdopodobny. Ironią losu było to, że w chwili, gdyśmy otrzymywali odmowę, emisja wolnych neutronów była już stwierdzona. Zdarzenia toczyły się bardzo szybko i nastawanie na opublikowanie naszej notatki utraciło sens. Jako pamiątkę przechowuję w ramce list redaktora informujący nas o odmowie opublikowania tej tak fundamentalnej przepowiedni.²

Ciekawe jest, że z Opęchowskim nie zdaliśmy sobie sprawy, iż taka emisja prowadzi do reakcji łańcuchowej, tj. do bomby atomowej.

JH – Z historii tej wynika oczywisty wniosek, że redaktor czasopisma musi

2

24 February 1939

The Editor of NATURE presents his compliments to Messrs. S.Mrozowski and W.Opęchowski, and regrets he is unable to make use of the communication returned herewith entitled "On the New Type of Disintegration of Uranium by Neutrons". The Editor submitted the Communication to an authority upon the subject, who comments as follows:

"The paper is based on an assumption which I believe to be erroneous. The authors speak (last paragraph) of the splitting of the uranium nucleus into two nuclei and a simultaneous ejection of a number of free neutrons. Not only is there no experimental evidence for the ejection of a number of free neutrons, but the actual occurrence of chains of three or more beta disintegrations in the products of the splitting indicates that at least a large part of the excess neutrons stays in the split nuclei".

być rozważnym w odmawianiu publikowania notatek lub prac. Dotyczy to również tych, które na pierwszy rzut oka mogą wydawać się nieprawdopodobne.

SM – W praktyce różnie bywa. Osobiście daleki byłem zawsze od odmawiania opublikowania. Woląłem przekonać autora, że pracę należy zmodyfikować albo wycofać.

JH – W działalności Pańskiej, rzecz można, popierającej naukę polską Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu zajmuje wyjątkowe miejsce. Z tej Uczelni rekrutowało się najwięcej stażystów i tam znalazły swe miejsce zbiory Biblioteki PTF, daru S.Mrozowskiego. Czym kierował się Pan Profesor przedkładając Toruń nad swą warszawską *Alma Mater*, której bądź co bądź tak dużo zawdzięcza?

SM – Z Warszawą w ogólności, a z Uniwersytetem Warszawskim w szczególności jestem bardzo uczuciowo związany. W 1920 r. brałem udział w obronie Warszawy służąc jako ochotnik w 201 pułku artylerii lekkiej w dywizji "Dzieci Warszawy". Rodzina moja, którą często odwiedzam, mieszka nadal w Warszawie. Tak się złożyło, że będąc urodzonym warszawiakiem, rozpocząłem pomagać swoim kolegom ze studiów, którzy po wojnie objęli stanowiska na innych uniwersytetach.

Z prof. Jabłońskim jak i prof. Białobrzeskim utrzymywałem stały kontakt listowy. Prof. Jabłoński w listach z lat 50-tych sygnalizował mi o dyskryminacji małych uniwersytetów w przydziale środków na zakupy aparatury, czasopism jak również w przyznawaniu funduszy i zezwoleń na wyjazdy zagraniczne. W tej ostatniej kwestii uważałem, że mogę być pomocny. Dysponowałem pieniędzmi z "grantów", a atmosfera po 1956 r. na tyle się poprawiła, że takiej pomocy sprzyjała. Pierwszego wyłomu dokonał prof. Antonowicz, który przyjechał do Buffalo (do Carbon Research Laboratory) ze Szwajcarii, gdzie odbywał trzymiesięczny staż. Podróż oraz jego pobyt w USA (1960/61) finansowałem z kontraktu, jaki miałem z Office of Naval Research. Stypendystom załatwiałem imienne zaproszenia upoważniające ich do przyjazdu do mego laboratorium. W Buffalo z Torunia w kolejności byli: prof. Antonowicz, doc. Gutsze, Pan (Heldt) i dr Orzeszko; z Warszawy dr Buława a z Krakowa dr Leś. W tym samym czasie miałem większą liczbę ludzi po doktoracie z Japonii, Francji, Angli, Indii, Tajwanu oraz Korei Południowej. Duża liczba doktorantów i doktorów stażystów, jak Pan pamięta, była podyktowana prowadzeniem badań naukowych w fizyce węgla i w spektroskopii atomowo-drobinowej. Moja pomoc w doszkalanii polskich fizyków nie ograniczała się do staży w moim laboratorium. Staralem się również o odpowiednie miejsca w innych laboratoriach, np. laboratorium Herzberga w Ottawie itp.

Z biblioteką PTF sprawa miała się podobnie. Przekonany byłem, że Uniwersytet Warszawski dysponował najważniejszymi czasopismami amerykańskimi. Więc, aby mój dar był należycie wykorzystany, należało go umiejscowić w ośrodku uniwersyteckim odczuwającym pewne braki w zbiorach bibliotecznych. Swoim



Prof. S. Mrozowski z żoną Ireną (zmarłą w 1982 r.) w Baden-Baden na niemieckim zjeździe Carbon 76 (1976 r.), następnego dnia po obchodzie 50-lecia ich ślubu w Warszawie

poglądem na tę sprawę podzieliłem się z prof. Rubinowiczem i prof. Jabłońskim. Zyskał on ich akceptację i biblioteka PTF znalazła siedzibę w Toruniu. Z fizykami z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu jestem w ścisłym kontakcie. Profesorowie Antonowicz, Łęgowski oraz Szudy otrzymują główne czasopisma amerykańskie dla Biblioteki PTF w Toruniu. Prenumerata tych czasopism ma finansowe zabezpieczenie w mojej dotacji "Mrozowski Scholarly Journals Fund" złożonej na ten cel w Fundacji Kościuszkowskiej w Nowym Jorku. Reasumując swe motywy wspierania Torunia nie bez znaczenia była moja i żony osobista i zawodowa przyjaźń z prof. Jabłońskim i całą jego rodziną.

JH – Omawiając tutaj kwestię staży naukowych może Pan Profesor wypowiedziałby się na temat przygotowania merytorycznego stażystów z Polski. Ocena taka jest dla nas ciekawa, bowiem posiadanie stażystów z różnych krajów pozwala dokonać już pewnych porównań.

SM – Dokonywanie przeze mnie porównań nie jest sprawą prostą, bowiem wymaga ono porównania umiejętności moich stażystów, które są inne w chwili rozpoczęcia stażu, niż w chwili jego zakończenia. Z przyjemnością muszę stwier-

dzić, że po odbytym stażu wszystkie osoby orientowały się doskonale w badanych zagadnieniach. Mój sposób wyboru stażystów w dużym stopniu opierał się na ocenie dokonanej przez kolegów z Polski czy innych krajów. Ze swej strony gwarantowałem im rozszerzenie tematyki badawczej, dostęp do nowoczesnych metod badawczych oraz udział w konferencjach amerykańskich towarzystw: fizycznego i węglowego. Kontakty moje z młodymi fizykami z Polski nie urwały się z przejściem na emeryturę. Tutaj, w Muncie, po stanie wojennym w Polsce, gościliśmy już następną generację, tj. młodych fizyków jeszcze przed doktoratem. Trudno ich umiejętności przyrównywać do tych, jakie posiadają osoby parające się pracą doświadczalną przez wiele lat. W ich wykształceniu zauważało się również brak orientacji w literaturze przedmiotu. Muszę jednak zauważyć, że dzięki solidnej pracy szybko likwidowali posiadane braki i stali się pracownikami swobodnie konkurującymi z amerykańskimi fizykami. Ten fakt cieszy mnie bardzo.



Grupa prof. Mrozowskiego przed budynkiem Fizyki, Ball State University w Muncie, Indiana (1982 r.). Od lewej: prof. M. Hufts — kierownik fizyki, dawny doktorant profesora, J. Czerwińska — asystentka, prof. J. Heldt oraz prof. J. Thomas — dawny student profesora

JH – Jak wynika z dotychczasowej relacji w Ameryce Państwo mieszkali w ośrodkach, w których Polacy stanowili poważny odsetek ludności. Z faktem tym

wiąże się następujące pytanie: czy Państwo czynnie udzielali się w organizacjach polonijnych?

SM – Jak najbardziej. Na samym początku naszego pobytu w Chicago zapisaliśmy się do obu największych społeczno-ubezpieczeniowych organizacji — żona do Związku Polek, a ja do Związku Narodowego. W czasie wojny żona moja pomagała w Związku Polek przy pakowaniu paczek dla polskich jeńców wojennych w Niemczech, a pod koniec wojny współpracowała z prezesem Związku Narodowego nad sprowadzeniem dzieci syberyjskich z Indii. Ja do r. 1945 byłem zbyt zajęty, aby więcej czasu poświęcać na kontakty, ale sporo brałem udziału wraz z żoną w dorywczych przedsięwzięciach polonijnych. Chicago i Buffalo są bardzo dużymi skupiskami Polaków w Ameryce. Polacy w tych jak i innych miastach USA i Kanady posiadają znakomicie działające lokalne organizacje i kluby społeczno-kulturalne. W Chicago byliśmy czynni w Klubie Inżynierów i w "Art klubach" w Chicago i w Buffalo. Działania poszczególnych towarzystw i organizacji lokalnych koordynuje Kongres Polonii Amerykańskiej i Amerykański Związek Stowarzyszeń Kulturalnych, Polski Instytut Naukowy w Ameryce zrzesza inteligencję twórczą pochodzenia polskiego. Bazę finansową dla działalności organizacji, towarzystw kulturalnych jak i Polskiego Instytutu Naukowego stanowią liczne fundacje, z których największymi (w Polsce powszechnie znane) są Fundacja Jurzykowskiego i Fundacja Kościuszkowska. Moja współpraca z Polskim Instytutem Naukowym oraz Fundacją Kościuszkowską była i jest bardzo ścisła. Należę do nielicznego grona osób, które były dokooptowane przez członków Polskiej Akademii Umiejętności, którzy przebywali wówczas w USA, do zespołu jaki miał utworzyć w r. 1942 Polski Instytut Naukowy w Ameryce. Przez wiele lat w Instytucie piastowałem funkcję wiceprzewodniczącego sekcji środkowo-amerykańskiej, a po wyjeździe prof. Świątosławskiego do Polski (1946 rok) przejąłem jego funkcję zostając przewodniczącym sekcji "Exact and Applied Sciences". W 1964 r. zostałem wiceprezesem a w 1965 r. prezesem Polskiego Instytutu Naukowego w Ameryce. Funkcję powyższą piastowałem przez 9 lat (1965-1974). W Fundacji Kościuszkowskiej przez sporo lat (nie pamiętam dokładnej liczby) zasiadałem w zarządzie, jako członek i wiceprezes.

Pracując na Uniwersytecie w Buffalo spotykałem często Polaków. Nasamym uniwersytecie studiowało sporo studentów pochodzenia polskiego. Stworzyli oni swój studencki klub. Z ramienia władz Uczelni byłem opiekunem tego klubu, któremu z dużą przyjemnością pomagałem wspólnie z żoną. Moich działań na terenie Polonii było znacznie więcej, omówienie wszystkich zajęłoby za dużo czasu. W podziękę za całość mej działalności Fundacja Kościuszkowska uhonorowała mnie w 1981 r. medalem uznania (Medal of Recognition). Wręczenie tego medalu odbyło się na specjalnym corocznym balu w hotelu Waldorf-Astoria na który przyjeżdżają Polacy z wielu ośrodków.



Prof. S. Mrozowski oraz rektor Uniwersytetu Mikołaja Kopernika prof. Jan Kopcewicz wychodzą z sali po uroczystości nadania tytułu doktora *h.c.* tego Uniwersytetu profesorowi Mrozowskiemu (Toruń, 1990)

JH – Goszcząc obecnie (1989 r.) w Muncie mieszkam w "Irena Mrozowski Physics House" przy 401 N. Tillotson Ave. Czy zechciałby Pan Profesor zdradzić Czytelnikom *Postępów Fizyki* historię tego domu który, jak przypuszczam, jest darem dla Ball State University.

SM – Uczynię to z przyjemnością. Po przejściu na emeryturę w Uniwersytecie w Buffalo, w 1974 r. przeprowadziliśmy się do Fort Lauderdale na Florydę. Część aparatury ze swego laboratorium węglowego i spektroskopowego, jak już wspomniałem, przeniosłem do Ball State University w Muncie, w stanie Indiana, gdzie co rok przez semestr wykładam i pracuję badawczo. Do r. 1982 zajmowałem się także redakcją czasopisma *Carbon*. Powyższe prace wymagały mojej dodatkowej okresowej obecności w Muncie. W związku z tym wynajmowaliśmy drugie mieszkanie tu w Muncie. Po śmierci Ireny (w 1982 r.) doszedłem do wniosku, że dla mnie samego mieszkanie to jest za duże i położone jest za daleko od Uniwersytetu. Jeżeli chodzi o moich zagranicznych współpracowników — Irena zajmowała się nimi z dużym poświęceniem, troszcząc się o zorganizowanie im życia w Buffalo i służąc pomocą, tj. wynajmowaniem mieszkania, zakupem mebli, umieszczaniem ich dzieci w odpowiednich szkołach itp. Często zdarzało się, że brała udział w



Profesorowie S. Mrozowski, D. Fischbach (USA) i M. Inagaki (Japonia) zostają uroczystie uhonorowani tytułem "Commandeur de Vins de Medoc et de Graves" (Medoc, 1984)

zakupach nawet rzeczy osobistych. Pamiętam, że włosy mi stawały, gdy dowiedziałem się, że w gołoledź zawiozła Michio Inagaki na zakup butów, aby mu umożliwić pójście na oficjalne przyjęcie do prezydenta Uniwersytetu. Była ona oddana całym sercem moim zagranicznym współpracownikom. Uznałem więc, że należy uczcić jej pamięć w odpowiedni sposób. Kupiłem dom o wiele większy, niż wymagały tego moje potrzeby i w 1985 r. w całości przekazałem go fundacji Ball State University Foundation. W domu tym na parterze mam swe drugie mieszkanie, a na piętrze, w czterech pokojach, mieszkają zaawansowani studenci z zagranicy lub goście Wydziału Fizyki, którzy mają swą kuchnię na parterze i piwnicę dla rekreacji. Gospodarzem domu jest Wydział Fizyki, co ma swoje odzwierciedlenie w tablicy informacyjnej.

Na zakończenie tej wypowiedzi chciałbym Pana serdecznie zaprosić na "Open House", tj. otwarcie podwoi tego domu dla gości, które odbędzie się jutro (16 kwietnia 1989 r.) o godzinie 14. Na to "Open House", urządzone już drugi raz przez prof. M. Hultsa, mego byłego doktoranta a obecnego kierownika Wydziału, zapowiedziało swój przyjazd kilku moich byłych współpracowników z żonami. Będzie to dla mnie wzruszające spotkanie.

JH – Dziękuję za zaproszenie z którego z przyjemnością skorzystam.

Wizytując laboratoria fizyki w Ball State University wiem, że Pan Profesor bada strukturę nadsubtelną wzbronionych linii bizmutu używając dwu interferometrów Fabry'ego-Perota, a i poważnie zaangażował się Pan wraz z innymi profesorami w potwierdzenie „gorącego” tematu — syntezy termojądrowej w warunkach laboratoryjnych.

SM – W samej rzeczy tak jest. Postanowiłem jeszcze raz powrócić do ulubionej spektroskopii lini wzbronionych i zademonstrować przydatność klasycznej interferometrii, w postaci mało stosowanej techniki interferometrów Fabry'ego-Perota ustawionych w szereg (tandem) i skrzyżowanych ze spektrografem. Stosując tę metodę otrzymałem bardzo dobre zdjęcia szeregu linii z widoczną strukturą nadsubtelną z rozdzielczością uprzednio przez nikogo nie zademonstrowaną. Zdjęcia, te i inne, komputerowo opracowuje tu w Muncie panna J. Czerwińska, która jest moją współpracowniczką, a Pana była magistrantką. Pracuje ona w laboratorium po normalnych godzinach pracy w Computer Center oraz w wolne soboty.

Co się tyczy doświadczenia nad syntezą termojądrową, to mam prosty i uważam, oryginalny sposób jego potwierdzenia lub negacji. W przypadku pozytywnego efektu byłoby to dla nas wszystkich ogromnym sukcesem. Z przykrością muszę stwierdzić, że doświadczenia prowadzimy już od 48 godzin bez pozytywnego rezultatu. Postanowiliśmy kontynuować pomiary do jutra. Jeżeli do jutra w żadnym momencie neutronów pochodzących z syntezy nie zauważymy, to przestaję wierzyć w prawdziwość wyników Ponsa i Fleischmanna podawanych przez gazety, TV oraz radio. Niezależnie od wyników tego doświadczenia, które wykonujemy z czterema profesorami, jestem zadowolony zainteresowaniem, jakie swymi dyskusjami wywołałem w Instytucie.

JH – Życzę Panu powodzenia w obu przeprowadzanych doświadczeniach. Mam pewne obawy co do możliwości otrzymywania wystarczających gęstości jąder wodoru dyfundującego w palladzie, aby uzyskać syntezę. Dotychczas pytania stawiane przeze mnie dotyczyły spraw nauki. Jedno chciałbym poświęcić innym zainteresowaniom Pana Profesora.

SM – Pyta pan o moje poboczne zainteresowania i sporty. W ostatnich latach gimnazjalnych i w pierwszych latach uniwersyteckich grałem z zapalem na skrzypcach, ale szybko się przekonałem, że muszę wybrać albo fizykę, albo konserwatorium. Wybrałem fizykę, bo wiedziałem, że w muzyce nie będę mógł osiągnąć szczytów, a fizyka mnie pasjonowała.

W sportach lubiłem futbol i w latach szkolnych grałem w IV-ej Polonii na Agrykoli. Ale moim prawdziwym zamiłowaniem było zawsze chodzenie po górach — w lecie wspinaczki, a w zimie na nartach. Przeważnie chodziłem samotnie. Ze względu na rozsądek nie porywałem się na wspinaczki dla osób profesjonalnych. Używania liny nauczyłem się od Stanisława Byrcyna Gąsienicy, sławnego prze-



Prof. S. Mrozowski ze swymi japońskimi towarzyszami węglowymi w drodze na szczyt Mt. Yari w Alpach Japońskich (1964 r.)

wodnika tatrzańskiego. Chodziłem z Nowkuńskim, Moszewem i innymi, ale nigdy nie robiłem dróg skrajnie trudnych. Moją ostatnią wycieczkę w Tatrach odbyłem na Wielkanoc 1939 r. Poszedłem samotnie na nartach przez Zawrat do Pięciu Stawów, gdzie bawiłem przez tydzień i gdzie w samą Wielkanoc zerwałem ścięgno w kolanie. W kilka dni później ze względu na lawiniaste warunki i że mogłem tylko jeździć na jednej nodze, zeszliliśmy (po zamknięciu schroniska na pięć spustów) — Jędrzek i Marysia Krzeptowscy, Zosia Stopkówna i ja — przez Świstówkę i Opalone do Zakopanego.

Chodziłem po różnych górach, na różnych kontynentach: w Alpach austriackich w grupie Grossglocknera, Berneńskich, Zermatu i w grupie Mont Blanc, naturalnie u nas w USA (na wschodzie jak też w Colorado, Nowym Meksyku, Wyoming i Montanie, także na nartach na Alasce) w Japonii (w lecie po Alpach japońskich i na Fuji-yamie, a w zimie po górach Hokkaido).

Po ataku serca w 1966 r. odpadły letnie wspinaczki (zostały tylko spacerzy), po 1970 r. powoli odpadły też narty, obecnie pozostał tylko tenis. W tenisa zacząłem grać dość wcześnie bo w czasie I wojny i kontynuuję grę z przerwami do dnia dzisiejszego. Choć w Polsce uczestniczyłem w międzyklubowych zawodach,

grać w tenisa nauczyłem się naprawdę w Ameryce. W wieku lat czterdziestu kilku dzięki dobrym partnerom zdołałem wygrać turniej w Chicago w grze podwójnej i w grze mieszanej. Ale nie lubię grać na punkty i przeważnie trenuję z innymi. Gdy jestem na Florydzie, to gram codziennie ok. 1 godziny, żeby się utrzymać w formie, która z wiekiem powoli się obniża.

JH – Naszą rozmowę przeprowadziliśmy w dwu etapach. Nagrane zostały aż cztery taśmy magnetofonowe, które w całości będzie trudno wykorzystać. Dla mnie będą one stanowiły cenną pamiątkę. Na koniec chciałbym wyrazić Panu Profesorowi swą głęboką wdzięczność za zgodę na odbycie dwu maratonowych rozmów.

SM – Dziękuję również Panu i Pani Danusi (dzisiaj nieobecnej) za poświęcony mi czas. Rozmowy te były dla mnie wielką przyjemnością, szczególnie, iż odbywałem je ze swymi serdecznymi przyjaciółmi i dawnymi współpracownikami.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

M.R. Dudek, T. Paszkiewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej

Uniwersytet Wrocławski

Wrocław

Prosty model nieodwracalnego zachowania się układów fizycznych : mazaki i kule na okręgu

Mark Kac ring model - a simple example of irreversible
behaviour of macroscopic systems

Abstract: A simple model showing the irreversible behaviour is presented. This model was proposed by Marc Kac in 1956 for the purpose of reconciliation of the microscopic reversibility with the macroscopic irreversibility. The results of simulations are compared with the results of numerical calculations based on the explicit formulae obtained for this model by Kac and Dresden.

1. Wstęp

Wyobraź sobie Czytelniku, że od dłuższego czasu rozmyślasz nad przyczynami nieodwracalności. Przeprowadziłeś najprostsze doświadczenia w rodzaju obserwacji otwartego flakonu perfum w zamkniętym pomieszczeniu, czy zaniku amplitudy drgań obwodu elektrycznego z pojemnością, indukcją i oporem. Wyniki tych wszystkich doświadczeń pokazują, że układy odizolowane od otoczenia powracają do stanów równowagi lub w nich pozostają. Rzecz jasna, nie zadowolaleś się pojedynczymi obserwacjami, lecz doświadczenie każdego rodzaju wielokrotnie powtarzałeś, a wyniki poddałeś odpowiedniemu opracowaniu statystycznemu.

Zdajesz sobie sprawę, że eksperymentowałeś z układami składającymi się z niewyobrażalnie wielkiej liczby cząstek mikroskopowych. Ponadto wiesz, że tak jak wszyscy inni eksperymentatorzy nie umiesz kontrolować położenia i prędkości

tych cząstek. Potrafisz jedynie wpływać na wielkości makroskopowe, takie jak masa perfum czy objętość pomieszczenia, w którym je odparowujesz.

Choć poważnie wzbogaciłeś swoją wiedzę o procesach nieodwracalnych nie zadowala Cię ona – jest dość powierzchowna. Gdy rozmyślasz o tym, przychodzi Ci do głowy wspaniały pomysł – przeprowadzić doświadczenie komputerowe! Aby je zrealizować musisz wybrać rozsądny model zjawiska. W tym wyborze pomoże Ci zdobyte doświadczenie. Postanawiasz kierować się następującą analogią.

2. Resztkowy opór metali

Wiadomo, że istnieje wiele przyczyn istnienia oporu metali. Jednak w temperaturze bliskiej 0 K istotna jest tylko jedna z nich – rozproszenie elektronów na defektach idealnej krystalicznej struktury metali. Prowadzi ono do oporu resztkowego [1]. W dążeniu do ideału, większości tych defektów pozbyliśmy się. Pozostają jednak domieszki izotopowe. Nie umiemy kontrolować rozkładu wprowadzonych atomów domieszek po węzłach sieci. W procesach hodowania kryształów kontrolujemy jedynie koncentrację domieszek. Opór właściwy ρ jest proporcjonalny do koncentracji domieszek.

Oszacujemy liczbę elektronów biorących udział w przewodnictwie prądu w typowej próbce, np. krystalicznej miedzi o objętości 1 cm^3 . Średnia odległość między atomami miedzi wynosi $3.61 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, zatem w naszej próbce znajduje się ok. 10^{21} atomów. Ponieważ jeden elektron każdego atomu uczestniczy w przewodnictwie elektrycznym to takich elektronów jest także ok. 10^{21} . Naturalna miedź jest mieszaniną dwóch stabilnych izotopów o masach atomowych 65 (30.96%) i 63 (69.04%). Czyli w próbce naturalnej miedzi znajduje się po ok. 10^{21} atomów każdego z tych izotopów. Jednak stosując specjalne metody można koncentrację atomów izotopów domieszek regulować. Atomy izotopu o małej koncentracji nazywać będziemy domieszkami. Nas będą interesować próbki o koncentracji domieszek znacznie mniejszej od 1%. W temperaturze pokojowej na opór wpływają głównie zderzenia elektronów przewodnictwa z drgającymi atomami sieci. Ponieważ ich amplituda zależy od temperatury, to i opór od niej zależy. Średni czas między kolejnymi zderzeniami τ jest fantastycznie mały i wynosi 10^{-14} s . W temperaturach bliskich 0 K opór nie zależy od temperatury – najważniejsze są zderzenia elektronów z domieszkami. Dla koncentracji domieszek równej 1% średni czas między kolejnymi zderzeniami elektronu jest rzędu czasu przelotu średniej odległości między domieszkami. Jest ona rzędu $100 \cdot 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$. Ponieważ średnia prędkość elektronu jest rzędu αc [1] (gdzie $\alpha \approx 1/137$ jest stałą struktury subtelnej, a $c \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}$ – prędkością światła) to $\tau \approx 10^{-12} \text{ s}$. Zauważmy, że typowy czas potrzebny do przeprowadzenia pojedynczego pomiaru jest o wiele rzędów dłuższy. Wynosi on około sekundy.

3. Kule i mazaki na okręgu

Zacytujemy opis modelu (rys. 1) podany przez jego autora Marka Kaca [2] :
 "Rozważmy okrąg, a na nim n równo oddalonych punktów (wierzchołków n -kąta foremnego). Pewna ich liczba, np. m , jest zaznaczona. Te m punktów stanowi zbiór, który oznaczę przez M , po prostu dla skrótów. W każdym z n punktów umieszczona jest kulka. Może to być kulka czarna lub biała. Załóżmy dla ustalenia uwagi, że w chwili $t = 0$ wszystkie kulki są czarne. Przejdźmy teraz do dynamiki tego modelu. Podczas każdej jednostki czasu (uwazamy model za nieciągły w czasie, a długość elementarnego przesunięcia czasowego niech będzie jednostką) każda kulka porusza się o jeden krok przeciwnie do ruchu wskazówek zegara. Ale z następującym zastrzeżeniem: kulka, która wystartowała z punktu należącego do zbioru M zmienia swój kolor. Jeżeli natomiast punkt nie należy do M wychodząca zeń kulka nie zmienia się; zachowuje taki kolor jaki miała. W następnym stadium ruchu niektóre nowe kulki będą teraz w M i znów będą poruszały się przeciwnie do ruchu wskazówek zegara. Wszystkie te kulki, które są w M zmieniają kolor, a pozostałe zachowują go, itd."

Narzuca się związek modelu z przykładem z par.2. Rolę elektronów grają kulki. Jednak w przeciwieństwie do elektronów kulki mogą się znajdować tylko w dwóch stanach. To wielkie ułatwienie ! Rolę domieszek pełnią punkty należące do zbioru M . Nazywać je będziemy mazakami. By układ miał własności realnych układów należy przyjąć, że:

a) liczba n powinna być bardzo duża ($n \approx 10^{21}$), co najmniej rzędu liczby Loschmidta, tj. 10^{17} . Jest to liczba atomów gazu w objętości 1 cm^3 przy ciśnieniu atmosferycznym.

b) kontrolujemy (tj. umiemy wpływać na) całkowitą liczbę kul w kolorze α ($\alpha = b, c$) w chwili t . Oznaczmy ją przez $N_\alpha(t)$. Kontrolujemy także koncentrację mazaków $\mu = m/n$. Tak jak w przypadku oporu resztkowego metali przyjmujemy, że koncentracja mazaków jest mała

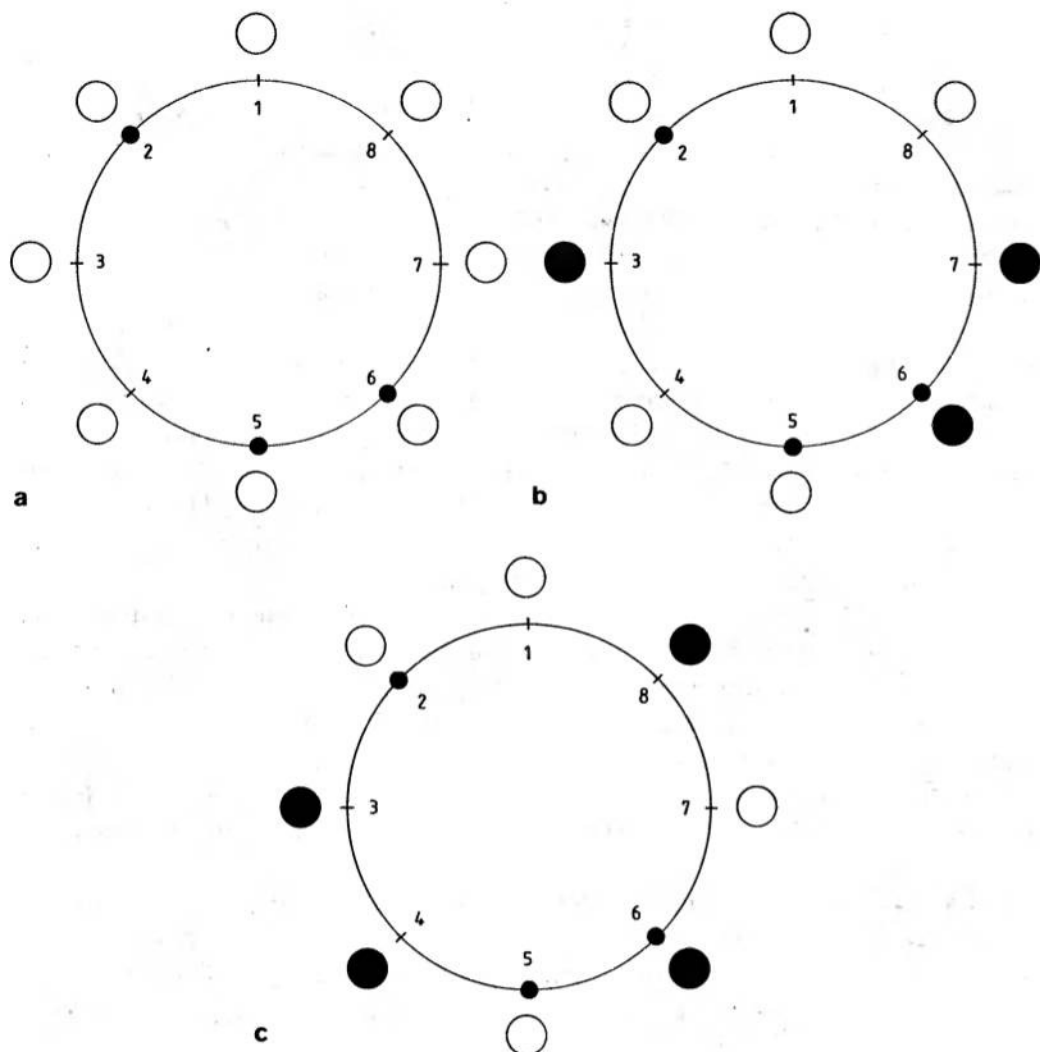
$$0 < \mu < 1/2.$$

Nie umiemy kontrolować kolorów kul w poszczególnych punktach (spróbujcie śledzić położenia 10^{17} kul !) ani położenia $10^{17}\mu$ mazaków.

4. Wybór mierzonych wielkości

Będziemy badać zmianę dwóch wielkości z upływem czasu. Pierwszą z nich jest $\Gamma(t)$ – względna nadwyżka

$$\Gamma(t) = \frac{1}{n}[N_c(t) - N_b(t)].$$



Rys.1. (a) Konfiguracja początkowa $n = 8$ kul w obecności 3 mazaków usytuowanych w położeniach odpowiadającym numerom 2, 5 i 6; tj.

$$N_b(t=0) = 8, N_c(t) = 0, N_b(M, t=0) = 3, N_c(M, t=0) = 0$$

(b) Konfiguracja kul w chwili $t = 1$:

$$N_b(1) = 5, N_c(1) = 3, N_b(M, 1) = 2, N_c(M, 1) = 1$$

(c) Konfiguracja kul w chwili $t = 2$:

$$N_b(2) = 4, N_c(2) = 4, N_b(M, 2) = 2, N_c(M, 2) = 1$$

Druga jest wielkością znacznie subtelniejszą – jest to ilość informacji na cząstkę [3, 4]

$$s = - [x_b(t) \ln x_b(t) + x_c(t) \ln x_c(t)],$$

gdzie x_b i x_c są "koncentracjami" odpowiednio cząstek białych i czarnych (tj. $x_b = N_b/n$ i $x_c = N_c/n$).

5. Makroskopowe prawa zachowania i równanie ruchu dla zmiennych makroskopowych

Niech $N_\alpha(M, t)$ będzie liczbą cząstek w kolorze α ($\alpha = b, c$) w chwili t znajdujących się w punktach należących do zbioru M . W każdej chwili t liczby $N_\alpha(t)$, $N_\alpha(M, t)$ spełniają dwa oczywiste warunki

$$N_b(t) + N_c(t) = n,$$

$$N_b(M, t) + N_c(M, t) = m.$$

Przyjmijmy, że w dowolnej chwili t znamy liczby $N_b(t)$, $N_b(M, t)$, $N_c(t)$, $N_c(M, t)$. Chcemy ustalić liczby kul białych i czarnych w chwili $t + 1$. Nie jest to trudne. Liczba kul białych w chwili $t + 1$ równa jest liczbie kul białych w chwili t powiększonej o liczbę kul czarnych w chwili t w zbiorze M i pomniejszonej o liczbę kul białych znajdujących się w chwili t w punktach należących do M

$$N_b(t + 1) = N_b(t) - N_b(M, t) + N_c(M, t).$$

Podobnie

$$N_c(t + 1) = N_c(t) - N_c(M, t) + N_b(M, t).$$

Pierwsze dwa równania nazywać będziemy makroskopowymi prawami zachowania. Dwa drugie, to równania ruchu dla wielkości makroskopowych. Dodając je stronami przekonamy się, że zgodne są one z prawami zachowania.

Innych informacji o wielkościach makroskopowych nie mamy. By zrozumieć jak z upływem czasu zachowuje się układ kul, potrzebna jest jakaś rozsądna hipoteza robocza dotycząca liczb $N_\alpha(M, t)$ ($\alpha = b, c$).

6. Hipoteza robocza

Jeśli wylosowany w pojedynczym doświadczeniu rozkład mazaków jest rzeczywiście przypadkowy (a zależy to od naszego generatora liczb przypadkowych) możemy oczekiwać, że prawdopodobieństwo znalezienia w chwili t kuli w kolorze α w mazaku

$$p(t, \alpha, M) = \frac{N_\alpha(M, t)}{n}$$

dla dostatecznie dużych wartości t równe jest iloczynowi prawdopodobieństwa trafienia na mazak m/n i prawdopodobieństwa trafienia na kulę w kolorze $\alpha - N_\alpha(t)/n$. Stąd

$$N_\alpha(M, t) = \mu N_\alpha(t) \quad (\alpha = b, c).$$

Po podstawieniu tego związku do równań ruchu i odjęciu ich stronami, znajdziemy prosty związek łączący $\Gamma(t)$ z $\Gamma(t-1)$

$$\Gamma(t) = (1 - 2\mu)\Gamma(t-1) \quad (0 < \mu < 1/2).$$

Wyrazimy $\Gamma(t-1)$ przez $\Gamma(t-2)$, itd. Otrzymamy związek między $\Gamma(t)$ i początkową nadwyżką względną $\Gamma(0)$

$$\Gamma(t) = (1 - 2\mu)^t \Gamma(0).$$

Ponieważ μ jest liczbą dodatnią mniejszą od $1/2$ stwierdzamy, że nadwyżka względna monotonicznie maleje z upływem czasu. Wykorzystując nierówność $(x - y) \ln(x/y) \geq 0$, ($x > 0$, $y > 0$) (równość zachodzi dla $x = y$) można pokazać, że entropia monotonicznie rośnie z upływem czasu (por. par. 10).

Stwierdzamy zatem, że hipoteza o prawdopodobieństwie $p(t, \alpha, M)$ prowadzi do oczekiwanych wyników – nadwyżka Γ monotonicznie zanika, a entropia monotonicznie rośnie.

By przekonać się czy są to poprawne wyniki przeprowadzimy analizę mikroskopową. Pozwoli to nam sformułować algorytmy określające zmianę koloru każdej z kul, a zatem i przeprowadzić doświadczenie komputerowe.

7. Mikroskopowa realizacja doświadczeń

Wprowadzimy teraz odpowiednie wielkości mikroskopowe, tj. wielkości charakteryzujące stan punktu p n -kąta foremnego ("węzła") i kolor kuli znajdującej się w chwili t w punkcie p :

$$\varepsilon_p = \begin{cases} +1 & \text{jeżeli w } p \text{ nie ma mazaka} \\ -1 & \text{jeżeli w } p \text{ jest mazak,} \end{cases}$$

$$\eta_p(t) = \begin{cases} +1 & \text{jeżeli w } p \text{ w chwili } t \text{ jest kula biała,} \\ -1 & \text{jeżeli w } p \text{ w chwili } t \text{ jest kula czarna.} \end{cases}$$

Nietrudno napisać równania ruchu dla $\eta_p(t)$. Kolor kuli w punkcie p w chwili t zależy od tego jakiego koloru kula znajdowała się w punkcie $p-1$ w chwili $t-1$ i czy jest tam mazak, czy też $p-1$ jest zwykłym punktem. Zatem

$$\eta_p(t) = \varepsilon_{p-1} \eta_{p-1}(t-1).$$

Jest to mikroskopowe równanie ruchu.

Łatwo wyrazić nadwyżkę $\Gamma(t)$ przez zmienną η

$$\Gamma(t) = \frac{1}{n} [\eta_1(t) + \dots + \eta_n(t)].$$

Ponieważ z makroskopowych praw zachowania i definicji nadwyżki można wyrazić $N_\alpha(t)$ przez $\Gamma(t)$ i n

$$N_b(t) = \frac{1}{2}n + \frac{n}{2}\Gamma(t),$$

$$N_c(t) = \frac{1}{2}n - \frac{n}{2}\Gamma(t),$$

także entropię można wyrazić przez $\Gamma(t)$.

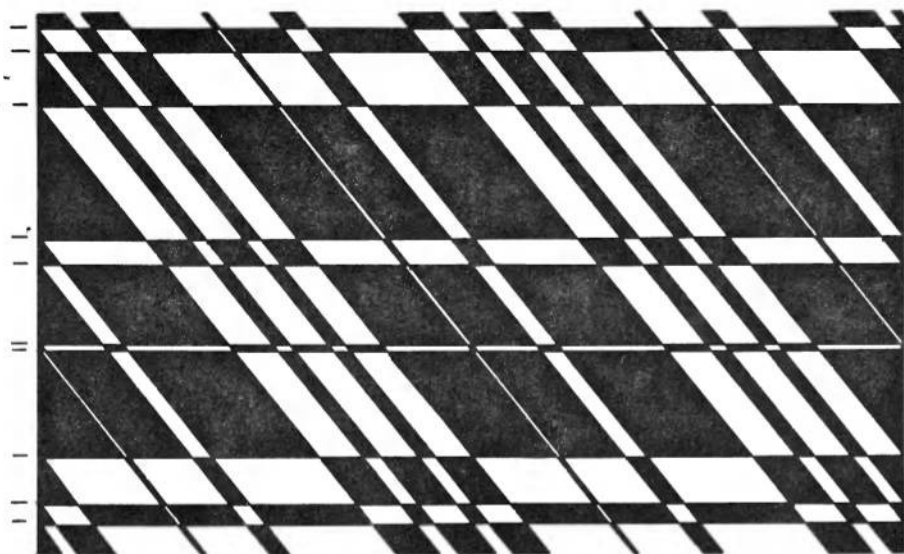
8. Pomiary indywidualne

Ustalimy liczby n i m oraz zadamy początkowy rozkład kolorów, (tj. ciąg $\eta_1(0), \eta_2(0), \dots, \eta_m(0)$, w skrócie $\{\eta_p\}$) i wylosujemy rozkład m mazaków (tj. ciąg $\{\varepsilon_p\}$). Następnie będziemy zmieniali ciąg $\{\eta_p\}$ zgodnie z mikroskopowymi równaniami ruchu. Kolejne konfiguracje przedstawimy w postaci "dywanu" Coopersmitha i Mandeville'a [5]. Na osi x , w punktach o współrzędnych równych numerom punktów n -kąta foremnego, umieszczamy będziemy kropki białe lub czarne – odpowiednio do koloru kuli. Czas się zmienia w kierunku osi $(-y)$.

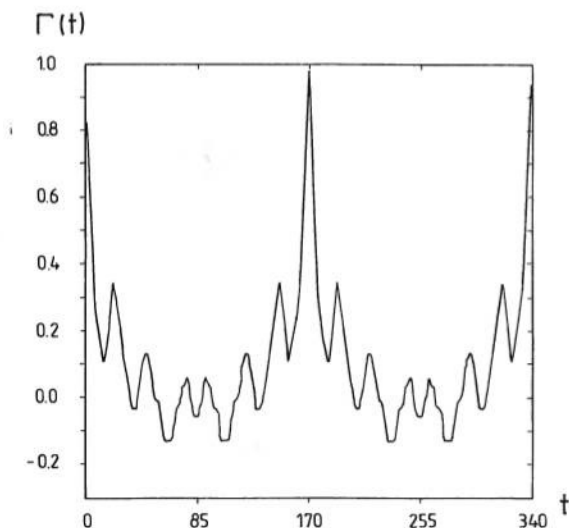
Następnie dla każdego mikrostanu rysować będziemy wykres zależności nadwyżki Γ i entropii na cząstkę s od czasu. Wyniki przedstawiają rys. 2, 3, 4. Wbrew oczekiwaniom $\Gamma(t)$ wcale nie maleje monotonicznie. Co więcej, dywan, nadwyżka i entropia są wielkościami okresowymi!

Pomyślawszy chwilę dojdziemy do wniosku, że tego właśnie należało oczekiwać, bo po $2n$ krokach, bez względu na to czy liczba mazaków jest parzysta czy też nieparzysta, każda kula "odwiedzi" dwukrotnie każdy mazak i odzyska początkowy kolor. Przy okazji zauważymy, że dla układów $n \approx 10^{21}$ kul okres $T = 2n$ jest bardzo długi. Nawet jeśli przyjmiemy, że zmiany położenia kul następują co 10^{-12} s otrzymujemy $T \approx 64$ lata. Tak jest dla naszego bardzo prostego układu. Zatem dla realnych układów nie uda się zaobserwować okresowości.

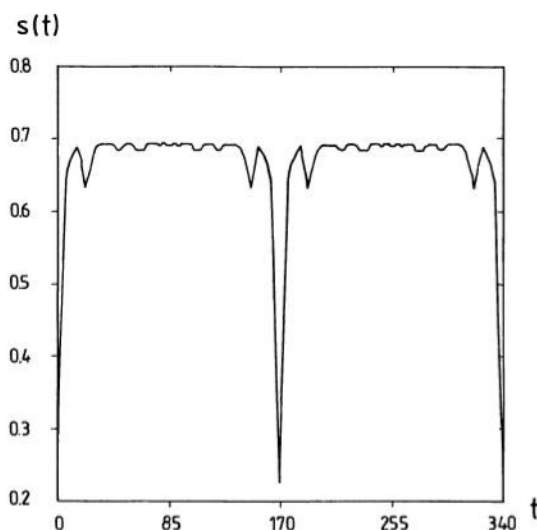
Po niespodziance z okresowym zachowaniem się układu stajemy się nieufni i przyglądamy się staranniejszemu modelowi. Prawa zachowania słuszne są dla każdej konfiguracji mazaków. Podobnie jest z równaniami ruchu. Co więcej w makroskopowych równaniach ruchu nie występuje kierunek obrotu – są one słuszne dla obrotu zgodnego i przeciwnego do ruchu wskazówek zegara. Zatem zgodnie z rozumowaniem przeprowadzonym w par. 6 nadwyżka musi rosnać niezależnie



Rys.2. "Dywan czasoprzestrzenny" dla $n = 170$ kul w obecności $m = 10$ mazaków. Przyjęto, że początkowo wszystkie kule są czarne. Położenia mazaków odpowiadają poziomym kreskom obok rysunku, a ewolucja w czasie przedstawiona jest dla 340 jednostek czasu



Rys.3. Względna nadwyżka kul czarnych nad białymi Γ w zależności od czasu dla dywanu z rys. 2. Ponieważ liczba mazaków jest parzysta, okres T równy jest n ($n = 170$), a nie $2n$



Rys.4. Wykres entropii w zależności od czasu dla dywanu z rys. 2

od stanu początkowego, konfiguracji mazaków i kierunku ruchu kul. Wykonajmy więc pewną liczbę kroków, a potem tę samą liczbę w stronę przeciwną. Wbrew formule przewidującej malenie nadwyżki stwierdzimy, że powróciliśmy do konfiguracji początkowej, tj. do początkowej nadwyżki $\Gamma(0)$ i początkowej entropii na cząstkę $s(0)$.

Jednak znikanie nadwyżki i niemalowanie entropii jest zachowaniem zgodnym ze wszystkimi obserwacjami empirycznymi. Zastanawiając się nad przyczyną zauważonej trudności zwrócimy uwagę na różnicę czasu trwania indywidualnego pomiaru i czasu po którym następuje zmiana stanu cząstki (par. 2). Podczas trwania pomiaru każda cząstka wielokrotnie zmieni swój stan. Dlatego możemy uznać, że w pomiarze wielkości makroskopowych mamy do czynienia z wielkościami uśrednionymi w czasie.

Należy sądzić, że takie uśrednione wielkości będą się zachowywać odpowiednio. Prawdopodobnie każdy inny sposób uśredniania będzie prowadził do poprawnego wyniku. Można np. uśredniać po początkowych rozkładach kolorów kul albo po rozkładach mazaków.

9. Wielkości średnie

Wprowadzimy dwa wygodne pojęcia. Każde dwa ciągi $\{\varepsilon_p\}$ i $\{\eta_p\}$ liczb $\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n$ i η_1, \dots, η_n określają mikrostan, tj. mikroskopowy stan układu (czyli konfigurację mazaków i kolorów kul). Z kolei makrostan zadają liczby $n, \mu, N_b(t), N_c(t)$ i odpowiada mu wiele mikrostanów. Podkreślimy, że w do-

świadczeniach makroskopowych umiemy kontrolować tylko makrostany.

Zgodnie z naszym domysłem z par. 8 przeprowadzając doświadczenia komputerowe nie ograniczymy się do pojedynczego pomiaru. Odpowiadałoby to badaniu jednego mikrostanu zgodnego z makrostanem. W rzeczywistych doświadczeniach z tą samą próbką (tj. wybranym makrostanem) na ogół mamy do czynienia za każdym razem z innym mikrostanem, choć makrostan nie uległ zmianie. Dlatego będziemy powtarzać doświadczenia komputerowe z ustalonymi liczbami n cząstek, m mazaków i początkowymi liczbami kul białych $N_b(0)$ i czarnych $N_c(0)$. Za każdym razem losować będziemy rozmieszczenie m mazaków w n węzłach.

Można także postępować inaczej: zadawać liczby m , n i rozkład mazaków, a losować początkowe rozkłady kolorów kul. Można przekonać się, że obydwie procedury dają takie same wyniki.

Za wynik doświadczenia nad wybranym układem (tj. makrostanem) będziemy uważali średnią, uzyskaną po wykonaniu r pomiarów (tj. nad r różnymi mikrostanami odpowiadającymi temu samemu makrostanowi), czyli dla każdego ustalonego t powinniśmy obliczyć

$$\overline{\Gamma(t)} = \frac{1}{r} [\Gamma_1(t) + \dots + \Gamma_r(t)],$$

$$\overline{s(t)} = \frac{1}{r} [s_1(t) + \dots + s_r(t)] \quad (1 \ll r \gg n).$$

Wprowadzimy oznaczenie

$$S(t) = k_B \overline{s(t)}.$$

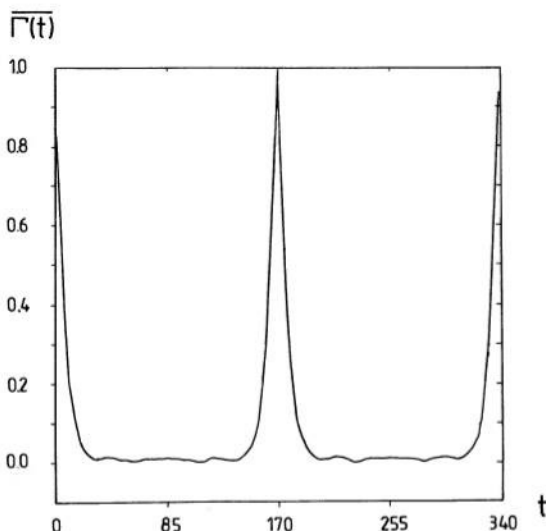
Funkcję $S(t)$ będziemy nazywać entropią termodynamiczną. Jest to wielkość charakteryzująca makrostan układu. Współczynnik $k_B = 1.4 \cdot 10^{-16}$ erg/K, zwany stałą Boltzmanna, został dobrany tak by entropia termodynamiczna pomnożona przez temperaturę miała wymiar energii. Funkcja $S(t)$ pozwala znaleźć związek pomiędzy wielkościami mikroskopowymi (charakteryzującymi mikrostan) z wielkościami makroskopowymi (charakteryzującymi makrostan).

Można też entropię wprowadzić w inny sposób, np.

$$S' = -k_B [\overline{x_b(t)} \ln \overline{x_b(t)} + \overline{x_c(t)} \ln \overline{x_c(t)}].$$

Jest to określenie, w którym występują jedynie wielkości makroskopowe $\overline{N_\alpha(t)}$ ($\overline{x_\alpha} = \overline{N_\alpha}/n$) i właśnie nim będziemy się posługiwać. Entropia charakteryzuje procesy nieodwracalne. Zgodnie z drugą zasadą termodynamiki dla układów odizolowanych od otoczenia możliwe są tylko takie procesy, w których entropia nie maleje. Ponieważ wartość średnia charakteryzuje wyniki zbioru pomiarów wtedy gdy ich średnie odchylenie standardowe jest małe, należy zbadać i tę wielkość, np. dla nadwyżki $\Gamma(t)$

$$\sigma_\Gamma(t) = \sqrt{(\Gamma(t) - \overline{\Gamma(t)})^2}.$$



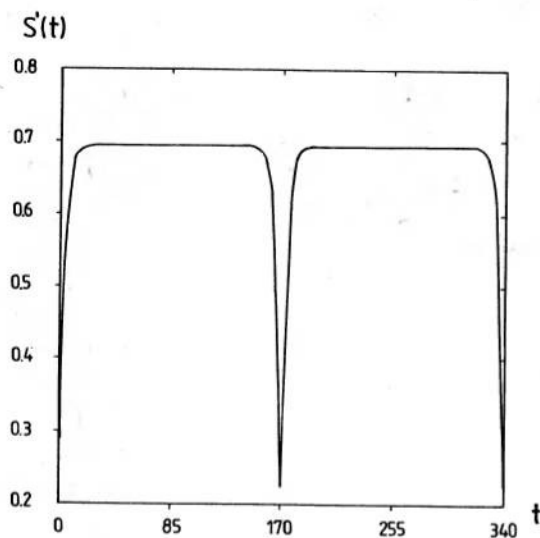
Rys.5. Wykres zależności od czasu nadwyżki $\bar{\Gamma}$ uśrednionej po 500 różnych konfiguracjach mazaków ($n = 170$, $m = 10$, w chwili $t = 0$ wszystkie kule są czarne)

Rysunki 5 i 6 przedstawiają wyniki uśrednienia po konfiguracjach mazaków. Wykresy zależności $\bar{\Gamma}(t)$ i $S'(t)$ od czasu wyglądają inaczej niż odpowiednie krzywe dla ewoluujących mikrostanów. Nadal jednak są okresowe, bo warunki początkowe są takie same. W życiu jest inaczej – umiemy tylko kontrolować warunki początkowe wielkości makroskopowych. Średnie odchylenie standardowe dla dwóch ustalonych wartości czasu $t = 10$ i 20 i różnych liczb kul (n zmienia się od 60 do 500) przedstawia rys. 7 (linie ciągłe). Linia przerywana jest wykresem funkcji $1/\sqrt{n}$, który odpowiada średniemu odchyleniu standardowemu dla n i t spełniających warunki $1 \ll t \ll n$ (patrz par. 10). Niewielką niezgodność wykresów $\sigma_T(t)$ z krzywą $1/\sqrt{n}$ należy przypisać niespełnieniu powyższych warunków.

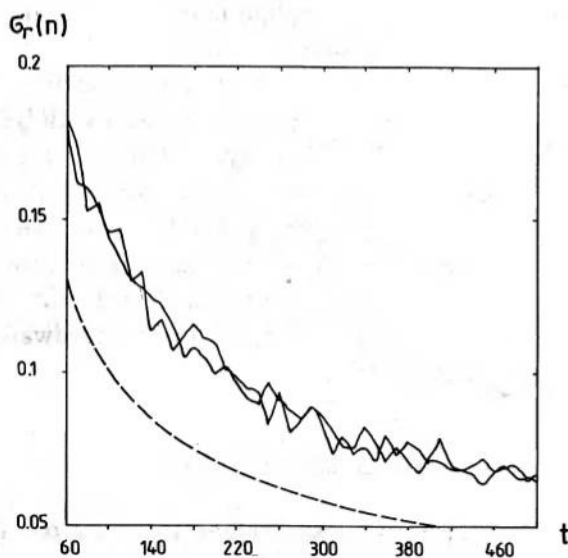
Aby zrozumieć informację zawartą w rys. 5 i 6, przeprowadzić należy szczegółową, mikroskopową analizę modelu.

10. Ścisłe wyniki

Ci co zawodowo zajmują się doświadczeniami komputerowymi kierują się zasadą: "Nie zaczynaj doświadczenia jeżeli nie wiesz jaki powinien być wynik". W przeciwnym przypadku przyjmiesz rezultaty wynikające z błędów w realizacji algorytmów, błędów zaokrąglenia, itp. za poprawne wyniki. Dlatego przedstawimy najważniejsze wyniki ścisłej analizy. Otrzymali je Mark Kac [2] i Max Dresden [6]. Są one słuszne dla wielkości uśrednionych po konfiguracjach mazaków, dużej



Rys.6. Wykres zależności od czasu entropii S' uśrednionej po 300 różnych konfiguracjach mazaków ($n = 170$, $m = 10$, w chwili $t = 0$ wszystkie kule są czarne)



Rys.7. Odchylenie standardowe jako funkcja wielkości układu n dla chwili czasu $t = 10$ i 20 (linie ciągłe). Linia przerywaną zaznaczono wykres funkcji $1/\sqrt{n}$

liczby kul ($n \rightarrow \infty$) i czasów t spełniających znane nam już nierówności

$$1 \ll t \ll n. \quad (\text{tzn. } n \rightarrow \infty)$$

Inaczej mówiąc, $t/n \rightarrow 0$.

Zależność od czasu średniej wartości nadwyżki $\Gamma(t)$ jest zgodna z oczekiwaniami (par. 6)

$$\overline{\Gamma(t)} = (1 - 2\mu)^t - \frac{1}{n} \sum_{p=1}^n \eta_{p-t}(0) = (1 - 2\mu)^t \Gamma(0).$$

Liczby $N_\alpha(M, t)$ ($\alpha = b, c$) można wyrazić przez $\Gamma(t)$

$$N_b(M, t) = \frac{1}{2}m + \frac{n}{4}\Gamma(t) - \frac{n}{4}\Gamma(t+1),$$

$$N_c(M, t) = \frac{1}{2}m - \frac{n}{4}\Gamma(t) - \frac{n}{4}\Gamma(t+1).$$

Uśrednienie po konfiguracjach mazaków prowadzi do znanego wyniku – hipotezy roboczej z par. 6

$$\frac{1}{n} \overline{N_\alpha(M, t)} = \mu \frac{1}{n} N_\alpha(t) \quad (\alpha = b, c).$$

Dla dostatecznie długich czasów (jednak znacznie krótszych od okresu T) uśredniona nadwyżka $\overline{\Gamma(t)}$ maleje, a entropia na cząstkę $S'(t)$ rośnie. Wynika to z następującego wyrażenia dla różnicy $S'(t+1) - S'(t)$, słusznego gdy hipoteza robocza jest poprawna,

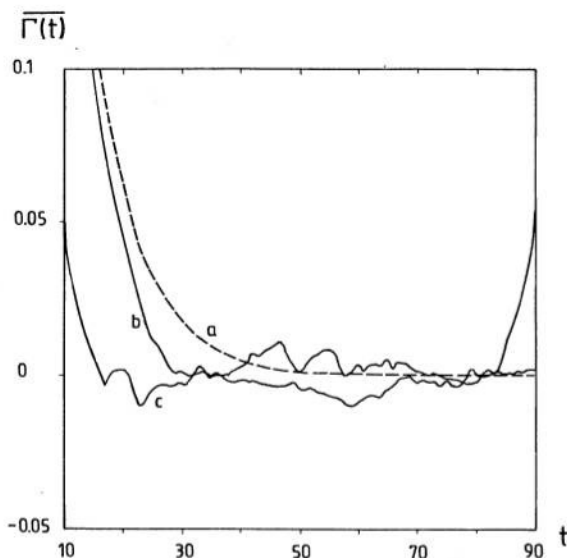
$$S'(t+1) - S'(t) \sim \frac{1}{n} k_B \left[\overline{N_b(t)} - \overline{N_c(t)} \right] \ln \frac{\overline{N_b(t)}}{\overline{N_c(t)}} \\ + \frac{1}{2n} (\mu n)^2 \left[\frac{1}{\overline{N_b(t)}} + \frac{1}{\overline{N_c(t)}} \right] \Gamma^2(t) \geq 0.$$

Obliczenie średniego kwadratowego odchylenia jest trudniejsze. Wynik obliczeń [6] potwierdza nasze oczekiwania : gdy liczba kul n rośnie, $\sigma_\Gamma(t)$ dąży do zera szybciej niż $1/\sqrt{n}$,

$$\sigma_\Gamma(t) \sim \frac{1}{\sqrt{n}} (1 - 2\mu)^t \quad (0 < \mu < 1/2, 0 \ll t \ll n).$$

Zatem dla układów dużej liczby kul średnie standardowe odchylenie jest małe i funkcja $\overline{\Gamma(t)}$ dobrze charakteryzuje stan układu.

Powróćmy do rys. 5 i 6 . Zgodnie z wynikami mikroskopowej teorii stwierdzamy, że dla dostatecznie dużej liczby kul i pewnej różnej od zera koncentracji



Rys.8. Zależność średniej nadwyżki $\overline{\Gamma}$ od czasu dla a) układu nieskończonego ($n \rightarrow \infty$); b) $n = 170$; c) $n = 100$, dla $\mu = 0.06$ oraz $\Gamma(0) \simeq 0.76$

mazaków zawsze można znaleźć odcinek czasu, w którym uśredniona nadwyżka kul zanika monotonicznie, a entropia na jedną cząstkę monotonicznie rośnie. Na osi czasu odcinek ten musi się zaczynać wystarczająco daleko by zanikła pamięć o stanie początkowym i trwać dostatecznie krótko w porównaniu z okresem T . Na rys. 8 przedstawiono wykresy zależności od czasu średniej nadwyżki dla $n = 100$ i 170 (uśrednialiśmy po 500 próbkach). Krzywa przerywana odpowiada zależności $\overline{\Gamma}$ od czasu gdy $0 \ll t \ll n$. Łatwo zauważyć, że w granicach błędu ± 0.02 układ $n = 100$ kul zachowuje się jak układ nieskończony dla $30 < t < 80$, natomiast dla układu $n = 170$ kul zachodzi to w całym badanym zakresie $10 < t < 90$.

Dla realnych układów ograniczenie do czasów małych w porównaniu z okresem T łatwo spełnić. Oprócz tego są one dostatecznie chaotyczne, by pamięć o stanie początkowym trwała bardzo krótko.

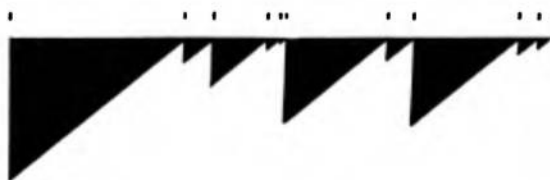
11. Mazaki naruszające symetrię względem odwrócenia kierunku ruchu kul

Dokonajmy modyfikacji modelu Marka Kaca wprowadzając za Coopersmithem [7] mazaki anomalne. Ich działanie jest inne niż "normalnych", bo zmieniają one kolor białych kul, czarne pozostawiając bez zmiany. Zmienną ε odpowiadającą

mazakom anomalnym będziemy oznaczać przy pomocy kreski

$$\bar{\varepsilon}_p = \begin{cases} +1, & \text{jeżeli w } p \text{ nie ma mazaka} \\ +1, & \text{jeżeli w } p \text{ jest mazak anomalny i czarna kula} \\ -1, & \text{jeżeli w } p \text{ jest mazak anomalny i biała kula.} \end{cases}$$

Wykonując parę kroków ewolucji, a potem tyle samo kroków w kierunku przeciwnym przekonamy się, że istnieją konfiguracje, dla których to postępowanie nie prowadzi do stanu początkowego. Na rys. 9 przedstawiamy dywan otrzy-



Rys.9. "Dywan czasoprzestrzenny" dla $n = 170$ kul w przypadku $m = 10$ domieszek anomalnych, których położenia odpowiadają pionowym kreskom nad rysunkiem

many z konfiguracji początkowej tej samej co na rys. 2, ale w obecności mazaków anomalnych. Tym razem funkcje $\Gamma(t)$ i $S(t)$ są nieokresowe.

12. Trochę historii

Model "mazaki i kule na okręgu" został zaproponowany w 1956 r. [8] przez Marka Kaca (1914-1984), wybitnego przedstawiciela Lwowskiej Szkoły Matematycznej, dla badania trudnych i ważnych problemów teorii procesów nierównowagi. Takich modeli jest więcej, lecz ten jest najprostszy i jednocześnie ma wszystkie istotne cechy realnych układów fizycznych. Zmodyfikowane modele Kaca badali M. Dresden [6, 9] (współpracownik M. Kaca w Nowym Jorku), M. Coopersmith [7], G. Mandeville [5] oraz J. Tavernier [10].

Teoria opisująca nierównowagowe własności realnych gazów została sformułowana przez Ludwiga Boltzmanna (1844-1906) i nazywana jest teorią kinetyczną [11]. W latach gdy żył i tworzył Boltzmann molekularna teoria gazów była jeszcze tylko hipotezą roboczą. Dlatego społeczność naukowa traktowała kinetyczną teorię Boltzmanna z rezerwą. W naszych czasach jest to klasyczna teoria mająca wiele zastosowań praktycznych.

Hipoteza robocza z par. 6 ma odpowiednik w teorii rzeczywistych układów zwany hipotezą Boltzmanna o liczbie zderzeń (Stosszahlansatz) [11]. Okresowość własności realnych układów zauważyli E. Zermelo i H. Poincaré (około 1900 r.) [12]. Boltzmann i współcześni mu nie uświadamiali sobie niemechanicznego sensu

założenia o liczbie zderzeń. Na tę stronę teorii Boltzmann zwrócili uwagę Tatiana i Paul Ehrenfestowie w klasycznym artykule opublikowanym w 1910 r. [13]. Monotoniczny wzrost entropii zaobserwowany przez Boltzmann stał w pozornej sprzeczności z obserwacją Zermelo i Poincarégo. Dlatego przyjęto mówić o paradoksie powracalności. Pozorną sprzeczność niezmienniczości równań ruchu cząstek względem odwrócenia kierunku ruchu i monotonicznego wzrostu entropii zamkniętych, powracających do równowagi cząstek zauważył około 1876 r. J. Loschmidt [14].

M. Coopersmith [7] wprowadził anomalne mazaki jako przykład modelu, w którym równania ruchu nie są niezmiennicze względem odwrócenia kierunku ruchu. Starał się on w ten sposób wyjaśnić rolę oddziaływań cząstek elementarnych naruszających tę niezmienniczość równań mechaniki w ewolucji Wszechświata.

Podkreślił jednak – podane wyjaśnienie źródeł nieodwracalności nie jest jedyne. Nieodwracalność wynikać może z nieuniknionego kontaktu z otoczeniem. Ostatnio stwierdzono, że odizolowane układy już kilku cząstek mogą zachowywać się nieodwracalnie. Powodem jest chaotyczność trajektorii oddziałujących cząstek (por. np. [15,16]). Mamy nadzieję przedstawić ten ciekawy problem w innym artykule.

Literatura

- [1] M.I. Kaganow, *Elektrony, fonony, magnony ...*, PWN, Warszawa 1974.
- [2] M. Kac, *Kilka zagadnień stochastycznych fizyki i matematyki*, PWN, Warszawa 1959.
- [3] L. Brillouin, *Nauka a teoria informacji*, PWN, Warszawa 1969.
- [4] A. Dąbrowski, *O teorii informacji*, WSiP, Warszawa 1974.
- [5] M. Coopersmith, G. Mandeville, *J. Stat. Phys.* **10**, 391 (1974); **10**, 405 (1974).
- [6] M. Dresden, w: *Studies in Statistical Mechanics*, t.1, str. 303, red. J. de Boer i G. Uhlenbeck, North-Holland, Amsterdam 1962; M. Dresden, F. Feiock, *J. Stat. Phys.* **4**, 213 (1972).
- [7] M. Coopersmith, *J. Stat. Phys.* **20**, 175 (1979).
- [8] M. Kac, *Bull. R. Soc. Belg.* **42**, 356 (1956).
- [9] M. Dresden, *J. Stat. Phys.* **46**, 829 (1987).
- [10] J. Tavernier, *J. Stat. Phys.* **14**, 101 (1976).
- [11] L. Boltzmann, *Vorlesungen über Gastheorie*, t. 1-2, Barth, Leipzig 1981-1983.
- [12] E. Zermelo, *Ann. Phys.* **57**, 485 (1896), *ibid.* **59**, 797 (1896).

- [13] P. Ehrenfest, T. Ehrenfest, "Begriffliche Grundlagen der statistischen Auffassung in der Mechanik", *Enzykl. der Math. Wiss.* t. IV, cz. 2, rozdz. 2, z. 6 (1911) (tłum. na angielski w : P. Ehrenfest, *Collected scientific papers*, red. M.J. Klein, North Holland, Amsterdam 1959).
- [14] J. Loschmidt, *Wien. Ber.* 73, Abt. 2, 128 (1876).
- [15] J. Ford, *Phys. Today* 36, No. 4 (1983).
- [16] L.P. Kadanoff, *Phys. Today* 36, No. 4 (1983).

ERRATA

W. Królikowski, "Uwagi o sytuacji w teorii cząstek"
 "Postępy Fizyki", 42, 147 (1991), zeszyt 2

			jest	powinno być
str.	150,	wzór (6)	$G...$	G_F
	159 ₁₂		$l_{e,q}$	$r_{l,q}$
	160,	wzór (33)	A^4m	A^2m
	162 ¹²		Σ_i	Σ_i
	163,	wzór (44)	$\Psi_{\eta N}^+$	$\Psi^+_{\eta N}$
	164 ³		4 możliwe wersje	3 możliwe wersje

Autora i Czytelników za powyższe błędy bardzo przepraszamy.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Pierwsze Krajowe Sympozjum Użytkowników
Promieniowania Synchrotronowego

W dniach 11 i 12 lutego 1991 r. odbyło się w Krakowie Pierwsze Krajowe Sympozjum Użytkowników Promieniowania Synchrotronowego (PS). Spotkanie to zostało zorganizowane przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego oraz Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Sympozjum odbyło się w pięknie odremontowanym Kolegium Polonijnym im. Kazimierza Pułaskiego Uniwersytetu Jagiellońskiego. Celem jego było przedstawienie dotychczasowego dorobku naukowego i doświadczeń badawczych polskich użytkowników PS, jak również stopnia wzrostu zainteresowania w Polsce tego rodzaju badaniami.

W pierwszym liście organizatorów informującym o planowanym sympozjum, rozsyłanym do ponad 60 osób z różnych ośrodków naukowych, zamieszczone były pytania miniankiety dotyczące m.in. wykazu publikacji własnych dotyczących badań z zastosowaniem promieniowania synchrotronowego. Na ankietę odpowiedziały 34 osoby. Od 15 osób otrzymano wykazy publikacji zawierających od 1 do 44 pozycji, łącznie 130 publikacji. W Europie pracuje obecnie 12 źródeł promieniowania synchrotronowego. Polska nie posiada oficjalnie dostępu do żadnego z tych źródeł. Wszystkie prace zostały jednak wykonane tam dzięki osobistym kontaktom polskich naukowców z kolegami z ośrodków mających dostęp do źródła PS. Dwa nowe źródła, europejskie w Grenoble i włoskie w Trieście, zostaną uruchomione do 1994. W czasie sympozjum wygłoszono 17 komunikatów z prac własnych oraz 5 komunikatów informujących o działających i budowanych w Europie źródłach PS. Wykład wprowadzający pt. "Promieniowanie synchrotronowe i jego zastosowanie w fizyce i innych naukach przyrodniczych" wygłosił prof. J. Auleytner. Przedstawione prace obejmowały szeroki wachlarz tematów: wykorzystanie PS w badaniach dyfrakcyjnych monokryształów i polikryształów, badaniach topograficznych, spektroskopowych oraz mikroanalizie fluorescencyjnej. Rodzaj materiałów badanych za pomocą PS był bardzo różny, od komórek nerkowych pacjentów ze schorzeniami nowotworowymi, poprzez określanie stopnia mineralizacji kości, do związków półprzewodnikowych $A_{II}B_{VI}$ i prostych metali. Bardzo interesujący był również wykład dra H. Fiedorowicza z Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy na temat plazmowych źródeł promieniowania rentgenowskiego, które w pewnych warunkach (przy bardzo krótkich czasach ekspozycji 1 ps) mogą konkurować z źródłem PS.

Ogółem, w symposium wzięło udział 45 naukowców. Wszyscy oni byli przekonani co do konieczności zorganizowania krajowej szkoły dla użytkowników PS z udziałem wykładowców z zagranicy oraz wspólnych, wędrujących seminariów w celu propagowania wiedzy na temat PS i możliwości badawczych związanych z jego wykorzystaniem.

Krystyna Ławniczak-Jabłońska
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

RECENZJE

Stanisław Przystalski: **Fizyka z elementami biofizyki i agrofizyki**, wyd. II poprawione i uzupełnione, PWN, Warszawa 1989, s. 423.

Problem nauczania fizyki w wyższych szkołach rolniczych i rolniczo-technicznych ma podstawowe znaczenie dla tworzenia właściwego modelu absolwenta tych uczelni. Współczesne metody działań edukacyjnych są dość bogate, ciągle jednak głównym środkiem przyswajania wiedzy jest podręcznik i jest to prawidłowość dotycząca właściwie wszystkich nauczanych dyscyplin.

Pojawienie się dobrego podręcznika jest rzadkie i pożądane. Zwykle powstaje on w wyniku wieloletniego doświadczenia naukowego i dydaktycznego, zawiera własne koncepcje autora, a jego wydanie poprzedzają opracowania skrypcowe. W taki sposób powstał podręcznik akademicki S. Przystalskiego (PWN, Warszawa 1989), który stanowi już wydanie drugie, poprawione i uzupełnione w stosunku do wydania z r. 1977. Jest to opracowanie, które można zaliczyć w piśmiennictwie polskim do tzw. "nowej fali" w grupie podręczników fizyki ogólnej, przeznaczonych dla pierwszych lat studiów wyższych kierunków innych niż fizyka. Podręczniki z tej grupy muszą być atrakcyjne dla osób, których głównym zainteresowaniem nie jest fizyka, biofizyka czy agrofizyka, a równocześnie muszą zawierać przystępną syntezę ogromnego materiału zintegrowanego w logiczną całość, użyteczną dla przyszłego absolwenta uczelni rolniczych.

W ocenianym podręczniku fizyki, w sposób naturalny wbudowano treści z zakresu biofizyki i agrofizyki, nadając im często charakter przykładów objaśniania otaczającej nas rzeczywistości, opartego na obiektywnych prawach fizyki. Autor odstąpił od tradycyjnego podziału fizyki oraz od oddzielania fizyki klasycznej od tzw. współczesnej, na rzecz logicznego układu odpowiednio dobranych treści, podporządkowanego użyteczności dydaktycznej i przystępności dla studentów.

Podręcznik rozpoczyna rozdział zatytułowany "Wiadomości wprowadzające", w którym zawarto: wiadomości ogólne o fizyce, biofizyce i agrofizyce, omówienie podstawowych pojęć i wielkości fizycznych, elementów rachunku wektorowego, różniczkowego i całkowego.

W rozdziale II omówiono podstawowe zjawiska, prawa i zasady zachowania, rodzaje sił, energii i zjawisk falowych. W kolejnym, III rozdziale przedstawiono dość obszernie fizyczne podstawy budowy materii – poczynając od cząstek elementarnych, budowy atomu i cząsteczek, poprzez ciała gazowe, ciekłe i stałe, aż do układów najbardziej skomplikowanych, tj. komórek żywych.

W rozdziale IV w sposób zwięzły i wybiórczy omówiono problematykę przemian energetycznych, a więc zasady termodynamiki, równowagę termodynamiczną, procesy nieodwracalne oraz podstawy teorii informacji. W ostatnim rozdziale zatytułowanym

"Kinetyka" opisano zjawiska transportu masy i energii oraz propagacji impulsów elektrycznych w różnych środowiskach.

W podręczniku zostały podkreślone te problemy fizyczne, które mają szczególne znaczenie dla rolnictwa, biologii i medycyny. Występują one albo w postaci bloków tematycznych albo przykładów i należą do nich m.in. zagadnienia z zakresu biofizyki molekularnej, błon biologicznych, impulsu nerwowego, wpływu różnych czynników na organizmy żywe, chemodynamiki, ruchu wody, gazów i ciepła w glebach, transportu wody w roślinach. W kontekście tych zagadnień objaśniono również zasady działania różnorodnych urządzeń stosowanych w badaniach i w praktyce w zakresie omawianych dziedzin.

Każdy rozdział kończy się zestawem zadań i pytań sprawdzających zrozumienie zamieszczonych w nich treści. Łącznie, cały podręcznik został wydrukowany na 423 str. (tj. o około 130 str. mniej aniżeli w wydaniu pierwszym) i obejmuje 325 starannie opisanych i wnikliwie przemyślanych rysunków, z których ostatni jakby symbolicznie ilustruje mechanizm powstawania i propagacji impulsów nerwowych. Autor przyjął – spopularyzowaną przez R.P. Feynmana – konwencję przytaczania rysunków możliwie najprostszymi. Panuje przeświadczenie, że jest to istotny element ułatwiający studentom tworzenie pomocniczych modeli myślowych i tym samym percepcję nauczanych treści.

Szkoda, że w omawianym wznowionym wydaniu odstąpiono od podawania rysunków kolorowych, podkreślania "tłustym" drukiem i kolorowym opisem na marginesie ważniejszych fragmentów treści – praw i zasad – i wreszcie twardej płóciennej oprawy podręcznika, tak jak to było w wydaniu pierwszym. Są to jednak drobne niedociągnięcia, podyktowane prawdopodobnie chęcią obniżenia ceny podręcznika; wydanie jest bowiem staranne, druk dobrze czytelny a format książki wygodny.

Wracając do merytorycznej oceny, wydaje się, że Autorowi udało się stworzyć podręcznik optymalny, bardzo rzeczowy, o właściwych proporcjach opisów matematycznych i pojęciowych. Posługując się bardzo oszczędnie słowem, uniknął pułapki zbędnych uogólnień ale również ujęć zbyt syntetycznych. Omawiane zjawiska i prawa Autor ilustruje starannie dobranymi przykładami, uwzględniając przy tym możliwości odbiorców i stopień ich przygotowania.

Reasumując, logika układu treści, jej ścisłość i konsekwencja, bardzo dobry dobór materiału faktycznego i ilustracyjnego, czynią ten podręcznik wartościowym, charakteryzującym się dużymi walorami dydaktycznymi. Potwierdzeniem tego jest fakt, iż podręcznik ten zyskał znacznie większy zakres oddziaływania, aniżeli to pierwotnie Autor zakładał i obecnie ma rangę dobrego podręcznika podstawowego w uczelniach rolniczych i rolniczo-technicznych a także podstawowego lub uzupełniającego, polecanego studentom wybranych kierunków kształcenia w uniwersytetach, akademiach medycznych, wyższych szkołach pedagogicznych i technicznych.

Edward Śpiewła

Wydział Zarządzania i Podstaw
Techniki
Politechnika Lubelska

K R O N I K A

PTF

Zarząd Główny

Walne Zebranie delegatów oddziałów PTF odbyło się 24 września 1991 w Poznaniu. Dokonano wyboru Zarządu Głównego na kadencję 1991-93. Prezesem Towarzystwa został wybrany Stefan Pokorski (Warszawa). Nowy Zarząd Główny ukonstytuował się jak następuje: wiceprezesa - Jerzy Niewodniczański (Kraków) i Tadeusz Skaliński (Warszawa); sekretarz generalny - Zygmunt Ajduk (Warszawa); skarbnik - Lucjan Zemło (Warszawa); członkowie i zastępcy członków - Zofia Gołąb-Meyer (Kraków), Stanisław Hoffmann (Poznań), Bożena Moldenhawer (Poznań), Ireneusz Strzałkowski (Warszawa), Jerzy Wdowczyk (Łódź), Cecylia Wesołowska (Wrocław), Maria Zaborowska-Kuśmierk (Warszawa).

Sekcja nauczycielska Oddziału Krakowskiego

Oddział Krakowski PTF zdobył nowych 30 członków - nauczycieli, którzy utworzyli Sekcję Nauczycielską Oddziału. Zebranie założycielskie odbyło się 9 października 1991. Wybrano Zarząd Sekcji: Krystyna Krzyk - przewodnicząca, Maria Jędras - skarbniczka, Zofia Gołąb-Meyer - łączniczka z resztą Oddziału, z IF UJ i z biuletynem *Foton*, Alina Mikos - redakcja *Fotonu*, Władysław Gorgon - redakcja *Fotonu* (dział astronomii), Henryk Szaleniec - łącznik z Woj. Ośrodkiem Metodycznym.

Zebrania Sekcji odbywają się co miesiąc (przy czym co drugie spotkanie z uczniami, obejmujące wykład i pokazy).

Planuje się także urządzić w sierpniu 1992 spotkanie z japońskimi nauczycielami fizyki (3-4 dni) dla wymiany poglądów na nowe programy szkolne.

Rozpoczęto wydawanie miesięcznego biuletynu *Foton* zawierającego informacje o konwersatoriach Oddziału Krakowskiego PTF, seminariach, spotkaniach środowiskowych, nowych książkach itp. oraz listy i uwagi nauczycieli, a także rubrykę "interesujące wypowiedzi dzieci".

Zofia Gołąb-Meyer

Międzynarodowa Unia Towarzystw Badań Materiałowych

Powstała nowa ogólnoswiatowa organizacja - Międzynarodowa Unia Towarzystw Badań Materiałowych (International Union of Materials Research Societies - IUMRS).

Na zebraniu organizacyjnym IUMRS byli obecni delegaci organizacji skupiających badaczy materiałów z Australii, Brazylii, dwóch państw chińskich, Francji, Indii, Japonii, Korei, Meksyku, Niemiec, Wielkiej Brytanii, Włoch, USA i ZSRR.

Prezesem IUMRS jest R.P.H. Chang (Northwestern Univ., USA), wiceprezesem Paul Siffert (CRN, Francja) a sekretarzem Rod Ewing (Univ. of New Mexico, USA).

Unia materiałoznawców ma pełnić podobną rolę jak IUPAP i zamierza przystąpić do Międzynarodowej Rady Unii Naukowych (ICSU).

MRS Bull. 16, No 2 (1991)

B. W.

Nowi obserwatorzy w CERN-ie

Rada CERN-u w czerwcu 1991 przyznała status obserwatora dwom państwom: ZSRR i Izraelowi. Przypomnijmy, że obserwatorami w CERN-ie są również Jugosławia i Turcja.

Status obserwatora uprawnia do udziału w zebraniach Rady CERN-u (bez prawa głosu) i do otrzymywania oficjalnych dokumentów organizacji.

CERN Courier 31, No 7 (1991) B. W.

Nagroda EPS za fizykę cząstek

Oddział Fizyki Wysokiej Energii i Cząstek Elementarnych Europejskiego Towarzystwa Fizycznego przyznał w 1991 r. nagrodę Nicolowi Cabibbo za "podstawowy wkład do teorii oddziaływania słabego, co prowadzi do idei mieszania kwarków".

Cabibbo jest dyrektorem Narodowego Instytutu Fizyki Jądrowej w Rzymie.

Europhys. News 22, No 7 (1991) B. W.

ITER

Przedstawiciele Wspólnoty Europejskiej, Stanów Zjednoczonych, ZSRR i Japonii doszli do porozumienia w sprawie dalszych działań w kierunku zbudowania międzynarodowego reaktora termojądrowego (International Thermonuclear Experimental Reactor - ITER). Plan przewiduje działanie trzech międzynarodowych centrów projektowych współpracujących ze sobą.

W myśl uzgodnionych propozycji, trzy zespoły projektujące będą umiejscowione: 1) w Garching (Niemcy), 2) w Naka (Japonia) i 3) w San Diego (USA). W każdym zespole będzie pracować ok. 70 naukowców i inżynierów. W Garching pracuje obecnie zespół projektujący następny torus europejski (Next European Torus - NET). Użytkane tam wyniki będą głównym wkładem Wspólnoty Europejskiej do ITER.

Projektowanie ITER odbywać się będzie w trzech zasadniczych grupach problemowych: naczynie wewnętrzne (sam tokamak), naczynie zewnętrzne (kriogenika i oprzyrządowanie), połączenie części.

Dyrektorem całego przedsięwzięcia ma być Europejczyk, który będzie rezydował w San Diego. Nad projektem będzie miała nadzór Rada ITER z siedzibą w Moskwie i przewodniczącym z ZSRR i wiceprzewodniczącym z Japonii. Rada będzie miała Komitet Doradczy, któremu ma przewodniczyć Amerykanin.

Uzgodniono, że tokamak ma mieć promień 6 m, a więc 2 razy większy niż JET (Joint European Torus) w Culham w Anglii.

Phys. World 4, No 8 (1991) B. W.

Dwieście lat od urodzenia Faradaya

Michael Faraday urodził się 22 września 1791 na przedmieściu Londynu. Nie odbywał żadnych formalnych studiów, nie uczęszczał do żadnej szkoły średniej ani wyższej. Wiedzę zdobywał słuchając odczytów, studiując książki a także jako laborant i asystent Sir Humphreya Davy'ego w Royal Institution. Później sam tam został profesorem (chemii). Był członkiem Towarzystwa Królewskiego w Londynie. Za najbardziej doniosłe z jego odkryć uważane jest odkrycie indukcji elektromagnetycznej. W 1820 r. fizyk duński Hans Christian Oersted stwierdził, że w otoczeniu przewodnika, w którym płynie stały prąd, powstaje pole magnetyczne. Zaczęto poszukiwać zjawiska odwrotnego, czyli prądu elektrycznego w przewodniku umieszczonym w polu magnetycznym. Jednak wyniki były negatywne. Dopiero pod datą 29 sierpnia 1831 możemy znaleźć w dzienniku laboratoryjnym Faradaya taki zapis: "Dośw. nad wytwarzaniem elektryczności z magnetyzmu itd.

Wykonałem pierścień żelazny (z miękkiego żelaza) okrągły, 7/8 cala grubości, o zewnętrznej średnicy 6 cali. Nawinałem na jednej połowie wiele zwojów drutu miedzianego, zwoje odizolowane były od siebie sznurkiem i perkalem. Były tam 3 kawałki drutu, każdy o długości około 24 stopy, można je było łączyć lub używać oddzielnie. Sprawdziłem przy użyciu baterii, że każdy z kawałków był odizolowany od drugiego. Tę część przewodnika nazwę A. Po drugiej stronie w pewnym odstępnie nawinięty był drut z dwóch kawałków, o łącznej długości około 60 stóp, kierunek nawinięcia taki jak w poprzednich zwojach. Tę część nazwę B. Naładowałem baterię z dziesięciu par płyt. Połączyłem zwoje po stronie B w jedną cewkę i połączyłem jej końce drutem miedzianym, który w odległości 3 stóp od pierścienia przechodził tuż ponad igłą magnetyczną. Potem połączyłem końce jednego z odcinków po stronie A z baterią, natychmiast widoczny wpływ na igłę. Oscylowała i powróciła w końcu do pierwotnego położenia. Przy przerwaniu połączenia strony A z baterią znów zaburzenia igły.”

Następnie Faraday wykonał szereg dalszych, doskonale pomyślanych, doświadczeń i na podstawie otrzymanych wyników sformułował prawo, w myśl którego w obwodzie mogącym przewodzić, prąd elektryczny powstaje kiedy strumień magnetyczny objęty tym obwodem zmienia się w czasie.

Wśród wielu znaczących odkryć Faradaya wymienić należy przede wszystkim odkrycie praw elektrolizy, zjawisk magnetooptycznych, diamagnetyzmu, odkrycie benzenu, skroplenie chloru i paru innych gazów.

Faraday zdawał sobie sprawę, że zjawiska elektromagnetyczne mogą znaleźć zastosowania praktyczne i stać się zarodkiem wielkiej gałęzi techniki. Zapytany jaki jest pożytek z jego prac, odpowiedział: ”a jaki jest

pożytek z niemowlęcia ?”.

Faraday był też utalentowanym popularyzatorem nauki. Jego odczyty popularne cieszyły się wielkim powodzeniem. W 1826 r. zainicjował cykl pogadanek dla dzieci w okresie Bożego Narodzenia. Na podstawie notatek (sporządzonych przez młodego wówczas Williama Crookesa) z jednego z takich cykli powstała książka, która przetłumaczona na język polski przez Marię i Stanisława Kalinowskich ma tytuł *Dzieje Świacy*. Może ona służyć jako wzór popularnego wykładu interesującego i dostępnego dla szerokiego grona słuchaczy.

Hermann Helmholtz, który w 1853 r. podróżował po Europie, tak scharakteryzował Faradaya w liście do swojej żony: ”Jest on prosty, uprzejmy i skromny, jak dziecko; takiego chwytającego za serce sposobu zachowania się nie widziałem nigdy u żadnego człowieka. Poza tym był nadzwyczaj uprzedzający. Pokazywał mi wszystko, co było do zobaczenia. Było tego jednak niewiele, gdyż, jak się zdaje, kilka starych kawałków drewna, drutu i żelaza wystarcza mu do największych odkryć.”

Faraday zmarł 30 sierpnia 1867.

B. W.

Nagroda Gentnera i Kastlera

Nagrodę Gentnera i Kastlera za rok 1991 otrzymał Jörg Peter Kotthaus (Uniw. w Monachium) za prace z optyki układów skwantowanych w płaszczyźnie.

Kotthaus (ur. 1944) studiował na Uniwersytecie w Bonn i na Politechnice w Monachium. Doktoryzował się na Uniwersytecie Kalifornijskim w Santa Barbara. W latach 1979–89 był profesorem Uniwersytetu w Hamburgu, od 1989 jest profesorem fizyki doświadczalnej i doświadczalnej fizyki półprzewodników w Uniwersytecie Ludwika Maksymiliana w Monachium.

Działalność naukową zaczął od badań zjawisk powierzchniowych w półprzewodnikach. Szczególnie cenny jest jego wkład w dziedzinę dynamicznego oddziaływania dwuwymiarowych układów elektronowych z fononami optycznymi i akustycznymi. W ostatnich latach zajmował się, wraz z kierowaną przez siebie grupą, układami zero-wymiarowymi zawierającymi supersieci lateralne. Jako jednemu z pierwszych udało mu się wytworzyć tzw. druty kwantowe i kropki kwantowe. Badał je stosując różne metody optyczne i pomiary transportu.

Nagroda Gentnera i Kastlera została ustanowiona w 1986 r. dla upamiętnienia dwóch wybitnych fizyków: Niemca Wolfganga Gentnera i Francuza Alfreda Kastlera. Przyznają ją wspólnie Niemieckie Towarzystwo Fizyczne i Francuskie Towarzystwo Fizyczne.

Phys. Bl. 47, No 6 (1991)

B. W.

Physics for Industry — Industry for Physics

W dniach 17–19 września 1991 odbyła się w Krakowie konferencja "Physics for Industry — Industry for Physics". Konferencja została zorganizowana na Wydziale Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej, a sponsorowana była przez European Physical Society oraz Polskie Towarzystwo Fizyczne. Konferencję otworzył i brał w niej aktywny udział prezes EPS prof. M. Jacob.

W konferencji wzięło udział 150 osób, w tym sześćdziesięciu przedstawicieli fizyki lub przemysłu z zagranicy. Byli mianowicie uczestnicy z Anglii, Belgii, Białorusi, Czechosłowacji, Francji, Holandii, Izraela, Niemiec, Portugalii, Rosji, Szwajcarii, Szwecji, Turcji, Ukrainy, Węgier i Włoch.

W czasie Konferencji ogłoszono 12 referatów plenarnych, przy czym na prelegentów proszeni byli wybitni specjaliści eu-

ropejscy. W referatach plenarnych przedstawiono rozliczne problemy istotne dla kontaktu fizyki z przemysłem. I tak np.: omawiano zagadnienia współczesnej mikroelektroniki i roli fizyków w jej rozwiązaniach; przedstawiono perspektywy nowych zastosowań cienkich warstw oraz możliwości zastosowań nieliniowej optyki; podawano liczne przykłady zadań istotnych dla przemysłu podejmowanych przez fizyków. Bardzo interesujące były referaty na temat nowych materiałów, np. przewodzących polimerów czy pewnych materiałów i ich własności w silnych polach magnetycznych, czy wreszcie na temat układów ciężko-fermionowych; również pouczające były przykłady rozwoju współczesnych technologii przy konstrukcji wielkich urządzeń fizycznych. Przeprowadzona ogólna dyskusja wykazała potrzebę wymiany myśli w ramach organizowanych konferencji.

W czasie konferencji przedstawiono 100 plakatów, a za najciekawsze przyznano sześć nagród w postaci pięknie ilustrowanych książek *Poland*. Przedstawiane plakaty obejmowały zagadnienia dotyczące nowych materiałów, oryginalnych konstrukcji i rozwiązań technologicznych.

Częścią integralną konferencji była duża wystawa aparatury badawczej. Wzięło w niej udział 14 firm zagranicznych oraz parę polskich instytutów naukowych. Z ważniejszych firm wymieńmy: Philips, Comef, Instron, Zeiss, Tesla, Struers, Metrimpex, Uniexport. Wystawę zwiedziło wielu naukowców i to nie tylko z uczelni krakowskich. Ze względu na atrakcyjność wystawy nauczyciele organizowali nawet wycieczki dla uczniów szkół średnich.

Dodajmy, że dla uczestników konferencji oraz wystawy zorganizowano w ramach konferencji zwiedzanie Wawelu oraz Kopalni Soli w Wieliczce.

W czasie Konferencji odbyło się półdniowe spotkanie Active Committee of Applied Physics and Physics in Industry of

EPS oraz również w AGH 20-go września jednodniowe spotkanie Associate Members, gromadzące wybitnych przemysłowców zagranicznych. W części roboczej tego spotkania wygłoszono między innymi dwa referaty, przedstawiające sytuację przemysłu polskiego (prof. S. Porowski i dr T. Syryjczyk) i jego możliwości współpracy z kapitałem zagranicznym. W obu wspomnianych spotkaniach uczestniczył jako przewodniczący prezes EPS.

Z nadchodzących listów z podziękowaniami można wnosić, że konferencja była udaną imprezą.

Andrzej Oleś

XXII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

XXI Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbyła się w Hawanie na Kubie w dniach 30 czerwca — 9 lipca 1991 r. Wzięło w niej udział 31 państw: Australia, Austria, Belgia, Bułgaria, Chiny, Cypr, Czechosłowacja, Finlandia, Grecja, Hiszpania, Holandia, Iran, Islandia, Jugosławia, Kanada, Kolumbia, Kuba, Norwegia, Polska, RFN, Rumunia, Singapur, Surinam, Stany Zjednoczone, Szwecja, Tajlandia, Turcja, Węgry, Wielka Brytania, Włochy i Związek Radziecki. Obecny był również obserwator z Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, a zarazem opiekun delegacji szwedzkiej, dr Lars Gislen a także obserwator z UNESCO, którym był p. Rafael E. Ferreyra (Argentyna).

Zgodnie z regulaminem każdy kraj uczestniczący w zawodach mógł przysłać pięciu zawodników (zawodniczek) oraz dwóch opiekunów. Polskę reprezentowali zwycięzcy XXXIX Olimpiady Fizycznej, którzy w zawodach krajowych zajęli miejsca od I do V: Michał Rams (Kraków, klasa IV); Leszek Motyka (Kraków, klasa IV); Jacek

Pliszka (Łomża, klasa III); Kacper Sokółowski (Łódź, klasa III); Olgierd Cybulski (Koszalin, klasa IV).

Opiekunami naszej delegacji byli członkowie Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej: dr Waldemar Gorzkowski (sekretarz Międzynarodowych Olimpiad Fizycznych) — kierownik delegacji oraz kol. Piotr Kossacki - opiekun pedagogiczny. W bieżącym roku Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna po raz pierwszy odbywała się poza Europą. Jest to niewątpliwie zjawisko dobrze świadczące o rozwoju tej wielce pożytecznej imprezy. Niemniej jednak wiele krajów europejskich miało poważne problemy z pokryciem kosztów podróży (koszt pobytu oraz koszt zawodów pokrywają organizatorzy). Trudności te nie ominęły i nas. W wyniku znanych trudności finansowych oświaty Komitet Główny otrzymał z Ministerstwa Edukacji Narodowej około 60% kwoty niezbędnej na zakup biletów (zwykle otrzymywaliśmy 100%). Sytuację dodatkowo pogorszyła dewaluacja złotego, która nastąpiła tuż przed zakupem biletów, w wyniku czego cena biletów wzrosła o około 16%. Niemiłym też zaskoczeniem było nieudzielenie nam ulgi przez linie lotnicze.

W związku z powyższym Komitet Główny wystąpił o wsparcie finansowe do kilkunastu znanych instytucji. Pozytywnie odpowiedziała na nasz apel tylko Fundacja im. Stefana Batorego oraz PKO — Bank Państwowy. Poza tym szkoła, w której uczył się Olgierd Cybulski (Zespół Szkół Ogólnokształcących im. St. Dubois), a zwłaszcza jego nauczyciel fizyki (mgr Stefan Turowski), wykazali dużą inicjatywę i zebrali we własnym zakresie kwotę prawie równą cenie jednego biletu lotniczego do Hawany i z powrotem.

Wymienionym wyżej instytucjom, a także wszystkim osobom, które przyczyniły się do rozwiązania naszych problemów finansowych składam niniejszym bardzo ser-

deczne podziękowanie w imieniu organizatorów wyjazdu oraz w imieniu zawodników.

Zwykle przed zawodami Komitet Główny organizował obóz przygotowawczy, który z reguły odbywał się w I Pracowni Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. W tym roku na obóz nie starczyło pieniędzy. Zamiast tego drużyna nasza wyjechała na trzydniowe zawody z fizyki w Nitrze (CSRF). Uczestniczyły w nich CSRF, Polska i Węgry. Zawody te były zorganizowane przez Czechosłowację i udział w nich nie nas nie kosztował (jedyne koszty, jakie musieliśmy ponieść to ok. 1,5 mln zł na bilety kolejowe, co stanowiło około 8% przewidywanych kosztów obozu przygotowawczego). Udział w tych zawodach to jednak nie to samo co dwa tygodnie intensywnego treningu zarówno w teorii jak i w eksperymencie. Można więc powiedzieć, że w tym roku zawodnicy w przygotowaniu się do zawodów olimpijskich byli zdani sami na siebie.

W czasie zawodów w Hawanie uczniowie otrzymali do rozwiązania trzy zadania teoretyczne (jednego dnia) oraz jedno zadanie doświadczalne (dwa dni później).

Warto podkreślić, że zadania konkursowe były bardzo dobre i dobrze przygotowane. To samo dotyczy sposobu przygotowania rozwiązań oraz proponowanego przez organizatorów sposobu punktacji rozwiązań. Organizacja Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej jest przedsięwzięciem bardzo trudnym. Niemniej jednak organizatorzy wywiązali się ze wszystkich obowiązków znakomicie, chociaż z pewnością kosztowało ich to ogromnie dużo pracy, zwłaszcza że Kuba boryka się teraz z bardzo dużymi trudnościami gospodarczymi.

Rozwiązania, jak zwykle, były sprawdzane przez organizatorów zawodów z pomocą własnych tłumaczy. Praca ta została wykonana bardzo dobrze. Reklamacji było mało. Wiązały się one przede wszystkim z różnego rodzaju subtelnościami języko-

wymi i zostały bez trudu powyjaśniane podczas omawiania rozwiązań uczniowskich z opiekunami poszczególnych delegacji.

Mimo opisanych poprzednio trudności zawodnicy nasi wypadli dobrze. Zdobyli oni jeden medal srebrny (Leszek Motyka), dwa brązowe (Michał Rams i Olgierd Cybulski) oraz jedno wyróżnienie (Kacper Sokółowski). Zdobyte z trudem pieniądze nie poszły więc na marne. Warto tu dodać, że po dniu teoretycznym Leszek Motyka był w ścisłej czołówce i gdyby nie słabszy wynik w dniu doświadczalnym, to byłby wśród złotych medalistów, zaś Olgierd Cybulski był bardzo bliski zdobycia nagrody specjalnej za zadanie doświadczalne.

Najlepszy wynik (48.20 punktu na 50 możliwych) osiągnął Timur Choutenko ze Związku Radzieckiego, zdobywając tym samym tytuł absolutnego zwycięzcy XXII Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej. Zgodnie z regulaminem w tym roku przyznano 13 pierwszych nagród (złote medale), 10 drugich nagród (srebrne medale), 31 trzecich nagród (brązowe medale) i 21 wyróżnień. Ponadto przyznano 4 nagrody specjalne: za najlepszy wynik łączny, za najlepszy wynik w dniu teoretycznym, za najoryginalniejsze rozwiązanie zadania doświadczalnego oraz za najbardziej zrównoważone wyniki w teorii i doświadczeniu (nagroda EPS).

Klasyfikacji drużynowej na zawodach MOF nie prowadzi się. Statut mówi, że zawody są konkursem indywidualnym i nie precyzuje sposobu określania wyniku drużynowego. Niemniej jednak nie ulega wątpliwości, że w tym roku najlepsza była drużyna chińska, której wszyscy zawodnicy zdobyli złote medale. O dwa złote medale mniej miała drużyna radziecka. Uwzględniając szybkie postępy drużyny chińskiej, która do zawodów MOF przystąpiła niedawno, oraz zazwyczaj bardzo dobrą pozycję zawodników

radzieckich, w najbliższych latach należy się spodziewać ostrego współzawodnictwa radziecko-chińskiego. Zapewne wpłynie to na zwiększenie zainteresowania tą imprezą w świecie. Jeżeli chodzi o ocenę występu naszej drużyny, to można powiedzieć, że niezależnie od sposobu liczenia wyniku zespołowego, zespół nasz zajmuje pozycję sporo powyżej średniej.

Przy okazji sukcesu drużyny chińskiej nie od rzeczy jest wspomnieć, że jedną z podstawowych książek używanych przez drużynę chińską podczas przygotowań do zawodów międzynarodowych jest chińskie tłumaczenie zbioru zadań z ...polskich olimpiad fizycznych. Oczywiście nie to jest jednak podstawą ich sukcesu. Sukces młodych Chińczyków to przede wszystkim wynik ich rzetelnej i cierplivej pracy przy pełnym wykorzystaniu stwarzanych im przez państwo szczególnych warunków do nauki.

Zgodnie z poprawką wprowadzoną do Statutu w roku ubiegłym, dyplomy pamiątkowe otrzymali też nauczyciele zawodników. W przypadku drużyny polskiej są to (w kolejności odpowiadającej kolejności uczniów) magistrowie: Tomasz Turek, Marek Cygan, Wanda Jankowska, Stefania Łakomicka, Stefan Turowski.

Jak zazwyczaj, przy okazji zawodów Komisja Międzynarodowa rozpatrywała szereg spraw organizacyjnych. Zgodnie z ubiegłoroczną decyzją, w tym roku odbyła się dyskusja na temat dokumentu zawierającego zakres materiału w wersji kolumnowej. Podstawą dyskusji była propozycja rozdana wcześniej przez Sekretarza MOF (niżej podpisanego). Propozycja ta (opublikowana poprzednio w sprawozdaniach z XX MOF oraz z XXI MOF) została przyjęta z dwiema drobnymi zmianami (zrezygnowano z wymagania, by zawodnicy musieli znać zadania z poprzednich olimpiad a także postanowiono, że oryginalne problemy zadań, tj. te, które potem tłumaczy się na języki narodowe, mają być sformułowane w

układzie SI).

Rozpatrywano też ponownie kwestię liczby zadań teoretycznych przedkładanych Komisji Międzynarodowej. Odpowiednia propozycja została rozesłana przez Sekretarza MOF do wszystkich delegacji na trzy miesiące przed zawodami. Postanowiono ostatecznie, że organizatorzy powinni przygotować nie trzy zadania teoretyczne, lecz cztery. Czwarte zadanie byłoby wykorzystywane tylko wtedy, gdyby Komisja Międzynarodowa zdecydowała się odrzucić jedno z trzech zadań proponowanych przez organizatorów jako pierwszy wybór.

Następna Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbędzie się w Espoo k. Helsinek w dniach 5–13 lipca 1992 r.

Waldemar Gorzkowski

Starożytny ołów dla fizyków

Włoscy fizycy z Istituto Nazionale di Fisica Nucleare współpracują z archeologami przy wydobywaniu ładunku ołowiu z rzymskiego statku, który zatonął w pobliżu Sardynii przed ok. dwoma tysiącami lat. Ołów z tego zatopionego ładunku będzie użyty na osłony w subtelnych doświadczeniach, jak np. pomiary oddziaływań neutrin słonecznych lub rzadko zachodzących procesów rozpadu. Pomiary takie wymagają skutecznego pozbycia się tła pochodzącego z promieniowania kosmicznego, neutronów, promieni gamma.

Natężenie promieniowania kosmicznego jest silnie zredukowane głęboko pod ziemią. W laboratorium pod Gran Sasso, 1400 m pod powierzchnią, gdzie prowadzi się pomiary neutrin słonecznych, natężenie składowej naładowanej promieniowania kosmicznego jest osłabione ok. 10^6 razy w stosunku do natężenia na powierzchni. Efektywne natężenie neutronów jest znacznie mniej osłabiane, gdyż część z nich po-

chodzi z samorzutnego rozpadu promieniotwórczego pierwiastków zawartych w skałach. W laboratorium Gran Sasso promieniotwórczość skał jest stosunkowo niska i natężenie neutronów termicznych i szybkich jest 3 do 4 rzędów wielkości mniejsze niż w laboratoriach naziemnych. Natomiast tło pochodzące od promieniowania gamma jest podobne jak na powierzchni, ze względu na promieniotwórczość otaczających skał i materiałów budowlanych. Obniżenie tła pochodzącego od promieniowania gamma jest możliwe przez zastosowanie osłon z materiałów o dużej liczbie masowej i małej aktywności własnej. Ołów jest tu szczególnie dogodnym materiałem, jednak w przypadku bardzo subtelnych doświadczeń promieniowanie pochodzące od izotopu ^{210}Pb i jego pochodnych: ^{210}Bi i ^{210}Po może zakłócać pomiary. Stosowanie na osłony ołowiu oczyszczonego z izotopu 210 byłoby zbyt kosztowne. Czas połowicznego zaniku ^{210}Pb jest 22 lata. Dlatego możliwość użycia na osłony ołowiu, który, leżał 2000 lat pod 30 m warstwą wody, a więc w warunkach zapewniających nie tylko znaczne osłabienie aktywności izotopu 210 lecz również chroniących przed oddziaływaniem z cząstkami z otoczenia, stanowi tak wielką szansę dla fizyków poszukujących neutrin słonecznych.

CERN Courier 31, No 7 (1991) B. W.

H. Fröhlich (1905–1991)

Dnia 23 stycznia 1991 zmarł Herbert Fröhlich, znany teoretyk ciała stałego.

Fröhlich urodził się w Rexintgen (Schwarzwald, Niemcy). Studiował u Sommerfelda w Monachium i u Miego we Freiburgu. Po objęciu władzy przez Hitlera musiał jako Żyd opuścić Niemcy. Pojechał do Focka do Leningradu. Gdy z kolei w ZSRR zaczęły się czystki stalinowskie udało mu

się wyjechać i po pewnym czasie, na zaproszenie Motta, objął profesurę w Uniwersytecie w Bristolu, gdzie pracował do końca życia.

Fröhlich wprowadził do fizyki ciała stałego metody kwantowej teorii pola. Próbował zbudować teorię nadprzewodnictwa i wprowadził wtedy ideę, że oddziaływania elektronów z drganiami sieci są odpowiedzialne za opór elektryczny. Pokazał jak ze sprzężenia elektron–fonon może powstawać oddziaływanie elektron–elektron. Idea ta została dalej rozwinięta przez Bardeena, Coopera i Schrieffera.

Fröhlich zajmował się też teorią dielektryków. Owocem tego była m.in. jego książka *Theory of dielectrics*. W ostatnich latach skierował swoje zainteresowania ku biofizyce i makroskopowym efektem kwantowym.

Phys. Bl. 47, No 4 (1991)

B. W.

J. Bardeen (1908–1991)

Dnia 30 stycznia 1991 zmarł John Bardeen, wybitny fizyk amerykański, dwukrotny laureat Nagrody Nobla z fizyki.

Bardeen urodził się 23 maja 1908 w Madison w stanie Wisconsin. Po studiach niższego stopnia w zakresie elektrotechniki na Uniwersytecie Wisconsin, studiował fizykę i matematykę i w Instytucie Studiów Zaawansowanych w Princeton uzyskał stopień doktora na podstawie pracy (wykonanej pod kierunkiem E. Wignera) na temat pracy wyjścia elektronów z sodu. Po wojnie rozpoczął pracę w Laboratoriach Bella, gdzie jego badania stanów powierzchniowych elektronów w półprzewodnikach doprowadziły do wynalezienia, wspólnie z Walterem Brattainem, tranzystora ostrzowego. Wprawdzie w dalszych zastosowaniach odegrał znacznie większą rolę tranzystor złączowy, wynaleziony przez Williama

Shockleya, jednak niewątpliwie prace Bardeena były pierwszym krokiem ku technicznym zastosowaniom półprzewodników. Za odkrycie tranzystorów Bardeen, Brattain i Shockley otrzymali w 1956 r. Nagrodę Nobla z fizyki.

W początku lat pięćdziesiątych Bardeen przeniósł się do Uniwersytetu Illinois, gdzie aż do śmierci był profesorem inżynierii elektrycznej i fizyki. Tam zajął się wyjaśnieniem zjawiska nadprzewodnictwa, odkrytego w 1911 r. przez Kammerlingha-Onnesa. W 1950 r. Herbert Fröhlich zaproponował mechanizm nadprzewodnictwa uwzględniający oddziaływanie elektronów z fononami i przewidujący zależność temperatury przejścia od masy izotopowej. Wtedy Bardeen wysunął swoją teorię uwzględniającą oddziaływanie elektron-fonon. Jednak zarówno teoria Bardeena jak i Fröhlich nie zdawały sprawy z podstawowych własności nadprzewodników. Zasadniczy krok ku właściwej teorii został zrobiony, gdy młody współpracownik Bardeena, Leon Cooper, wysunął ideę tworzenia par elektron-elektron (obecnie zwane parami Coopera). Cooper, Bardeen i jego ówczesny doktorant J. Robert Schrieffer opracowali teorię nadprzewodnictwa (tzw. teoria BCS), za którą dostali Nagrodę Nobla z fizyki w 1972 r. Teoria BCS nie doprowadziła do takiej skali zastosowań jak "rewolucja tranzystorowa", stała się jednak poprzez koncepcję tworzenia par, parametr porządku, łamanie symetrii, źródłem idei dla innych działów fizyki.

Phys. World 4, No 4 (1991) B. W.

J. Mielnicki (1938–1991)

Dnia 6 maja 1991 r. zmarł doc. dr hab. Jerzy Mielnicki, długoletni pracownik naukowy PAN i Uniwersytetu Łódzkiego.

Mielnicki urodził się 2 stycznia 1938 r. w Warszawie. W 1963 r. ukończył studia na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Pracę magisterską wykonał w Zakładzie Promieni Rentgenowskich IF PAN, pod kierunkiem prof. J. Auleytnera. Początkowo pracował w Zakładzie Doświadczalnym Budowy Aparatury Naukowej "Unipan". W latach 1965–69 był doktorantem w Zakładzie Magnetyków Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN (od października 1966 r. — Zakład Magnetyków Instytutu Technologii Elektronowej PAN). Pracę doktorską wykonał w 1969 r. pod kierunkiem prof. R. Wadasa, a następnie podjął pracę w tym Zakładzie na stanowisku adiunkta. W 1970 r. został przeniesiony wraz z zakładem do Instytutu Fizyki PAN w Warszawie, gdzie pracował przez resztę swoich lat. W 1973 r. odbył 10-cio miesięczny staż w Massachusetts Institute of Technology w Cambridge, USA. Po powrocie do Polski napisał rozprawę habilitacyjną i w 1976 r. uzyskał stopień doktora habilitowanego. W 1976 r. został powołany na stanowisko docenta w IF PAN. Od 1978 r. prowadził też równoległe wykłady dla studentów fizyki Uniwersytetu Łódzkiego oraz utrzymywał ścisłe kontakty naukowe z tym ośrodkiem. Brał m.in. aktywny udział w pracach Zakładu Fizyki Ciała Stałego IF UŁ, gdzie stworzył własny zespół badawczy i był promotorem trzech prac doktorskich.

Działalność naukową Mielnickiego można podzielić na trzy okresy. W okresie pierwszym, obejmującym pracę doktorską i habilitacyjną, zajmował się oddziaływaniami magnetosprężystymi w kryształach ferromagnetycznych. Rozwinął i uogólnił teoretyczny opis zarówno fal spinowych jak i magnetosprężystych, z uwzględnieniem anizotropii ośrodka.

Okres drugi, trwający od habilitacji do ok. 1983 r., charakteryzował się dość różnorodną tematyką związaną z poszukiwa-

niem nowych zagadnień dotyczących materiałów magnetycznych, a w szczególności cienkich warstw. Badał m.in. ramanowskie rozpraszanie światła w cienkich warstwach. W tym czasie zajmował się też teorią fononów, magnetycznym wkładem do oporu elektrycznego i teorią domen cylindrycznych.

Wreszcie w trzecim, ostatnim okresie działalności naukowej, Mielnicki poświęcił się badaniom własności ciał magnetycznych o strukturze nieuporządkowanej. W pierwszym etapie rozwinął teorię rozcieńczonych stopów magnetycznych a następnie zajmował się opisem nieporządku strukturalnego, uwzględniającego zarówno różne modele fluktuacji oddziaływań wymiennych jak i pól przypadkowych. Wiele z tych prac miało charakter ogólny, metodyczny i zostało wykorzystanych do badania własności cienkich warstw, przy współpracy z Zakładem Fizyki Ciała Stałego IF UŁ. Był to niewątpliwie najbardziej owocny okres działalności naukowej, który trwał aż do chwili nagłej choroby i śmierci.

Ogółem, dorobek naukowy Mielnickiego obejmuje ok. 70 publikacji, w tym ok. 50 oryginalnych prac twórczych, kilkanaście referatów wygłoszonych na konferencjach naukowych, dwie monografie opublikowane w monografiach IF PAN oraz współautorstwo w opracowaniu *Encyklopedii Fizyki Współczesnej* (PWN, 1983).

Jerzy Mielnicki odszedł przedwcześnie, w pełni sił twórczych. Był człowiekiem pracowitym i zarazem skromnym. Dzięki wyjątkowej samodyscyplinie, przez wiele lat konsekwentnie rozwijał swój warsztat naukowy, zawsze stawiając na pierwszym miejscu wnikliwą analizę prac badawczych i rzetelność uzyskiwanych wyników. W kontaktach międzyludzkich cechowała go koleżeńskość i szczerść.

Takim właśnie pozostanie na zawsze w pamięci swoich współpracowników.

Leszek Wojtczak,
Anna Urbaniak-Kucharczyk
Grzegorz Wiatrowski,
Tadeusz Balcerzak

W. Nowak (1906–1991)

W dniu 29 czerwca 1991 r. zmarł wieloletni kierownik Katedry Fizyki i pierwszy dyrektor Instytutu Fizyki Politechniki Szczecińskiej doc. dr Wiktor Nowak. Z jego nazwiskiem związana jest historia tworzenia się i rozwijania środowiska fizyków w Szczecinie oraz historia Szczecińskiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego.



Wiktor Nowak

Wiktor Nowak urodził się w wielodzietnej rodzinie we wsi Tokarzewo w powiecie Kępno. Studia wyższe w zakresie fizyki

ukończył na Uniwersytecie Poznańskim w 1933 r. Bezpośrednio po studiach rozpoczął pracę jako asystent w Katedrze Fizyki Lekarskiej Uniwersytetu, gdzie w ciągu dwu lat zbudował i uruchomił spektrograf masowy z podwójnym ogniskowaniem oraz przygotował do druku pracę pt. "Reakcje jonowe w atmosferze par chlorowców".

Równoległe z pracą na Uniwersytecie, wykładał fizykę w Wyższej Szkole Budowy Maszyn i Elektrotechniki w Poznaniu. Sytuacja materialna rodziny zmusiła go do szukania bardziej intratnej pracy. Od 1.10.1935 r. przechodzi na stanowisko nauczyciela fizyki w Korpusie Kadetów w Rawiczu, łącząc je z obowiązkami nauczyciela w Państwowym Liceum Męskim w Odolanowie.

Zmobilizowany, uczestniczy przez 18 dni w kampanii wrześniowej i w bitwie nad Bzurą dostaje się do niewoli. Wraca do kraju pierwszym zorganizowanym dla byłych jeńców transportem i już w roku szkolnym 1945/46 uczy w Państwowym Liceum Męskim w Ostrowie Wielkopolskim, a od r. 1946 w Gimnazjum i Liceum w Odolanowie. Od jesieni 1949 r. związał się ze Szczecinem i jego organizującym się od zera Szkolnictwem Wyższym. Od roku akad. 1949/50 przez dwa lata pracował jako adiunkt w Pomorskiej Akademii Medycznej oraz w Szkole Inżynierskiej. W lutym 1951 został kierownikiem Katedry Fizyki na Wydziale Budowy Maszyn Szkoły Inżynierskiej. Kierował tą Katedrą do r. 1970, a w latach 1970–73 był dyrektorem Międzywydziałowego Instytutu Fizyki Politechniki Szczecińskiej. Zaimponował zarówno swym rówieśnikom, jak i nam, znacznie od niego młodszym, gdy w r. 1964, w wieku 58 lat obronił pracę doktorską będącą rezultatem badań prze-

wodnictwa jonowego w benzenie. Imponował nam głównie dużą łatwością swobodnego poruszania się na pograniczu fizyki i nauk technicznych oraz młodzieńczym zapałem z jakim pracował. W roku 1959 i kilku następnych pasjonował się technicznymi zastosowaniami izotopów promieniotwórczych, zaś w r. 1970 uruchomił i wdrożył do zastosowania w Uczelni pierwszą w Szczecinie Elektroniczną Maszynę Cyfrową UMC-1.

Jego umiejętności organizatorskie i pasja z jaką wykonywał wszystkie obowiązki znajdowały uznanie w Politechnice Szczecińskiej, nie tylko wśród fizyków. Efektem tego było powierzenie mu funkcji dziekana Wydziału Budowy Maszyn w latach 1953–55 oraz prodziekana tego wydziału w latach 1955–58. Wyrazem tego uznania były liczne nagrody i odznaczenia, z tytułem Zasłużonego Nauczyciela PRL jako najbardziej honorowym.

Wiktor Nowak należał do grona organizatorów Oddziału Szczecińskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w 1955 r. i w składzie pierwszego Zarządu Oddziału był wiceprzewodniczącym. W latach 1962–75 był Przewodniczącym Zarządu Oddziału.

Na emeryturę doc. W. Nowak odszedł w październiku 1976 r., ale jeszcze do roku akad. 1988/89 czynny był zawodowo na części etatu.

Wiktor Nowak był człowiekiem nadzwyczaj pracowitym i skromnym, traktującym obowiązki nauczyciela akademickiego nie jak zawód, ale jak misję lub powołanie. Takim go będziemy pamiętali.

Tadeusz Rewaj

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z - termin nadsyłania zgłoszeń, A - termin nadsyłania streszczeń, P - przewidziane wydanie materiałów, U - liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski).

1992

17 - 19 lutego 1992, Karpacz

XXVIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Geometria nieskończenie wymiarowa w fizyce. Inst. Fizyki Teoretycznej UWr. Doc. Roman Gierelak, IFT UWr, Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

Z: 30.1.92, P, U: 100, ang.

4 - 13 maja 1992, Zakopane

XI Szkoła Biofizyki Transportu przez Błony. Katedra Fizyki i Biofizyki AR we Wrocławiu. Dr J. Sarapuk, Kat. Fiz. i Biofiz. AR, Norwida 25, 50-375 Wrocław, tel. 21 66 61 w. 167, tlx 071 53 21 ar wpl, fax 48 71 229576.

13 - 21 maja 1992, Jaszowiec

The Int. School on Synchrotron Radiation in Natural Science. Inst. Fizyki PAN i Polskie Tow. Promieniowania Synchrotronowego. Dr K. Ławniczak-Jabłońska, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43 60 34, fax 43 09 26.

Z: 15.1.92, P, ang.

22 - 30 maja 1992, Jaszowiec

The School on Semiconductor Physics for Central European Students. Inst. Fizyki PAN i Inst. Fizyki Doświadczalnej UW. Dr Ewa Więckowska, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43 68 61, tlx 81 24 68, fax 43 09 26.

U: 30, ang.

24 - 30 maja 1992, Jaszowiec

XX Int. School on Physics of Semiconducting Compounds. Inst. Fizyki PAN i Inst. Fizyki Dośw. UW. Dr Andrzej Suchocki, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43 68 61, tlx 81 24 68, fax 43 09 26.

A: 15.3.92, P, U: 250, ang.

25 - 29 maja 1992, Gdańsk

V Szkoła Akustooptyki. Uniwersytet Gdański. Prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk, tel. 41 31 75.

P, U: 100, ang.

25 - 29 maja 1992, Warszawa

XV Międzynarodowa Warszawska Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych. Inst. Fizyki Teoretycznej i Inst. Fizyki Doświadczalnej UW. Dr Z. Ajduk, IFT UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 628 30 31 w. 226.

Z:15. 4. 92, P, U: 100, ang.

1 - 5 czerwca 1992, Warszawa

High Performance Optical Spectrometry. SPIE-Polish Chapter i Centr. Laboratorium Optyki. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 97 lub 18 44 05, tlx 82 59 60. clo, fax 133265, e-mail OPTILAB @ PLEARN.

P, ang.

2 - 4 września 1992, Wrocław

XI Int. Wrocław Symposium on Electromagnetic Compatibility. SEP i Politechnika Wrocł. W. Moroń, EMC Symposium, skr. poczt.2141, 51-645 Wrocław 12, tel. 48 10 41, tlx 71 21 18 ilw, fax 4871.

P, ang.

19 - 21 października 1992, Warszawa

Int. Conf. Phase Contrast & Differential Interference Contrast. SPIE-Polish Chapter; spons.: SPIE, CLO, Sekcja Optyki SIMP, Sekcja Optyki PTF. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 97, tlx 82 59 60, fax 13 32 65, e-mail OPTILAB @ PLEARN.

Z: 15.3.92, A: 15.5.92, P, ang.

22 - 24 października 1992, Warszawa

Advanced Course on PhC & Interference Microscopy in Life Sciences. SPIE-Polish Chapter i CLO. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 98, tlx 82 59 60, fax 13 32 65, e-mail OPTILAB @ PLEARN.

Z: 15.3.92, ang.

22 - 24 października 1992, Warszawa

Advanced Course on PhC & Microinterferometry in Material Science. SPIE-Polish Chapter i CLO. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 98, tlx 82 59 60, fax 13 32 65, e-mail OPTILAB @ PLEARN.

Z: 15.3.92, ang.

1993

luty 1993, Karpacz

Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej. Inst. Fizyki Teoret. UW. Prof. T. Paszkiewicz, IFT UW, Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

24 - 28 maja 1993, Warszawa

Diffractionmetry. SPIE-Polish Chapter. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa.

Nowe Książki

- R. Kubo, M. Toda, N. Hashitsume, *Fizyka statystyczna II*, z jęz. angielskiego tłum. Wanda Stępień-Rudzka, PWN, Warszawa 1991, s. 356, wyd. I.
- I. Białynicki-Birula, M. Cieplak, J. Kamiński, *Teoria kwantów. Mechanika falowa*, PWN, Warszawa 1991, s. 480, wyd. I.
- M. Demiański, *Astrofizyka relatywistyczna*, PWN, Warszawa 1991, s. 412. Wyd. II zmienione.
- J. Konarski, *Teoretyczne podstawy spektroskopii molekularnej*, PWN, Warszawa 1991, s. 341, wyd. I.
- L. Nędzyński, *Epiprojekcja doświadczeń chemicznych*, PWN, Warszawa 1991, s. 347, wyd. I.
- W. Nowacki, Z.S. Olesiak, *Termodyfuzja w ciałach stałych*, PWN, Warszawa 1991.
- *Wolność a służebność nauki*, red. Zdzisław Kowalewski, Wydaw. Inst. Filozofii i Socjologii PAN, Warszawa 1991, s. 134.

Informacje dla autorów

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* 24, 701 (1973); 33, 299 (1982).

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

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 rozmiarze 2 do 4 razy większym 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:

Literatura

- [1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol. B* 5, 523 (1974).
- [2] A. Bohr, B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t.1, Benjamin, New York 1969, str.100.
- [3] N.N. Bogolyubov, D.V. Shirkov, *Vvedenie v teoriyu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str.240.

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

10. *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, wraz z maszynopisami, zapisów tekstów na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5,25" i 3,5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Osoby korzystające z TEX-u mogą nadsyłać gotowe składy (bez wyróżnień strony tytułowej itp.), po uwzględnieniu tego, że w stosowanym przez nas systemie LALEX (odmiana TEX-u) polskie litery są uzyskiwane poprzez złożenie /a=a, ... /z=z, /x=ż, /A=A, etc., a sam znak "/" przez //. Użytkowników innych systemów prosimy o dostarczanie tekstów zapisanych krojem podstawowym (bez podkreśleń, kursyw itp.). Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter i położenia "ż" i "ź"), Pelikana, Eli i QRTekstu możemy przyjmować w wersji oryginalnej, przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII z polskimi literami i znakiem dzielenia zapisanymi według podanych wyżej zasad, albo o pliki ASCII i listę kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu. Wobec różnorodności stosowanych edytorów prosimy o uwzględnienie naszych uwag, ze swej strony Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.

11. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

12. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej.

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

WYDZIAŁ FIZYKI

Fizyka

Wyd. 1

1974

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmowane są na okresy półroczne.
2. Cena prenumeraty krajowej na I-VI 1992 r. wynosi 36 000 zł. Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej.
3. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:
 - na teren kraju — jednostki kolportażowe "Ruch" i urzędy pocztowe właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora
 - na zagranicę — Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw 00-958 Warszawa, konto PBK, XIII Oddział W-wa 370044-1195-139-11
4. Dostawa zamówionej prasy następuje:
 - przez jednostki kolportażowe "Ruch" — w sposób uzgodniony z zamawiającym,
 - przez urzędy pocztowe — pocztą zwykłą na wskazany adres, w ramach opłaconej prenumeraty z wyjątkiem zlecenia dostawy na zagranicę pocztą lotniczą do odbiorcy zagranicznego, której koszt w pełni pokrywa prenumeratorek.
5. Terminy przyjmowania prenumeraty na kraj i zagranicę 20 stycznia — na I półrocze, do 20 maja na II półrocze.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, 370044-1195-139-11.

SPIS TREŚCI

Katarzyna Chałasińska-Macukow — Optyczne pamięci skojarzeniowe	605
Norman F. Ramsey — Doświadczenia z rozdzielonymi polami zmiennymi i maserami wodorowymi	625
ROZMOWY — Uniwersytet Warszawski jest moją <i>Alma Mater</i> - rozmowa ze Stanisławem Mrozowskim	651
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
M.R. Dudek, T. Paszkiewicz — Prosty model nieodwracalnego zachowania się układów fizycznych : mazaki i kule na okręgu	685
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	703
RECENZJE	705
KRONIKA	707

CONTENTS

Katarzyna Chałasińska-Macukow — Optical associative memories	605
Norman F. Ramsey — Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers	625
DEBATES — Warsaw University is my <i>Alma Mater</i> : an interview with Professor Stanisław Mrozowski	651
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
M.R. Dudek, T. Paszkiewicz — Mark Kac ring model - a simple example of irreversible behaviour of macroscopic systems	685
MEETINGS AND CONFERENCES	703
REVIEWS	705
CHRONICLE	707