

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM 25

ZESZYT 2

1974

ZARZĄD

Prezes Honorowy
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzec. PAN

Prezes
Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

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

Sekretarz Generalny
Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik
Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu
Doc. dr MIECZYŚLAW FRĄCKOWIAK
Doc. dr WITOLD GIRIAT
Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)
Doc. dr ALFONS KAWSKI (*Gdańsk*)
Doc. dr BOLESŁAW WYSŁOCKI (*Głównice*)
Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Doc. dr ANDRZEJ OLEŚ (*Kraków*)
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)
Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)
Doc. dr JAN MOCHNIAK (*Opole*)
Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)
Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)
Doc. dr STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)
Doc. dr WACŁAW NAZAREWICZ (*Warszawa*)
Doc. dr BOLESŁAW MAKIEJ (*Wrocław*)

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 25, ZESZYT 2

P A N S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1974

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa)
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Przemysław Zieliński (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz (Warszawa)
Zygmunt Ajduk (Warszawa)

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

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

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

Nakład 3010 + 120 egz. Ark. wyd. 6,25. Ark. druk. 5⁸/₁₆.

Papier ilustr. sat. kl. III, 72 × 100, 80 g.

Oddano do składania w styczniu 1974

Podpisano do druku w marcu 1974

Druk ukończono w marcu 1974

Zam. 17/74, S-57. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Wojciech Lis (1894-1973) Wspomnienie pośmiertne

W dniu 17 października 1973 r. zmarł Wojciech Lis, wielce zasłużony pracownik Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Przed czterema laty liczne grono fizyków i kolegów żegnało Go, odchodzącego na zasłużony odpoczynek po 50-letniej pracy w Instytucie. Dwudziestu profesorów fizyki, wychowanków „Hożej”, przybyło pożegnać tego wyjątkowego człowieka. Była to spontaniczna manifestacja uczuć i uznania dla całości Jego pracy, dla Jego tak silnego zaangażowania się w sprawy fizyki.

Wojciech Lis rozpoczął pracę wiosną 1920 r., a twórca Instytutu profesor Stefan Pieńkowski niezwykle trafnie ocenił wartość i możliwości zgłaszającego się wówczas 26-letniego młodzieńca. Uczynił Go gospodarzem pracowni dydaktycznej sali wykładowej wierząc, że przy tworzeniu od podstaw nowej kadry fizyków współpraca z Wojciechem Lisem na tym ważnym, w odczuciu profesora Pieńkowskiego stanowisku, będzie bardzo cenna. Z biegiem lat obdarzał Go coraz większym zaufaniem, uważając, że jest niezastąpionym współpracownikiem w wielu innych sprawach. Wojciech Lis był odpowiedzialny za całość sprzętu naukowego i aparaturę sali wykładowej. Dość szybko stał się doskonałym znawcą właściwego ich wykorzystania. W początkowym okresie współpracował z fizykami w gromadzeniu tego sprzętu ucząc się sam i rzetelnie im pomagając, potem innym służąc swym doświadczeniem. Kiedy w latach trzydziestych piszący te słowa został asystentem sali wykładowej, niejednokrotnie korzystał z cennych uwag i wielkiego doświadczenia tego niezwykle



człowieka. Liczne wieczory wspólnie spędzone przy przygotowywaniu pokazów wykładowych pozwoliły mi poznać Jego charakter i oddanie sprawom Instytutu. Myślę, że i inni starsi pracownicy Instytutu podobnie przeżywali pierwsze kontakty z Wojciechem Lisem.

Jeszcze w okresie przedwojennym stał się On jedną z najbardziej popularnych postaci nie tylko w Instytucie na Hożej, ale i wśród wszystkich fizyków polskich i licznych naszych gości zagranicznych.

W okresie wojny Wojciech Lis przetrwał na posterunku do ostatniej chwili, strzegąc najpierw resztek pozostałej po grabieży aparatury, a gdy ją okupant zniszczył do końca, strzegąc przynajmniej samego budynku. Po wojnie jeden z pierwszych stanął do pracy stając się opiekunem i dobrym duchem odbudowującego się Instytutu. Nie znam człowieka, który by tak szczerze przejmował się każdą sprawą Instytutu, jego gmachu i tego co się w nim działo na przestrzeni 50 lat.

W uznaniu szczególnych zasług Wojciecha Lisa Rada Państwa odznaczała Go kolejno Srebrnym i Złotym Krzyżem Zasługi, Medalem X-lecia PRL oraz Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski.

Jerzy Pniewski

Andrzej Pikulski (1941-1973)

Wspomnienie pośmiertne

Dr Andrzej Pikulski urodzony 23 stycznia 1941 r. w Przemyśle rozpoczął studia fizyki na Uniwersytecie Wrocławskim, a zakończył je w roku 1965 na Uniwersytecie Moskiewskim im. M. Łomonosowa. Podczas ostatniego roku studiów przebywał w Dubnie, gdzie mieści się filia tego Uniwersytetu. Tam w grupie Teorii Pola kierowanej przez prof. A. N. Tawhelidze w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych zajmował się



równaniem Bethego-Salpetera dla elastycznego rozpraszania fermionów z wymianą bezmasowych bozonów. Po dwuletniej pracy naukowej w Instytucie Fizyki Teoretycznej we Wrocławiu na etacie asystenta, udaje się na dwuletni staż naukowy znowu do ZIBJ w Dubnie. Zajmuje się wraz z prof. A. T. Filipowem modelami elektromagnetycznego naruszenia symetrii CP oraz jednocześnie pisze całą serię prac z teorii jądrowego wychwytu mionów. Zajmował się m. in. chyba najtrudniejszym problemem w tej dziedzinie, mianowicie zagadnieniem emisji neutronów i prace te były tematem jego rozprawy doktorskiej. Stopień doktora fizyki uzyskał po powrocie z Dubny. O dużej wartości pracy Andrzeja Pikulskiego może świadczyć fakt, że stymulowała ona całą serię skomplikowanych pomiarów korelacji kątowych w jądrowym wychwyte mionu, kierowanych w USA przez prof. R. E. Welsha.

Od szeregu lat w Instytucie Fizyki Teoretycznej we Wrocławiu prowadził wykłady m. in. z teorii cząstek elementarnych; opiekował się też pracami magisterskimi.

Należy wspomnieć, że był, dzięki zaletom charakteru i szerokim zainteresowaniom, najbardziej lubianym w gromadzie młodych fizyków we Wrocławiu. Dyskusje z Nim dawały każdemu dużo korzyści.

Ogromną energię poświęcał sprawom organizacyjnym corocznych Szkół w Karpaczu.

Ważnym elementem w życiu Andrzeja Pikulskiego był pęd do podróżowania i zwiedzania. Lubił bardzo wycieczki górskie. Zebrał ogromną kolekcję zdjęć ze swoich podróży po republikach południowej Azji (Tadżykistan, Kirgizja, Kazachstan), po republikach kaukaskich, ze swoich podróży do Triestu, Szwecji i innych krajów. Potrafił barwnie i ciekawie opowiadać o swoich przygodach. Był duszą polskiego ziomkostwa w Dubnie. W Jego małym pokoiku przy ul. Joliot Curie 11 często zbierała się ogromna liczba przyjaciół zamieniając ten „punkt zbiorczy“ na polonijny klub.

W dniu 12 sierpnia 1973 roku zginął w Tatrach w okolicy Morskiego Oka biorąc udział wraz z grupą taterników we wspinaczce na Żabi Mnich.

Jest szczególnie tragiczne, że zginął w tak młodym wieku, w momencie, gdy miał rozległe i ciekawe plany dalszej działalności naukowej, gdy Jego praca mogła dać cenne owoce.

Ceniśmy Go nie tylko za Jego wiedzę i doświadczenie, ale także i przede wszystkim jako niezmiernie uczciwego i prawego człowieka wymagającego najwięcej od siebie. Na całym świecie miał przyjaciół, którzy cenili w Nim wiedzę i prawosć charakteru.

Dla nas, którzy Go znaleźliśmy, był częścią naszego własnego życia, które zubożone zostało Jego nagłym odejściem.

Jan Łopuszański i Zbigniew Oziewicz

Publikacje naukowe Andrzeja Pikulskiego

1. Solution of Bethe-Salpeter Equation for Fermions and its Asymptotic Behaviour, *Zeszyty Naukowe UJ*, **176**, 345 (1967).
2. Angular Correlations in Partial Muon Capture, *Acta Phys. Pol.*, **32**, 872 (1967); *Preprint*, Uniwersytet Wrocławski, nr 126, Wrocław 1967, z Z. Oziewiczem.
3. Angular Correlations in Unique Muon Capture by Spin Targets, *Acta Phys. Pol.*, **34**, 291 (1968), z Z. Oziewiczem.
4. On Corrections of Order αZ to Muon Capture in ^{12}C , *Yad. Fiz.*, **9**, 1046 (1969), z Z. Oziewiczem.
5. Electric Dipole Moment of Spinor Particles and Electromagnetic CP Violation, *Topical Conference on Weak Interactions*, CERN — 69/7; z A. T. Filippowem i Z. Oziewiczem.
6. Time Dependence of the Gamma-Neutrino Correlation in Muon Capture in ^{14}N , *Nuclear Phys.*, **A155**, 205 (1970), z T. A. Dimitriewą i Z. Oziewiczem.
7. Partial Muon Capture with Neutron Emission, *Preprint*, Uniwersytet Wrocławski, nr 244, Wrocław 1972.
8. Gamma-Neutron Correlation in Muon Capture, nie opublikowana praca napisana w listopadzie 1972 roku.

Jacek W. Hennel

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

Temperatura spinowa. Teoria i zastosowania

Spin Temperature. Theory and Applications

Abstract: This article explains the concept of nuclear spin temperature and shows how the introduction of this idea to the theory of nuclear magnetic resonance opens up new possibilities of research, especially with regard to slow molecular motions in solids.

W ciągu ostatnich dziesięciu lat zastosowania magnetycznego rezonansu jądrowego w fizyce ciała stałego zostały wzbogacone o szereg metod impulsowych dających nowe możliwości badawcze w szczególności odnośnie do badania powolnych ruchów drobinowych. Teoria tych metod opiera się na założeniu, że w niektórych okolicznościach stan układu spinów może być wyznaczony przez jeden parametr zwany temperaturą spinową.

Niniejszy artykuł poświęcony jest wyjaśnieniu pojęcia temperatury spinowej i przedstawieniu niektórych praktycznych korzyści wynikających z wprowadzenia tego pojęcia do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego.

1. Temperatura spinowa w układzie laboratoryjnym

Weźmy pod uwagę próbkę zawierającą jądra o spinie $\frac{1}{2}$ w zewnętrznym polu magnetycznym H_0 . Spiny jądrowe mają do wyboru dwa poziomy energetyczne $E = -m\gamma\hbar H_0$, gdzie $m = \pm \frac{1}{2}$, a γ jest współczynnikiem giromagnetycznym. W stanie równowagi termodynamicznej obowiązuje prawo Boltzmanna, według którego stosunek populacji stanów wyraża się następująco:

$$\frac{N_-}{N_+} = \exp \frac{E_+ - E_-}{kT}, \quad (1)$$

gdzie k jest stałą Boltzmannna, a T temperaturą bezwzględną. Stan równowagi termodynamicznej nastąpi wówczas, gdy pozwolimy próbce pozostać pod działaniem pola H_0 przez dostatecznie długi czas rzędu T_1 , np. czas $5T_1$, gdzie T_1 jest czasem relaksacji spinowo-sieciowej. Jeśli próbka nie znajduje się w stanie

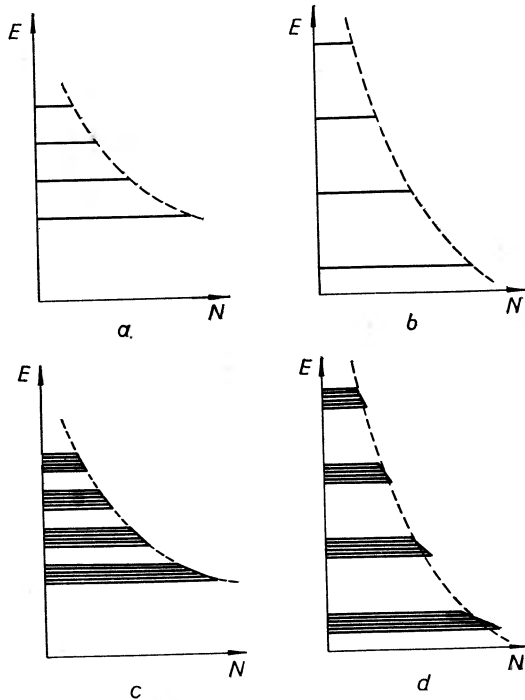
równowagi termodynamicznej, to stosunek populacji może mieć inną wartość, ale zawsze możemy wskazać taką wartość Θ o wymiarze temperatury, aby spełniona była równość

$$\frac{N_-}{N_+} = \exp \frac{E_+ - E_-}{k\Theta}. \quad (2)$$

Wielkość Θ nosi nazwę temperatury spinowej. W przeciwieństwie do temperatury bezwzględnej może ona przyjmować oprócz dodatnich również wartości ujemne. Dla protonów, dla których $\gamma > 0$, mamy $E_- > E_+$ i wówczas dla temperatur spinowych dodatnich $N_- < N_+$. Ponieważ magnetyzacja jest proporcjonalna do różnicy obsadzeń $N_+ - N_-$, więc zależnie od tego czy jest zgodna, czy przeciwnie skierowana względem pola magnetycznego mamy temperaturę spinową dodatnią lub ujemną. Przy zbliżaniu się do zerowej wartości magnetyzacji, tzn. do stanu, w którym $N_- = N_+$, temperatura spinowa zdąża do $+\infty$ lub do $-\infty$, zaś w samym punkcie $N_- = N_+$ jest nieokreślona.

Jeśli zgodnie ze zwyczajem układ zawierający większy zasób energii nazywać będziemy cieplejszym to łatwo zauważyć, że układy o ujemnej temperaturze spinowej są cieplejsze.

Temperatura spinowa $\Theta = 0$ oznacza wyłączenie niższego stanu i odpowiada nierealnemu przypadkowi całkowitej polaryzacji spinów jądrowych.



Rys. 1. Wpływ zmiany natężenia pola magnetycznego na temperaturę spinową: a, b — czyste poziomy zeemanowskie dla spinu $3/2$, c, d — poziomy z uwzględnieniem energii oddziaływania dipolowego

Temperaturę próbki, którą możemy zmierzyć za pomocą zwykłego termometru, a którą oznaczyliśmy symbolem T , będziemy dla odróżnienia od temperatury spinowej nazywać temperaturą sieci. Nazwa ta pochodzi stąd, że temperatura T jest związana energią cieplną próbki uwarunkowaną drganiem cząsteczek. W tym też sensie będziemy mówić o sieci jako o zbiorniku energii cieplnej.

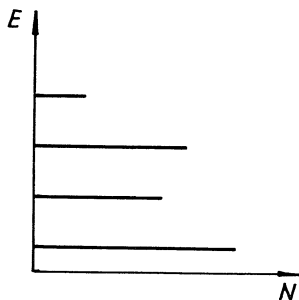
Definicja temperatury spinowej komplikuje się w przypadku układów o większej liczbie poziomów niż dwa. Wówczas prawo Boltzmanna ma postać układu równań

$$N_m = c \exp \frac{-E_m}{kT}, \quad (3)$$

w którym m przebiega po wszystkich stanach od $+I$ do $-I$, zaś c jest wielkością stałą. Na rysunku 1a wykonanym np. dla układu spinów $\frac{3}{2}$ poziomy energetyczne przedstawione są za pomocą odcinków, których długości są proporcjonalne do populacji w stanie równowagi termodynamicznej. Zgodnie z równaniami (3), końce odcinków leżą na eksponencie o wykładniku $-E_m/kT$. Jeśli natomiast nie ma równowagi termodynamicznej, a populacje stanów spełniają równanie eksponenty

$$N_m = c \exp \frac{-E_m}{k\Theta}, \quad (4)$$

to parametr Θ nazywany temperaturą spinową. Może się jednak zdarzyć, że dla układu nie będącego w stanie równowagi termodynamicznej populacje nie spełniają równania eksponenty. Mówimy wówczas, że temperatura spinowa nie istnieje. Taki przypadek ilustruje rys. 2, na którym przez końce odcinków nie da się przeprowadzić żadnej krzywej wykładniczej.



Rys. 2. Przykład rozkładu populacji nie dającego się opisać temperaturą spinową

W praktyce doświadczalnej nie mamy do czynienia z zupełną polaryzacją spinów jądrowych. Możemy więc z naszych rozważań wykluczyć temperatury spinowe leżące bardzo blisko zera bezwzględного. Wówczas $E_m \ll k\Theta$ i w rozwinięciu eksponenty na szereg możemy odrzucić dalsze wyrazy pisząc

$$\exp(-E_m/k\Theta) \approx 1 - E_m/k\Theta.$$

Temperaturę próbki, którą możemy zmierzyć za pomocą zwykłego termometru, a którą oznaczyliśmy symbolem T , będziemy dla odróżnienia od temperatury spinowej nazywać temperaturą sieci. Nazwa ta pochodzi stąd, że temperatura T jest związana energią cieplną próbki uwarunkowaną drganiem cząsteczek. W tym też sensie będziemy mówić o sieci jako o zbiorniku energii cieplnej.

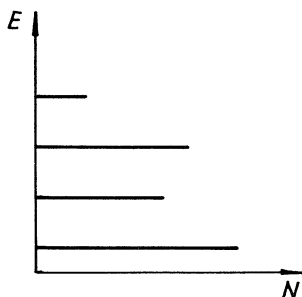
Definicja temperatury spinowej komplikuje się w przypadku układów o większej liczbie poziomów niż dwa. Wówczas prawo Boltzmann'a ma postać układu równań

$$N_m = c \exp \frac{-E_m}{kT}, \quad (3)$$

w którym m przebiega po wszystkich stanach od $+I$ do $-I$, zaś c jest wielkością stałą. Na rysunku 1a wykonanym np. dla układu spinów $\frac{3}{2}$ poziomy energetyczne przedstawione są za pomocą odcinków, których długości są proporcjonalne do populacji w stanie równowagi termodynamicznej. Zgodnie z równaniami (3), końce odcinków leżą na eksponencie o wykładniku $-E_m/kT$. Jeśli natomiast nie ma równowagi termodynamicznej, a populacje stanów spełniają równanie eksponenty

$$N_m = c \exp \frac{-E_m}{k\Theta}, \quad (4)$$

to parametr Θ nazywamy temperaturą spinową. Może się jednak zdarzyć, że dla układu nie będącego w stanie równowagi termodynamicznej populacje nie spełniają równania eksponenty. Mówimy wówczas, że temperatura spinowa nie istnieje. Taki przypadek ilustruje rys. 2, na którym przez końce odcinków nie da się przeprowadzić żadnej krzywej wykładniczej.



Rys. 2. Przykład rozkładu populacji nie dającego się opisać temperaturą spinową

W praktyce doświadczalnej nie mamy do czynienia z zupełną polaryzacją spinów jądrowych. Możemy więc z naszych rozważań wykluczyć temperatury spinowe leżące bardzo blisko zera bezwzględnego. Wówczas $E_m \ll k\Theta$ i w rozwinięciu eksponenty na szereg możemy odrzucić dalsze wyrazy pisząc

$$\exp(-E_m/k\Theta) \approx 1 - E_m/k\Theta.$$

Możemy wtedy związkowi (4) nadać następującą postać

$$\frac{N_m}{N_{m+1}} = 1 + (E_{m+1} - E_m)/k\Theta. \quad (5)$$

Z obu wzorów (4) i (5) będących definicjami temperatury spinowej wynika, że warunkiem jej istnienia jest, aby stosunki populacji równoodległych poziomów były stałe.

Układ, dla którego istnieje temperatura spinowa, daje się opisać diagonalną macierzą gęstości o następującej postaci:

$$\rho = \frac{\exp(\mathcal{H}/k\Theta)}{\text{Tr} \exp(\mathcal{H}/k\Theta)},$$

gdzie \mathcal{H} jest hamiltonianem energii całej próbki.

Zastanówmy się teraz nad tym, w jaki sposób układ spinów może przejść od stanu nie dającego się opisać temperaturą spinową do stanu, w którym temperatura spinowa istnieje. Wiadomo, że relaksacja spinowo-spinowa spowodowana jest wzajemnymi oddziaływaniami, które w swym hamiltonianie zawierają człon $I_+^{(i)} I_-^{(s)}$; mamy tu na myśli oddziaływanie wzajemne protonu (i) z sąsiednim protonem (s). Człon ten powoduje jednoczesne przejścia spinu (i) „w górę“ i spinu (s) „w dół“ z zachowaniem reguły $\Delta m = \pm 1$. Przejścia takie zwane przejściami „flip-flop“ nie zmieniają całkowitej energii układu spinów, nie stanowią zatem mechanizmu kontaktującego układ spinów z siecią. Wyrównują one natomiast nieregularności rozkładu populacji doprowadzając do takiej sytuacji, w której stosunki populacji między równoodległymi stanami są jednakowe. Ścisłe uzasadnienie tego znaleźć można w monografii Slichtera [1]. Resumując można powiedzieć, że temperatura spinowa ustala się w wyniku procesu relaksacji spinowo-spinowej scharakteryzowanej tzw. czasem relaksacji spinowo-spinowej T_2 . Proces ten jest praktycznie biorąc ukończony po upływie czasu około $5T_2$.

Aby należycie zrozumieć dalsze wywody niniejszego artykułu, należy dobrze zdać sobie sprawę z wielkiej dysproporcji pomiędzy czasami T_1 i T_2 , jaką się spotyka zazwyczaj w ciałach stałych. Na przykład, linii rezonansu protonów o przeciętnej szerokości 15 gausów odpowiada czas $T_2 = 7 \cdot 10^{-6}$ sek, podczas gdy równocześnie T_1 może być rzędu kilku, a nawet stu sekund. Możemy więc w procesie relaksacji w ciałach stałych zupełnie wyraźnie wyróżnić dwa stadia zwane w dalszym ciągu etapami I i II. Etap I to ustalenie się temperatury spinowej w czasie około $5T_2$. Czas ten jest tak krótki w porównaniu z T_1 , że możemy w etapie I uważać układ spinów za całkowicie izolowany od sieci. Po zakończeniu etapu I istnieje w układzie spinów temperatura spinowa. Teraz następuje etap II, w którym temperatura spinowa Θ zdąża do temperatury sieci T . Proces ten polega na relaksacji spinowo-sięciowej i rządony jest czasem T_1 według wzoru:

$$\frac{d}{dt} \frac{1}{\Theta} = \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{\Theta} \right) \exp \left(- \frac{t}{T_1} \right). \quad (5)$$

Oczywiście etap II trwa znacznie dłużej niż etap I, a możemy go uważać za zakończony po upływie $5T_1$.

Od chwili zakończenia etapu I możemy wartość magnetyzacji obliczyć według wzoru Langevina–Curie, w którym w miejsce temperatury sieci podstawiono temperaturę spinową:

$$M = \frac{\gamma^2 \hbar^2 N_0 H_0}{3k\Theta} I(I+1) = C \frac{H_0}{\Theta}. \quad (6)$$

N_0 oznacza liczbę spinów w 1 cm³ próbki, I jest liczbą kwantową spinu.

W etapie II magnetyzacja jest cały czas równoległa do kierunku wewnętrznego pola H_0 , ponieważ już w etapie I ewentualne składowe poprzeczne zaniknęły w rezultacie procesu relaksacji spinowo–spinowej.

Podstawiając (5) do (6) i przyjmując kierunek H_0 za kierunek osi Z układu współrzędnych otrzymujemy znane prawo relaksacji podłużnej

$$\frac{dM_z}{dt} = - \frac{M_z - M_\infty}{T_1}, \quad (7)$$

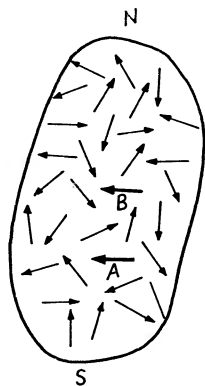
gdzie M_∞ , wartość magnetyzacji w stanie równowagi termodynamicznej, dana jest wzorem (6) z podstawieniem $\Theta = T$.

Przedstawiając na rysunku 1a schematy poziomów energetycznych nie brałmy pod uwagę oddziaływania dipolowego między jądrami. Jeśli je uwzględnimy, to dotychczasowe poziomy rozszczepią się na wielką liczbę podpoziomów tworząc pasma o skończonej szerokości, (rys. 1c). Teraz bowiem na każde jądro działa nie tylko pole elektromagnesu H_0 , ale i pole wytworzone lokalnie przez momenty magnetyczne jąder sąsiednich. Ponieważ konfiguracja otoczenia i stany kwantowe sąsiadów mogą być rozmaite dla poszczególnych jąder, przeto pole lokalne może przyjmować niezliczoną liczbę wartości. Stąd też i rozszczepienie następuje na nieskończoną niemal liczbę podpoziomów, co jedynie symbolicznie przedstawiono na rys. 1c. Hamiltonian układu spinów składa się teraz z dwu członów:

$$\mathcal{H} = -\gamma \hbar H_0 \sum_i I_z^{(i)} + \gamma^2 \sum_{i < j} \left[\frac{I^{(i)} \cdot I^{(j)}}{r^3} - \frac{3(I^{(i)} \cdot r)(I^{(j)} \cdot r)}{r^5} \right], \quad (8)$$

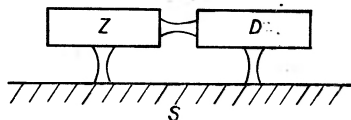
z których pierwszy, tzw. człon zeemanowski, opisuje energię oddziaływania spinów z polem H_0 , drugi zaś wzajemne oddziaływanie dipolowe, albo innymi słowy oddziaływanie z polem lokalnym. Sumowanie odbywa się w pierwszym członie po pojedynczych spinach próbki, w drugim zaś po wszystkich parach. Poglądowo można przedstawiać oba te rodzaje energii na przykładzie dużej liczby namagnesowanych igiełek stalowych, które przyciągając się wzajemnie tworzą zlepek (rys. 3). Zlepek ten umieszczony w zewnętrznym polu magnetycznym oddziałuje z nim dzięki swojemu niezerowemu wypadkowemu momentowi. Energia tego oddziaływania odpowiada energii zeemanowskiej układu

spinów. Niezależnie od tego zlepek zawiera pewną energię uwarunkowaną wzajemnym przyciąganiem się igiełek. Ta energia odpowiada energii dipolowej układu spinów.



Rys. 3. Model układu spinów. Poszczególne dipole oddziaływając ze sobą warunkują istnienie energii dipolowej, natomiast wypadkowy moment całości oddziaływając z zewnętrznym polem magnetycznym daje energię zeemanowską

Ogólnie biorąc możemy powiedzieć, że całkowita energia próbki umiejscowiona jest w trzech zbiornikach: zeemanowskim Z , dipolowym D i sieciowym S . Między tymi zbiornikami mogą istnieć większe lub mniejsze kontakty cieplne (wymiana energii), co na rys. 4 zaznaczono symbolicznie za pomocą „mostków“ łączących poszczególne zbiorniki.



Rys. 4. Podział energii próbki na zeemanowską Z , dipolową D i sieciową S . Mostki łączące poszczególne zbiorniki symbolizują możliwość przepływu energii

Suma energii w zbiornikach Z i D , czyli całkowita energia układu spinów, jest o wiele rzędów wielkości mniejsza od energii zbiornika S . Możemy więc ten ostatni uważać za nieskończenie wielki i nie brać pod uwagę zmian temperatury sieci T na skutek wymiany z układem spinów.

Rozpatrzmy teraz skutki zmiany natężenia pola magnetycznego H_0 działającego na próbkę. Problem ten jest z wielu względów ciekawy, między innymi dlatego, że przez zastosowanie takiej zmiany udało się Abragamowi i Proctorowi [2] doświadczalnie stwierdzić istnienie temperatury spinowej.

Pomińmy na razie rozszczępienia spowodowane oddziaływaniem dipolowym. Wskutek zmiany H_0 pojedyncze poziomy zeemanowskie zbliżają lub oddalają się od siebie proporcjonalnie, tzn. w ten sposób, że odległości między nimi nadal pozostają sobie równe (por. rys. 1a i 1b). Wobec tego układ spinów, który początkowo znajdował się w temperaturze Θ (np. równej temperaturze sieci T) po

zmianie pola H , na H'_0 znajduje się w temperaturze spinowej Θ'_0 . Jeśli czas trwania zmiany jest bardzo krótki w porównaniu z T_2 , to populacje stanów zachowują swą wartość, a to oznacza stałość magnetyzacji. Z kolei wzór Langevina-Curie (6) mówi, że przy stałej magnetyzacji temperatura spinowa musi zmieniać się proporcjonalnie do H_0 . Tak więc na przykład zwiększenie H_0 powoduje podwyższenie się Θ , czyli „ogrzanie się“ układu spinów.

Nieco inaczej przedstawia się sprawa, jeśli uwzględnimy oddziaływanie dipolowe. Wtedy nie mamy do czynienia z pojedynczymi poziomami, lecz z pasmami. Zmiana pola powoduje proporcjonalne przesunięcia całych pasm natomiast szerokości pasm i obsadzenia podpoziomów, z których składają się pasma nie ulegną zmianie, rys. 1c i 1d. Możemy wówczas mówić o dwu różnych temperaturach:

a) temperaturze otrzymanej z eksponenty przeprowadzonej przez końce środkowych podpoziomów w pasmach (krzywa na rys. 1d). Na mocy przedstawionych już poprzednio argumentów temperatura ta jest proporcjonalna do H_0 przy szybkiej zmianie pola magnetycznego. Jest to tzw. temperatura zbiornika energii zeemanowskiej Θ_z ,

b) o temperaturze Θ_d wyznaczonej przez populacje podpoziomów wewnątrz pasma. Otrzymujemy ją z eksponenty łączącej końce podpoziomów wchodzących w skład jednego z pasm (krzywa d na rys. 3). Ponieważ w czasie zmiany pola ani odległości podpoziomów w danym paśmie, ani populacje nie zmieniają się, więc temperatura Θ_d jest stała. Nosi ona nazwę temperatury zbiornika dipolowego.

A więc bezpośrednio po dokonaniu zmiany pola magnetycznego nie istnieje jedna temperatura spinowa. Dopiero w trakcie etapu I wzajemny kontakt zbiorników Z i D powoduje, że temperatury Θ_z i Θ_d wyrównują się zdrażając do temperatury spinowej Θ . Czas potrzebny na wyrównanie się temperatur Θ_z i Θ_d równy jest czasowi trwania etapu I i jest rzędu T_2 .

Załóżmy, że na początku układ znajdował się w stanie równowagi termodynamicznej, tzn., że $\Theta_z = \Theta_d = T$. Po szybkim zwiększeniu natężenia pola magnetycznego mamy $\Theta'_d < \Theta_z$ przy niezmienionej wartości M , a następnie po wyrównaniu się tych temperatur otrzymujemy wspólną temperaturę spinową Θ obu zbiorników. Oznacza to zmniejszenie się Θ_z . Ponieważ magnetyzacja jest odwrotnie proporcjonalna do Θ_z , więc w rezultacie wyrównania się temperatur Θ_d i Θ_z następuje wzrost magnetyzacji. Możemy więc po podniesieniu wartości H_0 spodziewać się zwiększenia magnetyzacji bez konieczności oczekiwania czasu T_1 . Efekt ten został doświadczalnie stwierdzony przez Abragama i Proctora (1958), którzy tym samym dowiedli, że temperatura spinowa istnieje.

Wyrównanie się temperatur Θ_z i Θ_d może też przebiegać równocześnie ze zmianą H_0 . Przy tym założeniu można obliczyć [3] że stosunek wartości magnetyzacji po zmianie pola do wartości przed zmianą wyraża się następująco

$$\frac{M'}{M} = \frac{H'_0}{H_0} \left(\frac{H_0^2 + H_1^2}{H_0'^2 + H_1^2} \right)^{1/2} \quad (9)$$

gdzie H_0 i H'_0 są kolejnymi wartościami pola magnetycznego. Gdy magnetyzacja jest równoległa do pola magnetycznego, to energia zbiornika Zeemanowskiego wyraża się wzorem:

$$E_z = - M \cdot H_0 = - \frac{C}{\Theta_z} H_0^2. \quad (10)$$

Definiujemy wielkość H_l^2 tak, aby energia zbiornika dipolowego wyrażała się w analogiczny sposób:

$$E_d = - \frac{C}{\Theta_d} H_l. \quad (11)$$

Tak jak energia zeemanowska uwarunkowana jest częściowym uporządkowaniem spinów w polu H_0 (oddziaływanie magnetyzacji z polem H_0), tak energia dipolowa związana jest z uporządkowaniem spinów względem pól wewnętrznych. Wielkość H_l^2 możemy uważać za efektywną wartość kwadratu tych pól. Redfield [5] pokazał, że

$$H_l^2 = \frac{1}{3} S, \quad (12)$$

gdzie S jest tzw. drugim momentem Van Vlecka linii rezonansu jądrowego. Na ogół dla protonów H_l jest rzędu kilku erstedów.

Jeżeli początkową i końcową wartość pola magnetycznego obierzemy tak, że $H_0 \approx H_l$, zaś $H'_0 \gg H_l$, to możemy wzór (9) przedstawić w postaci przybliżonej

$$\frac{M'}{M} = \frac{(H_0^2 + H_l^2)^{1/2}}{H_0},$$

z której wynikają dwa interesujące wnioski:

- a) wielkość magnetyzacji zależy tylko od początkowej wartości pola magnetycznego H_0 , w którym próbka została „przygotowana“,
- b) wielkość magnetyzacji zależna jest w równym stopniu od H_0 jak i H_l . Oznacza to, że pole wewnętrzne H_l także jest zdolne wprowadzać uporządkowanie spinów.

Istnieje jednak pewna zasadnicza różnica w działaniu pól H_0 i H_l . W przeciwieństwie do pola zewnętrznego pole wewnętrzne działają na poszczególne jądra pod różnymi kierunkami i dlatego uporządkowanie wywołane samymi tylko polami wewnętrznymi nie powoduje różnej od zera magnetyzacji. Dopiero po przeniesieniu próbki do silnego pola zewnętrznego uporządkowanie to uzewnętrznia się w postaci makroskopowego momentu magnetycznego.

Zachowanie uporządkowania spinów jądrowych w polach wewnętrznych daje się pięknie zilustrować doświadczeniem zwanym adyabatycznym rozmagnesowaniem [4]. Próbkę ciała stałego (LiF), która osiągnęła stan równowagi termodynamicznej w silnym polu zewnętrznym H_0 , przenosimy do bardzo słabego pola H'_0 , $H'_0 \ll H_l$ po czym ponownie powracamy z nią do pola H_0 . Całe doświadczenie wykonujemy w czasie znacznie krótszym niż T_1 , co nie

przedstawia większych trudności, gdy się zważy, że $T_1 = 2$ min dla jąder ^{19}F , i $T_1 = 5$ min dla ^7Li . Okazuje się, że po powrocie do silnego pola magnetyzacja uzyskuje swą początkową wartość. Widzimy więc, że w słabym polu uporządkowanie nie znikło, lecz tylko przeszło w inną postać. Oczywiście, takie przekształcenie jest nie do pomysłenia bez wzajemnego kontaktu zbiorników Z i D .

Warto zaznaczyć, że zmiana kierunku i wartości pola działającego na próbkę w czasie przenoszenia nie może być zbyt szybka, gdyż mogłyby wystąpić przejścia kwantowe, które spowodowałyby nieodwracalne zmiany magnetyzacji. Zmiana pola zachowująca obsadzenia stanów jest zmianą izoentropową.

2. Temperatura spinowa w wirującym układzie współrzędnych

Rozważmy teraz sytuację, w której prócz silnego stałego pola H_0 działa jeszcze stosunkowo słabe pole drgające o amplitudzie $2H_1$ i częstotliwości ν . Może to być np. pole wytworzone przez cewkę, w uzwojeniach której płynie prąd o częstości kołowej $\omega = 2\pi\nu$. Pole to wyraża się wzorem: $2H_1 \cos \omega t$.

Działanie tego pola drgającego najlepiej jest rozpatrywać w układzie współrzędnych $X' Y' Z$ wirującym z prędkością kątową ω wokół osi Z , obierając kierunek i zwrot tej osi zgodnie z wektorem pola zewnętrznego H_0 . Pole wysokiej częstotliwości daje się rozłożyć na dwie wirujące w przeciwnych kierunkach składowe o długości H_1 , z których jedna jest nieruchoma w tak określonym układzie wirującym. Przyjmujemy, że ta nieruchoma składowa pokrywa się z osią X' układu wirującego.

W układzie wirującym energia zeemanowska jest inna niż w laboratoryjnym, wynosi bowiem

$$- M \cdot H_{\text{ef}} = - M \cdot [(H_0 - \omega/\gamma)k + H_1 i],$$

gdzie k oraz i są wektorami jednostkowymi leżącymi odpowiednio na osiach Z i X' .

W pobliżu rezonansu $H_{\text{ef}} \approx H_1$, a ponieważ zawsze $H_1 \ll H_0$, więc poziomy zeemanowski leżą znacznie bliżej siebie w układzie $X' Y' Z$ niż w laboratoryjnym. Natomiast rozszczepienie dipolowe jest w przybliżeniu w obu układach jednakowe. Mamy więc w układzie wirującym zupełnie podobną sytuację do tej, jaka jest nam znana w układzie laboratoryjnym w warunkach słabego pola H_0 (rys. 1a). Gdy populacje poziomów spełniają związek

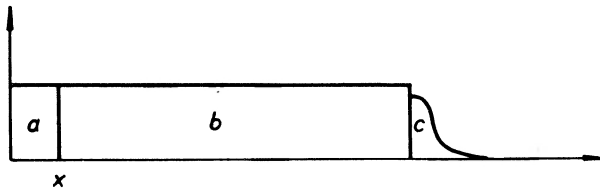
$$N_m = c \exp(-E_{rm}/k\Theta_s),$$

w którym E_{rm} oznacza energię m -tego poziomu energetycznego w wirującym układzie współrzędnych, to wówczas stałą Θ_s nazywamy temperaturą spinową w wirującym układzie współrzędnych. Pojęcie to zostało wprowadzone przez Redfielda [5]. Odgrywa ono zasadniczą rolę w teorii magnetycznego rezonansu jądrowego.

3. Teoria Redfielda

Redfield [5] zwrócił po raz pierwszy uwagę na to, że w przypadku ciał stałych (dla których $T_2 \ll T_1$) równania Blocha* nie mogą być słuszne w warunkach bardzo dużej amplitudy pola drgającego $2H_1$. Redfield zastąpił równania Blocha nową teorią, w której zasadniczą rolę odgrywa pojęcie temperatury spinowej w wirującym układzie współrzędnych.

Zastrzeżenia Redfielda odnośnie do słuszności równań Blocha wyjaśnimy rozważając sytuację, w której magnetyzacja jest równoległa do wirującego z częstością rezonansową wektora H_1 (czyli, gdy oba te wektory leżą na osi X' układu wirującego). Sytuację tę można otrzymać przez dokonanie obrotu magnetyzacji z jej położenia równowagi $M_\infty \parallel Z$ za pomocą impulsu $\pi/2$, po którym następuje długi impuls o zmienionej o 90° fazie pola drgającego (rys. 5).



Rys. 5. Impulsowa metoda ujarzmiania spinów: a — impuls $\pi/2$, b — impuls ujarzmiający c — swobodna precesja. W chwili $t = x$ dokonuje się nagłej zmiany fazy pola drgającego o kąt $\pi/2$

Natychmiast po zaistnieniu powyższej sytuacji (tzn. na początku długiego impulsu) energia zeemanowska w układzie wirującym wynosi $-M_\infty H_1$. Równania Blocha żądają, by energia ta zdążyła do zera z czasem relaksacji T_2 . Jednakże energia ta nie może odpłynąć w tak krótkim czasie do sieci, gdyż na to trzeba by znacznie dłuższego czasu T_1 . Pozostaje więc tylko możliwość przejścia jej do zbiornika dipolowego D . Zbiornik ten ma jednak ograniczoną pojemność, która może się okazać niewystarczająca do przyjęcia całej energii Zeemanowskiej, jeśli wielkość H_1 jest duża.

Wyjście z trudności podane przez Redfielda polega na przyjęciu założenia, że w czasie rzędu T_2 następuje ustalenie się temperatury spinowej Θ_e w wirującym układzie współrzędnych. Ścisłe sformułowanie tego założenia mówi, że po upływie czasu rzędu T_2 stan układu spinów opisany jest macierzą gęstości:

$$\rho^* = \frac{\exp[-(\mathcal{H}_z^* + \mathcal{H}_d^*)/k\Theta_e]}{\text{Tr} \exp[-(\mathcal{H}_z^* + \mathcal{H}_d^*)/k\Theta_e]}$$

gdzie \mathcal{H}_z^* jest hamiltonianem energii zeemanowskiej, a \mathcal{H}_d^* dipolowej w wirującym układzie współrzędnych.

W dalszych rozważaniach potrzebne nam będzie pojęcie pola efektywnego H_{et} . Jest ono sumą wektorów H_0 i H_1 . Wektor H_{et} jest nieruchomy w wirującym układzie współrzędnych i tworzy kąt ϑ z H_0 ; $\text{tg} \vartheta = \gamma H_1 / (\gamma H_0 - \omega)$.

* Wyprowadzenie równań Blocha znaleźć można w monografii Hennela [8], rozdz. IV.

Z przyjętych założeń Redfielda wynika następujący dwuetapowy przebieg procesu relaksacji:

Etap I

Polega on na ustaleniu się temperatury spinowej w wirującym układzie współrzędnych. Podobnie jak w układzie laboratoryjnym procesowi ustalenia się temperatury spinowej towarzyszył zanik składowej magnetyzacji poprzecznej do H_0 , tak i w układzie wirującym znika składowa poprzeczna względem pola efektywnego. Po upływie czasu $5T_2$ można uważać etap I za praktycznie ukończony. Ponieważ $T_2 \ll T_1$, więc wymiana energii z siecią nie odgrywa w etapie I żadnej roli.

W rezultacie etapu I magnetyzacja osiąga kierunek i zwrot wektora H_{ef} oraz długość wyrażającą się następującym wzorem:

$$M_e = \frac{H_{\text{ef}}^2 \cos \vartheta}{H_{\text{ef}}^2 + H_i^2} M_\infty.$$

Etap II

Kierunek magnetyzacji pozostaje niezmienny, natomiast długość magnetyzacji zdąża do pewnej wartości M_{0e} według równania

$$\frac{dM_e}{dt} = -\frac{M_e - M_{0e}}{T_{1e}}.$$

Zdążanie to jest powolne, gdyż stała T_{1e} jest zwykle dużo większa od T_2 , a nawet może sięgać rzędu czasu relaksacji spinowo-sieciowej T_1 . Stała ta nosi nazwę czasu relaksacji w wirującym układzie współrzędnych. Wartość asymptotyczna magnetyzacji M_{0e} wynosi

$$M_{0e} = \frac{H_{\text{ef}}^2 \cos \vartheta}{H_{\text{ef}}^2 + 2H_i^2} M_\infty.$$

Osiągnięcie jej oznacza ustalenie się równowagi układu spinów z polem drgającym i z siecią. Wówczas dyspersja χ' zdefiniowana jako $M_{0e} \sin \vartheta / 2H_1$ wynosi

$$\chi' = \frac{M_\infty \gamma (\omega - \omega_0)}{2[(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 (H_1^2 + 2H_i^2)]}.$$

Kreślona przez spektrometr MRJ do szerokich linii krzywa $d\chi'/dH_0$ osiąga w rezonansie maksimum

$$\left(\frac{d\chi'}{dH_0}\right)_{\text{maks}} = \frac{1}{2} \frac{M_\infty}{H_1^2 + 2H_i^2} \quad (13)$$

podczas gdy maksimum to wyliczone z rozwiązania równań Blocha wynosi

$$\frac{1}{2} \frac{M_\infty}{H_1^2 T_1 / T_2 + 2H_i^2} \quad (14)$$

Z przyjętych założeń Redfielda wynika następujący dwuetapowy przebieg procesu relaksacji:

Etap I

Polega on na ustaleniu się temperatury spinowej w wirującym układzie współrzędnych. Podobnie jak w układzie laboratoryjnym procesowi ustalenia się temperatury spinowej towarzyszył zanik składowej magnetyzacji poprzecznej do H_0 , tak i w układzie wirującym zanika składowa poprzeczna względem pola efektywnego. Po upływie czasu $5T_2$ można uważać etap I za praktycznie ukończony. Ponieważ $T_2 \ll T_1$, więc wymiana energii z siecią nie odgrywa w etapie I żadnej roli.

W rezultacie etapu I magnetyzacja osiąga kierunek i zwrot wektora H_{ef} oraz długość wyrażającą się następującym wzorem:

$$M_e = \frac{H_{\text{ef}}^2 \cos \vartheta}{H_{\text{ef}}^2 + H_l^2} M_\infty.$$

Etap II

Kierunek magnetyzacji pozostaje niezmienny, natomiast długość magnetyzacji zdąża do pewnej wartości M_{0e} według równania

$$\frac{dM_e}{dt} = - \frac{M_e - M_{0e}}{T_{1e}}.$$

Zdążanie to jest powolne, gdyż stała T_{1e} jest zwykle dużo większa od T_2 , a nawet może sięgać rzędu czasu relaksacji spinowo-sieciowej T_1 . Stała ta nosi nazwę czasu relaksacji w wirującym układzie współrzędnych. Wartość asymptotyczna magnetyzacji M_{0e} wynosi

$$M_{0e} = \frac{H_{\text{ef}}^2 \cos \vartheta}{H_{\text{ef}}^2 + 2H_l^2} M_\infty.$$

Osiągnięcie jej oznacza ustalenie się równowagi układu spinów z polem drgającym i z siecią. Wówczas dyspersja χ' zdefiniowana jako $M_{0e} \sin \vartheta / 2H_1$ wynosi

$$\chi' = \frac{M_\infty \gamma (\omega - \omega_0)}{2[(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 (H_1^2 + 2H_l^2)]}.$$

Kreślona przez spektrometr MRJ do szerokich linii krzywa $d\chi'/dH_0$ osiąga w rezonansie maksimum

$$\left(\frac{d\chi'}{dH_0} \right)_{\text{maks}} = \frac{1}{2} \frac{M_\infty}{H_1^2 + 2H_l^2} \quad (13)$$

podczas gdy maksimum to wyliczone z rozwiązania równań Blocha wynosi

$$\frac{1}{2} \frac{M_\infty}{H_1^2 T_1 / T_2 + 2H_l^2} \quad (14)$$

Z porównania wzorów (13) i (14) widać, że teoria Redfielda przewiduje efekt nasycenia pochodnej dyspersji przy znacznie większych wartościach H_1 niż by to wynikało z równań Blocha. Doświadczenie rozstrzyga na korzyść teorii Redfielda. Obie teorie dają tę samą wartość maksimum absorpcji w przypadku dużych H_1 .

Redfield opracował swoją teorię mając przede wszystkim na względzie wytłumaczenie zaobserwowanej niezgodności równań Blocha z zachowaniem się pochodnej dyspersji w metalach. Jednakże najbardziej odkrywczy i płodny w skutki okazał się wniosek, że w ciele stałym może się utrzymywać magnetyzacja w pozycji równoległej do H_1 przez czas znacznie dłuższy niż T_2 . Zjawisko to w literaturze anglosaskiej nosi nazwę „spin locking” *. Stanowi ono dowód słuszności teorii Redfielda, a ponadto jest podstawą nowych metod pomiarowych, o czym będzie mowa w dalszej części artykułu.

Po obroceniu magnetyzacji M_∞ na oś X' układu wirującego za pomocą impulsu o częstotliwości rezonansowej — jak to wyjaśniono wyżej — magnetyzacja zmniejsza się do wartości M_e , po czym w ramach etapu II następuje znacznie już wolniejsze zniżanie do wartości $M_{0e} = 0$. Jeżeli w trakcie etapu II wyłączymy pole drgające, to wystąpi swobodna precesja wokół pola H_0 (rys. 5). Początkowa amplituda sygnału swobodnej precesji będzie proporcjonalna do wartości magnetyzacji w chwili wyłączenia. Powtarzając doświadczenie wielokrotnie i mierząc za każdym razem wartość tej amplitudy możemy wyznaczyć czas T_{1e} .

4. Rezonans jądrowy w wirującym układzie współrzędnych

Dotychczasowe rozważania ujawniły bliską analogię między zachowaniem się magnetyzacji w układzie wirującym i laboratoryjnym. Wektorowi H_0 odpowiada w układzie wirującym wektor H_{ef} , a wektorowi M_∞ odpowiada w układzie wirującym wektor M_{0e} . Jeśli jeszcze wprowadzimy modulację natężenia pola H_0 o amplitudzie $2H_a$ i częstotliwości ω_a , to w układzie wirującym modulacja ta będzie widziana jako wektor drgający $2H \cos \omega_a t$ równoległy do osi Z . Wektor ten będzie analogiczny do pola drgającego $2H_1 \cos \omega t$ w układzie laboratoryjnym. Jeżeli spełnimy warunek rezonansu (rezonans w wirującym układzie współrzędnych)

$$\omega_a = \gamma H_{ef},$$

to zaobserwujemy nasycenie (tzw. rotary saturation), które zmniejszy wartość M_{0e} . Zjawisko to zostało odkryte i dokładnie wyjaśnione przez Redfielda [5]. Ma ono zastosowanie w pomiarze H_1 .

* Proponuję nazwę polską „ujarzmienie spinów”.

5. Zastosowanie pomiarów T_{10} do badania powolnych ruchów atomowych i drobinowych

Powolna dyfuzja w ciałach stałych [6]

Przypuśćmy, że istnieje jakiś czynnik (A) powodujący przekazywanie energii ze zbiornika zeemanowskiego do sieci. Wówczas energia zeemanowska E_z zdąża do wartości E_{z1} odpowiadającej stanowi równowagi z siecią według równania

$$\frac{dE_z}{dt} = -\frac{E_z - E_{z1}}{T_z}, \quad (15)$$

gdzie T_z jest stałą o wymiarze czasu, którą możemy interpretować jako czas relaksacji energii zeemanowskiej pochodzący od czynnika (A). Na razie w równaniu (15) nie uwzględniliśmy ewentualnych innych mechanizmów zmiany energii zeemanowskiej.

Podobnie czynnik (A) powoduje zmianę energii dipolowej E_d , jednakże niekoniecznie z tym samym czasem relaksacji:

$$\frac{dE_d}{dt} = -\frac{E_d - E_{d1}}{T_d}. \quad (16)$$

Załóżmy teraz, że między obydwoma zbiornikami bardzo szybko następuje wymiana energii i wyrównanie temperatur, tzn. $T_2 \ll T_z$ i $T_2 \ll T_d$. W takim przypadku równania (15) i (16) możemy uzupełnić dodatkowymi członami $\pm F$ opisującymi szybkość przepływu energii z jednego zbiornika do drugiego:

$$\frac{dE_z}{dt} = -(E_z - E_{z1})/T_z + F, \quad (17)$$

$$\frac{dE_d}{dt} = -(E_d - E_{d1})/T_d - F \quad (18)$$

i wobec tego przyjąć, że ich energie opisane są jedną i tą samą temperaturą spinową:

$$E_z = -\frac{C}{\Theta} H_0^2, \quad E_d = -\frac{C}{\Theta} H_1^2. \quad (19)$$

Znaczenia symboli C i H_i zostały podane uprzednio (zob. wzory (6) i (11)). Wartości energii w stanie równowagi E_{z1} i E_{d1} otrzymujemy podstawiając $\Theta = T$. Dodając stronami równania (17) i (18) otrzymujemy równanie opisujące całkowitą zmianę energii spinowej:

$$\frac{d}{dt}(E_z + E_d) = \left[\left(\frac{1}{\Theta} - \frac{1}{T} \right) (H_0^2 + H_1^2) C \right] \left[\frac{1}{H_0^2 + H_1^2} \left(\frac{H_0^2}{T_z} + \frac{H_1^2}{T_d} \right) \right].$$

Równanie to możemy przepisać w bardziej przejrzystej postaci:

$$\frac{d}{dt}(E_z + E_d) = - \frac{(E_z + E_d) - (E_z + E_d)_T}{T_{1A}},$$

z której widać, że całkowita energia układu spinów zmienia się w sposób eksponencjalny z wypadkowym czasem relaksacji

$$T_{1A}^{-1} = (H_0^2 + H_l^2)^{-1} \left(\frac{H_0^2}{T_z} + \frac{H_l^2}{T_d} \right) = \frac{P_z}{T_z} + \frac{P_d}{T_d},$$

gdzie liczby P_z i P_d spełniają warunek $P_z + P_d = 1$. Możemy je uważać za względne pojemności cieplne zbiorników zeemanowskiego i dipolowego. Wprowadzając stosunek $\beta = T_d/T_z$ możemy napisać

$$T_{1A}^{-1} = \frac{1}{T_d} (\beta P_z + P_d). \quad (20)$$

Jeżeli czynnikiem wywołującym relaksację jest oddziaływanie dipolowe lub oddziaływanie kontaktowe między jądrami a elektronami w metalach, to $\beta = \frac{1}{2}$.

Inny mechanizm relaksacji polega na translacyjnej lub rotacyjnej dyfuzji drobin. Ruch dyfuzyjny składa się ze skoków powtarzających się w przypadkowych odstępach czasu, których średnią wartość oznaczmy przez τ . Skok drobin lub atomu przenosi dane jądro, np. proton, z położenia początkowego A (rys. 3) do nowego otoczenia w punkcie B . Ze względu na bardzo krótki, w porównaniu z okresem precesji, czas trwania skoku sam akt skoku pozostawia kierunek spinu jądrowego i jego energię zeemanowską bez zmiany. Natomiast przez przeniesienie jądra do nowego otoczenia dokonuje się przypadkowa zmiana oddziaływania z polem zewnętrznym, tzn. zmiana energii dipolowej. W średniej skoki stopniowo doprowadzają energię dipolową do zera. Wprowadźmy wielkość Γ

$$\Gamma = (E_d - E_{dT})/Q$$

będącą różnicą energii dipolowej przed i po dojściu układu do stanu równowagi w przeliczeniu na jedną parę oddziaływających ze sobą spinów (Q oznacza liczbę par). Teoretycznie biorąc, jeżeli by w każdej parze przynajmniej jeden partner dokonał skoku, to wówczas mielibyśmy $E_d - E_{dT} = 0$. Zatem w pojedynczym skoku średnia zmiana energii dipolowej wynosi Γ . Jeżeli zaś jeden spin wykonuje skok średnio co τ , to para spinów oczekuje na skok jednego spinu czas $\tau/2$. Wynika stąd, że w ciągu sekundy liczba par zaburzonych skokami wynosi $2Q\tau^{-1}$. Ten ostatni wniosek możemy zapisać w następujący sposób

$$\frac{d}{dt}(E_d - E_{dT}) = -2(E_d - E_{dT})/\tau.$$

Wynika stąd eksponencjalne zdążanie energii dipolowej do stanu równowagi z czasem relaksacji $T_d = \frac{1}{2}\tau$.

Ponieważ skoki nie zmieniają energii dipolowej, zatem $T_z = \infty$ i $\beta = 0$. Podstawiając otrzymane wartości T_d i β do wzoru (20) otrzymujemy czas relaksacji wywołany procesem skoków

$$T_{1\text{sk}}^{-1} = \frac{2}{\tau} \frac{H_i^2}{H_0^2 + H_i^2}.$$

Dotychczas zakładaliśmy, że w rezultacie skoku spin przechodzi do całkowicie nowego otoczenia, czyli że nie ma żadnego związku pomiędzy energiami oddziaływania dipolowego przed i po skoku. W przeciwnym razie (np. gdy spin przeskakuje z jednego węzła sieci krystalicznej na sąsiedni) zachodzi konieczność wprowadzenia czynnika korelacji $1-s$, $0 < s < 1$ i wówczas

$$T_{1\text{sk}}^{-1} = \frac{2(1-s)}{\tau} \frac{H_i^2}{H_0^2 + H_i^2}. \quad (21)$$

Slichter i Allion [6] obliczyli wartości s dla szeregu przypadków korelacji skoków.

Jeżeli oprócz dyfuzji istnieje jeszcze inny proces relaksacji, np. oddziaływanie spinów jądrowych z elektronami przewodnictwa w metalach, to wówczas wypadkowy czas relaksacji wynosi $1/T_1 = 1/T_{1A} + 1/T_{1\text{sk}}$, gdzie $1/T_{1A}$ jest przyczynkiem pochodzącym od tego właśnie procesu. Wyrażając odpowiednio $1/T_{1A}$ i $1/T_{1\text{sk}}$ w postaci (20) i (21) otrzymujemy wzór Slichtera i Alliona

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_z} \frac{H_0^2 + \beta H_i^2}{H_0^2 + H_i^2} + \frac{2(1-s)}{\tau} \frac{H_i^2}{H_0^2 + H_i^2}.$$

W silnych polach magnetycznych, tzn. takich, że $H_0 \gg H_i$ wzór powyższy redukuje się do równości $1/T_1 = 1/T_z$, i wtedy dyfuzja nie ma wpływu na relaksację.

Natomiast w słabych polach H_0 , np. gdy pole H_0 jest takiego samego rzędu wielkości co pola wewnętrzne (tzn. $H_0 \approx H_i$), znaczenia dyfuzji nie można pominąć. Jeśli zaś $\tau \ll T_z, T_{1A}$, to dyfuzja może mieć znaczenie decydujące. Wówczas zaniedbując pierwszy człon możemy napisać $T_1 = T_{1\text{sk}}$. Biorąc pod uwagę przyjęte na początku założenia dobrego kontaktu między zbiornikami Z i D oraz powyższą nierówność, możemy warunek stosowalności równania $T_1 = T_{1\text{sk}}$ sformułować następująco

$$T_2 \ll \tau \ll T_{1A}, T_z.$$

Warunek ten dopuszcza bardzo szeroki zakres wartości τ ze względu na bardzo silną w ciałach stałych nierówność $T_2 \ll T_1$.

Zakres stosowalności metody Slichtera i Alliona warto porównać z zakresem dotychczas znanej metody wyznaczania czasu korelacji z szerokości linii absorpcji ΔH . Szerokość ta, która na ogół jest rzędu 10 G, ulega zmianie (zweźnienie linii), jeśli czas korelacji ruchów drobinowych wynosi w przybliżeniu $\tau = 1/\gamma \Delta H = 4\mu$ sek. Jeśli czas korelacji jest dłuższy, to jego zmiany nie mają już wpływu na szerokość linii i nie możemy wnosić o czasie korelacji.

Natomiast z nierówności $\tau \ll T_z, T_{1A}$ wynika, że metoda Slichtera i Alliona pozwala mierzyć czasy korelacji znacznie dłuższe, rzędu sekund, a nawet minut. W ciałach stałych bowiem czasy relaksacji T_z i T_{1A} mogą przyjmować wartości rzędu minut, a nawet godzin, szczególnie w niskich temperaturach. Metoda Slichtera i Alliona stanowi więc poważne poszerzenie zakresu zastosowania magnetycznego rezonansu jądrowego do badania dynamiki wewnętrznej ciał stałych.

Metoda Slichtera i Alliona sprowadza się do pomiaru czasu relaksacji T_1 w warunkach słabego pola zewnętrznego H_0 . Wykonanie takiego pomiaru narządza poważne trudności. Dla osiągnięcia dobrego stosunku sygnałów do szumów trzeba próbkę poddać działaniu silnego pola i w ten sposób wywołać w niej dużą wartość wektora magnetyzacji początkowej, następnie przenieść ją do słabego pola, a w którym odbywać się będzie proces relaksacji, po czym powrócić do silnego pola dla powtórnego dokonania pomiaru magnetyzacji. Ze względu na dość długi czas potrzebny na przeniesienie próbki, metodę tę można stosować jedynie dla czasów relaksacji rzędu sekundy i dłuższych.

W przypadku krótszych czasów T_1 informację o powolnych ruchach cząstek i atomów otrzymać możemy z pomiaru znanego nam już czasu relaksacji w wirującym układzie współrzędnych T_{1c} . Wprawdzie nasze rozważania nad metodą Slichtera i Alliona prowadziliśmy z punktu widzenia układu laboratoryjnego, to jednak otrzymane rezultaty są też słuszne dla układu wirującego z częstością rezonansową. Należy tylko do wzoru (21) podstawić H_1 w miejsce H_0 (wielkość H_a^2 w przybliżeniu nie zależy od układu). Stąd wniosek, że pomiar T_{1c} jest równoważny pomiarowi T_1 w słabym polu magnetycznym, ma przy tym tę zaletę, że nie wymaga przenoszenia próbki. Pomiar T_{1c} podlega jednak następującemu ograniczeniu. Mianowicie, względy dokładności wymagają, by czas trwania impulsu ujarzmiającego był porównywalny z mierzonym T_{1c} . Wówczas dla czasów T_{1c} dłuższych od 100 msek powstają trudne do pokonania problemy spowodowane przez ciepło wydzielające się w cewce nadawczej.

Przypadek słabych zderzeń

Rozważana powyżej sytuacja, w której $T_2 < \tau$, występować może tylko w pewnym zakresie dostatecznie niskich temperatur. Podnosząc temperaturę będziemy obserwowali zmniejszanie się czasu τ aż do otrzymania nierówności $\tau \ll T_2$. Wówczas wyrównywanie się temperatury spinowej po skoku nie może się ukończyć przed następnym skokiem i wtedy w pojedynczym akcie skoku zarówno energia dipolowa, jak i zeemanowska doznają znikomo małych zmian. Przedstawiona wyżej teoria pojedynczych skoków nie stosuje się już i musi być zastąpiona teorią uwzględniającą efekt dużej liczby „małych skoków“. Przypadek $\tau \ll T_2$ znany jest w literaturze pod nazwą „przypadku słabych zderzeń“.

Przypadkiem słabych zderzeń zajmuje się klasyczna teoria relaksacji Bloembergena, Purcella i Pounda [7] zwana powszechnie teorią BPP.

Analogiczną teorię dla relaksacji podłużnej opracował Jones [9]. Przetransformował on hamiltonian zeemanowski uwzględniający oddziaływanie z po-

lem H_0 i H_1 i dipolowy do układu wirującego z częstotliwością rezonansową i następnie zastosował metodę BPP otrzymując w rezultacie następujące wyrażenie *

$$\frac{1}{T_{1e}} = U \left(\frac{3}{2} \frac{\tau}{1 + 4\omega_1^2 \tau^2} + \frac{5}{2} \frac{\tau}{1 + \omega_0^2 \tau^2} + \frac{\tau}{1 + 4\omega_0^2 \tau^2} \right), \quad (22)$$

gdzie $\omega_0 = \gamma H_0$, $\omega_1 = \gamma H_1$, $U = \frac{3}{10} \gamma^4 \hbar^2 r^{-3}$, zaś r jest wzajemną odległością pary oddziałujących ze sobą dipolowo spinów jądrowych. Wyrażenie powyższe posiada minimum lokalne w pobliżu $4\omega_1^2 \tau^2 = 1$, podczas gdy wyrażenie na T_1 w układzie laboratoryjnym według teorii BPP

$$\frac{1}{T_1} = U \left(\frac{\tau}{1 + \omega_0^2 \tau^2} + \frac{4\tau}{1 + 4\omega_0^2 \tau^2} \right)$$

posiada minimum w pobliżu $\omega_0 \tau = 1$. Ponieważ stosunek ω_0/ω_1 jest rzędu 10^3 , przeto badanie T_{1e} w funkcji ω_1 pozwala mierzyć znacznie dłuższe czasy korelacji niż to było możliwe za pomocą pomiaru T_1 . Reasumując możemy stwierdzić, że także w przypadku słabych zderzeń czas relaksacji T_{1e} jest bardziej czuły na powolne ruchy niż czas T_1 .

Teoria Jonesa została uogólniona na szereg innych oddziaływań niż dipolowe przez Blicharskiego [10]. Blicharski podaje również obliczenie poprzecznego czasu relaksacji w wirującym układzie współrzędnych.

6. Podwójny rezonans jądrowy w wirującym układzie współrzędnych

Bloembergen, Purcell i Pound [7] oszacowali czułość magnetycznego rezonansu jądrowego w cieczech liczbą 10^{18} magnetonów jądrowych na 1 cm^3 . Sygnał od takiej ilości spinów da się jeszcze odróżnić od szumów, pod warunkiem, że przez dodanie odpowiedniej liczby jonów paramagnetycznych czas T_1 został odpowiednio skrócony.

W ciałach stałych czułość magnetycznego rezonansu jądrowego jest znacznie gorsza, ponieważ czas T_1 jest zazwyczaj długi, a szerokość linii bardzo duża. Wprowadzenie jonów paramagnetycznych do ciała stałego nie zawsze jest możliwe i skuteczne. W tych warunkach duże korzyści dać może metoda podwójnego rezonansu jądrowego podana przez Hartmanna i Hahna (1962) i udoskonalona przez Luriego i Slichtera [12].

Metoda ta może być zastosowana wówczas, gdy oprócz badanych jąder (jądra (b) o współczynniku giromagnetycznym γ_b) dających bardzo słaby sygnał, znajdują się inne jądra (a) o współczynniku γ_a dające stosunkowo silny i łatwy do uchwycenia sygnał. Przebieg doświadczenia jest następujący: Wykonujemy pomiary czasu T_{1e} dla jąder (a) znaną nam już metodą ujarzmiania

* Wzór ten został po raz pierwszy otrzymany w 1963 roku przez D. C. Looka i I. J. Lowe, którzy nie opublikowali swych obliczeń.

spinów naświetlając próbkę równocześnie polem drgającym o częstotliwości rezonansowej dla jąder (*b*). W ten sposób w trakcie trwania eksperymentu jądra (*a*) naświetlane są częstotliwością rezonansową $\gamma_a H_0$, a jądra *b* częstotliwością $\gamma_b H_0$. Praktyczna realizacja tego podwójnego naświetlania polega na zastosowaniu dwu oddzielnych cewek nadawczych. Amplitudy pól drgających oznaczamy odpowiednio H_{1a} i H_{1b} .

W stanie ujarzmienia spiny (*a*) bardzo słabo oddziałują ze spinami (*b*), tak że układy tych spinów możemy uważać za odizolowane, chyba że tak dobierzemy amplitudy pól drgających, żeby

$$\gamma_a H_{1a} = \gamma_b H_{1b} . \quad (23)$$

Warunek ten oznacza, że odległości pomiędzy poziomami energetycznymi spinów (*a*) i (*b*) są równe, co stwarza możliwość wymiany kwantów energii pomiędzy oboma rodzajami jąder. Bowiem dla spinów (*a*) odległości poziomów w układzie wirującym z prędkością kątową $\gamma_a H_0$ wynoszą $\gamma_a H_{1a} \hbar$ i podobnie $\gamma_b H_{1b} \hbar$ dla spinów (*b*) w układzie wirującym z prędkością rezonansową właściwą jądrum (*b*). Przez spełnienie warunku (23) zapewniamy bardzo dobry kontakt cieplny układów jąder (*a*) i (*b*).

Natychmiast po ujarzmieniu temperatura spinów (*a*) jest bardzo niska, podczas gdy temperatura spinów (*b*) naświetlanych permanentnie niewiele odbiega od temperatury sieci. Kontakt cieplny spowoduje więc szybkie obniżenie temperatury spinów (*a*) zależne co do wielkości od pojemności cieplnej układu spinów (*b*).

Obniżenie temperatury spinów (*a*) możemy znacznie zwiększyć przez wprowadzanie co pewien czas nagłej zmiany fazy pola drgającego H_{1b} o 180° . W ten sposób nie dopuszczamy do ustalenia się niskiej temperatury układu spinów (*b*) i powodujemy stały przepływ energii od układu (*b*) do (*a*). Wyraża się on skróceniem mierzonego czasu relaksacji T_{1q} spinów (*a*).

Według opracowań Hartmanna i Hahna przedstawiona wyżej metoda podwójnego rezonansu w wirującym układzie współrzędnych pozwala wykrywać spiny (*b*) w ilości 10^{15} magnetonów jądrowych na cm^3 .

Metodę podwójnego rezonansu jądrowego w wirującym układzie współrzędnych można również stosować w przypadku, gdy jeden lub oba rodzaje jąder (*a*) i (*b*) mają spin większy niż $\frac{1}{2}$ i poprzez swój moment kwadrupolowy oddziałują z gradientami pól elektrycznych w kryształach. Uproszczone warianty metody podwójnego rezonansu jądrowego w wirującym układzie współrzędnych zostały podane w pracach Luriego i Slichtera [12], Tsutsmiego i in. [13].

Bardziej szczegółowe przedstawienia zagadnień związanych z temperaturą spinową w laboratoryjnym i wirującym układzie współrzędnych znaleźć można w kilku obszernych monografiach [14, 15 i 16].

Literatura

- [1] C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, Harper and Row, New York 1963, rozdz. 5.
- [2] A. Abragam, W. G. Proctor, *Phys. Rev.*, **109**, 1441 (1958).
- [3] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford University Press, Oxford 1961.
- [4] R. V. Pound, *Phys. Rev.*, **81**, 156 (1951).
- [5] A. G. Redfield, *Phys. Rev.*, **98**, 1787 (1955).
- [6] C. P. Slichter, D. Ailion, *Phys. Rev.*, **135A**, 1099 (1964).
- [7] N. Bloembergen, E. M. Purcell, R. V. Pound, *Phys. Rev.*, **73**, 679 (1948).
- [8] J. W. Hennel, *Wstęp do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego*, PWN, Warszawa 1966.
- [9] G. P. Jones, *Phys. Rev.*, **148**, 322 (1966).
- [10] J. S. Blicharski, *Acta Phys. Polon.*, **A41**, 233 (1972).
- [11] S. R. Hartmann, E. L. Hahn, *Phys. Rev.*, **128**, 2042 (1962).
- [12] F. M. Lurie, C. P. Slichter, *Phys. Rev.*, **133A**, 1108 (1964).
- [13] Y. Tsutsumi, M. Kunitomo, T. Terao, T. Hashi, *J. Phys. Soc. Japan*, **26**, 16 (1969).
- [14] L. C. Hebel, *Solid State Physics* (red. F. Seitz, D. Turnbull), vol. 15, Academic Press, New York 1963.
- [15] J. Jeener, *Advances in Magnetic Resonance* (red. J. S. Waugh), vol. 3, str. 206-320, Academic Press, New York 1968.
- [16] M. Goldman, *Spin Temperature and Nuclear Magnetic Resonance in Solids*, Oxford University Press, Oxford 1970.

Józef Kajfosz

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

Analiza pierwiastków śladowych przy pomocy charakterystycznego promieniowania X wzbudzanego przez cząstki naładowane

Trace Elements Analysis by Means of Charged Particle Induced X-Radiation

Abstract: Recent developments in the use of heavy charged particles for X-ray excitation in the analysis of trace elements in low- Z matrices are reviewed. Main technical aspects and the applicability of this method are briefly discussed.

1. Wstęp

W ostatnich latach notuje się szybkie postępy w rozwoju metod wyznaczania zawartości pierwiastków w materiałach różnego rodzaju poprzez rejestrację charakterystycznego promieniowania X. Szerokie wykorzystanie znanego od dawna i opisywanego wielokrotnie zjawiska emisji promieni X przy powrocie powłok atomowych do stanu podstawowego stało się możliwe głównie dzięki rozpowszechnieniu detektorów półprzewodnikowych o wysokiej energetycznej zdolności rozdzielczej, umożliwiających identyfikację i pomiar natężenia charakterystycznych linii widmowych, odpowiadających poszczególnym pierwiastkom w badanych próbkach. W zależności od sposobu wzbudzania powłok atomowych w badanym materiale, znane od dłuższego czasu metody analizy X podzielić można na dwie grupy, w których odpowiednio stosowane są:

- a) promienie α , β , względnie $\gamma(X)$ ze źródeł promieniotwórczych,
- b) promienie β , względnie X, generowane sztucznie, przy pomocy urządzeń elektronicznych.

Od roku 1970 przedmiotem zainteresowania jest jeszcze trzeci sposób wzbudzania badanych atomów, polegający na wykorzystaniu ciężkich cząstek naładowanych (protonów, cząstek α i cięższych jonów) z akceleratorów. Ponieważ już pierwsze próby, podjęte w tym kierunku, dały wyniki bardzo obiecujące [1],

metoda analizy składu chemicznego na wiązkach akceleratorów zaczęła się szybko rozwijać. Po przeszło dwóch latach prac w tej dziedzinie nie ma jeszcze wprawdzie pełnego obrazu zakresu wykorzystania tej metody, jednakże otrzymane wyniki dają całkowicie wystarczającą podstawę do stwierdzenia, iż otwiera ona nowe możliwości badań w niektórych dziedzinach i jej wprowadzenie może przynieść istotne korzyści zarówno naukowe, jak i praktyczne.

Rozwój omawianej metody zbiega się w czasie, zresztą nie bez pewnego powiązania przyczynowego, z zagadnieniem dalszego racjonalnego użytkowania niektórych istniejących urządzeń fizyki jądrowej, których pierwotny program badawczy, na skutek szybkiego postępu badań, został w dużym stopniu wyczerpany. Wydaje się celowe wykorzystanie tych kosztownych urządzeń wraz z skupionym wokół nich potencjałem kadrowym, aparaturowym i technicznym również do rozwiązywania aktualnych zagadnień z dziedziny zastosowań techniki jądrowej o dużym znaczeniu praktycznym. Praca niniejsza, posiadająca charakter przeglądowy, ma na celu udostępnienie podstawowych informacji o właściwościach tej metody, umożliwiających wstępną ocenę jej przydatności oraz zagadnień technicznych, związanych z jej wprowadzeniem.

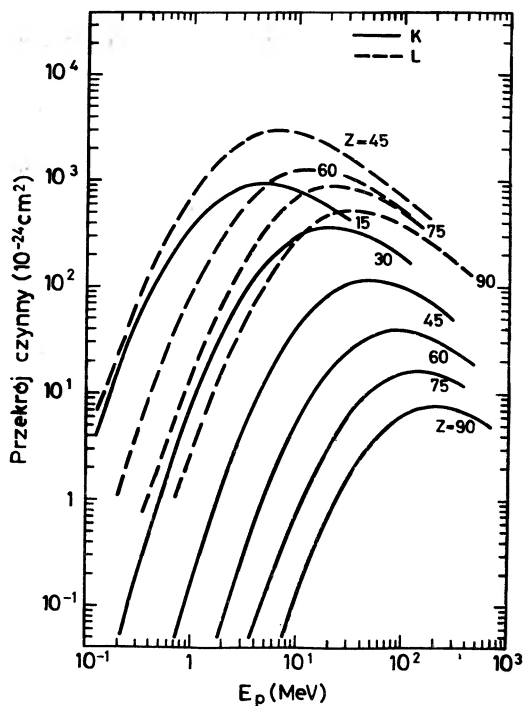
2. Czastki wzbudzające

Podstawy teorii wzbudzania promieniowania charakterystycznego X przez ciężkie czastki naładowane podano w pracy [2]. Przekrój czynny jonizacji n -tej powłoki atomu pierwiastka o liczbie atomowej Z czastkami o ładunku e można zapisać w postaci

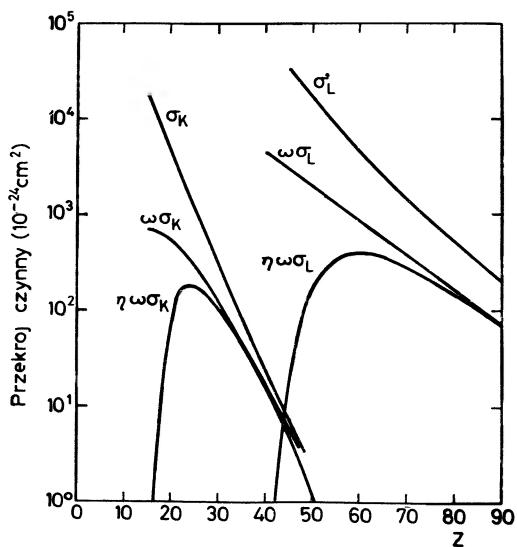
$$\sigma_n = \frac{8\pi e^2 r_0^2 f_n}{Z^4 \eta_n}, \quad (1)$$

gdzie r_0 jest to klasyczny promień elektronu, η_n jest funkcją energii czastek bombardujących, zaś f_n związane jest z funkcjami falowymi elektronów danej powłoki. Wartości liczbowe f_n podano dla powłok K i L w pracy [3]. Prawdopodobieństwo emisji fotonu przy przejściu powłoki wzbudzonej do stanu podstawowego określa współczynnik fluorescencji ω_n . Przebieg funkcji $\sigma_n \cdot \omega_n$ powłok K i L dla protonów przedstawia rys. 1. Maksymalne przekroje czynne dla innych czastek ustalić można przy pomocy prostej reguły [4], według której przekrój maksymalny proporcjonalny jest do kwadratu ładunku czastki, a energia, przy której przekrój osiąga maksimum, jest wprost proporcjonalna do masy czastki.

Proste i bardzo poglądowe rozważenie wykrywalności pierwiastków chemicznych przy pomocy promieni X, wzbudzanych protonami, przeprowadzone zostało w pracy [5]. Na rys. 2 podano zależność σ_K i σ_L od Z dla energii protonów 4 MeV. Szybki spadek przekroju czynnego z wzrastającym Z nasuwa wniosek, że czułość detekcji poszczególnych pierwiastków rozłożona będzie w bardzo szerokim zakresie. Jednakże uwzględnienie współczynnika fluore-



Rys. 1. Zależność przekroju czynnego emisji promieni X z powłok K i L od energii protonów E_p dla różnych wartości liczby atomowej Z [4]

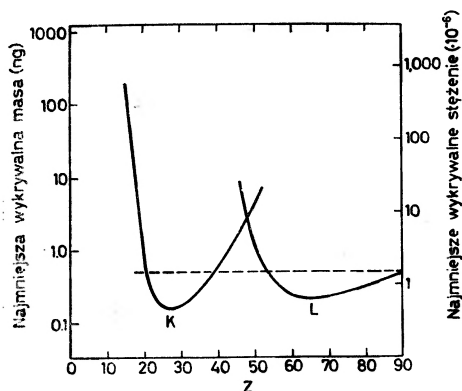


Rys. 2. Zależność przekrojów czynnych od liczby atomowej dla energii protonów 4 MeV [5]

scencji ω_n , jak również pochłaniania promieniowania X przez warstwy materii między tarczą a detektorem, oraz wydajności samego detektora ε sprawiają, że skorygowane krzywe $\sigma\omega\varepsilon$ mają przebieg znacznie łagodniejszy. W przedstawionym przykładzie przyjęto za podstawę obliczenia ε warstwę pochłaniającą, równoważną 50 mg/cm² węgla oraz detektor krzemowy o grubości 3 mm. Z rys. 2 wynika, że niedostępne dla analizy X będą pierwiastki o liczbie atomowej poniżej pewnej granicy Z_{\min} , leżącej około 15 ÷ 20; pierwiastki w zakresie $Z_{\min} \leq Z < \sim 50$ wykrywane być mogą na podstawie linii X, towarzyszących zapełnianiu powłoki K, natomiast pierwiastki o $Z > \sim 45$ najdogodniej jest badać przy pomocy linii, towarzyszących zapełnieniu powłoki L. Aby otrzymać najmniejsze wykrywalne masy pierwiastków, autorzy pracy [5] wprowadzili funkcję $D(Z)$:

$$D(Z) = K \cdot \frac{A\sqrt{B}}{\sigma\omega\varepsilon}, \quad (2)$$

gdzie A jest to ciężar atomowy danego materiału, natomiast B charakteryzuje wysokość tła w widmie w miejscu danej linii charakterystycznej. Orientacyjny kształt funkcji $D(Z)$ otrzymano, wyznaczając wartość stałej K oraz przebieg tła B na podstawie przeprowadzonych pomiarów, w wyniku których na wiązce o natężeniu 50 nA, stosując tarczę o masie 300 μ g, w pomiarze, trwającym 10 minut, stwierdzono wykrywalność molibdenu w ilości 0,5 ÷ 1 ng. Otrzymaną w taki sposób krzywą czułości $D(Z)$ w skali mas i stężeń przedstawia rys. 3.



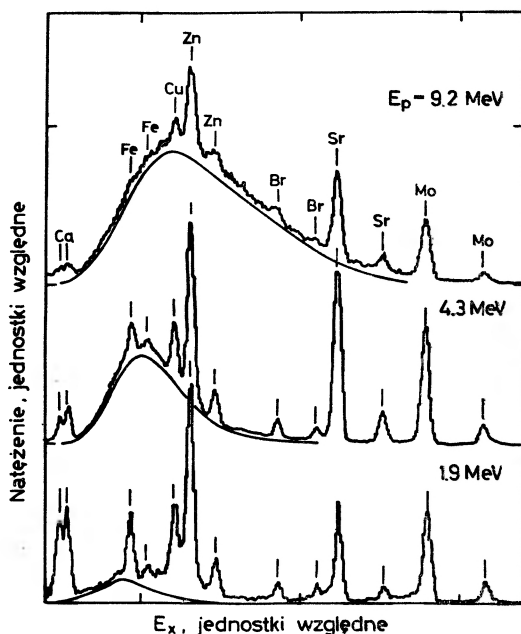
Rys. 3. Najmniejsza wykrywalna ilość pierwiastków $D(Z)$ na podstawie pracy [5]

Okazuje się, iż po uwzględnieniu najważniejszych czynników, wpływających na czułość pomiarów, przebieg krzywej $D(Z)$ jest względnie równomierny, z odchyleniami do około pół rzędu wielkości od wartości średniej, co stanowi podstawę do stwierdzenia, iż omawianą metodą objęte są wszystkie pierwiastki powyżej wartości granicznej Z_{\min} .

Choć przedstawiony przebieg krzywej $D(Z)$ jest dla oceny tej metody bardzo istotny, konkretne wartości tej funkcji należy traktować raczej przykładowo. Ponieważ chodzi o metodę nową, nie opracowaną w szczególach, istnieją znaczne

możliwości podniesienia czułości przez optymalizację warunków pomiaru, w szczególności, jeśli chodzi o natężenie wiązki, energię cząstek czy układ geometryczny. Dlatego nie wyklucza się stopniowego wzrostu czułości w miarę udoskonalania techniki pomiarowej nawet o $2 \div 3$ rzędy wielkości w porównaniu z osiągniętą w tych pierwszych próbach.

Zależność przekroju czynnego emisji promieniowania X z powłok atomowych od energii protonów (rys. 1) wskazuje na to, iż najkorzystniejsze warunki powinny występować przy stosunkowo dużych energiach protonów od 10 do kilkuset MeV, zwłaszcza dla pierwiastków cięższych. Okazuje się jednak, że sama wielkość przekroju czynnego nie jest czynnikiem decydującym przy wy-



Rys. 4. Widma promieni X próbki wody do picia, otrzymane przy trzech różnych wartościach energii protonów [5]. Widoczne są duże zmiany w wielkości i kształcie widma promieniowania (krzywe gładkie)

borze optymalnej wartości energii protonów, gdyż ze wzrostem tej energii szybko wzrasta tło, pochodzące przeważnie z promieniowania hamowania cząstek w materiale tarczy oraz w znacznie mniejszym stopniu z reakcji jądrowych, zachodzących w tarczy. Jako przykład służyć może widmo aparaturowe tej samej próbki materiału, zdjęte przy trzech różnych wartościach energii protonów (rys. 4). Widać tutaj wyraźnie, że natężenie tła, występującego przy energii 1,9 MeV tylko w okolicy żelaza i miedzi, ze wzrostem energii protonów rośnie szybko i tło przesuwa się zarazem w obszar wyższych energii promieni X. Widoczność linii charakterystycznych pierwiastków lekkich z okolicy Fe jest wyraźnie najlepsza dla energii 1,9 MeV, dla pierwiastków cięższych natomiast najlepszy stosunek natężeń linii widmowych do tła uzyskuje się dla energii

4,3 MeV. Wynika z tego, że optymalna energia protonów leżeć będzie najprawdopodobniej w granicach około $2 \div 5$ MeV.

Stosunkowo niskie tło promieni hamowania jest jedną z swoistych cech ciężkich cząstek naładowanych w porównaniu z elektronami przy wzbudzaniu powłok atomowych. Ponieważ natężenie tego tła jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu masy cząstek hamowanych, jest ono dla protonów o około 6 rzędów wielkości niższe od promieniowania hamowania elektronów, co jest bardzo istotną korzyścią, jeśli chodzi o wykrywalność linii X o słabym natężeniu w widmach.

Oprócz protonów, z równym powodzeniem użyte być mogą do wzbudzania powłok atomowych cząstki α lub cięższe jony. Zależność maksymalnego przekroju wzbudzenia od kwadratu ładunku cząstki wzbudzającej stwarza możliwość podniesienia wydajności przez użycie atomów wielokrotnie zjonizowanych. Jednakże problemy związane z tłem oraz fakt, że przy wzbudzaniu jonami następują przesunięcia i rozszczepienia linii X na skutek wielokrotnej jonizacji tego samego atomu próbki, sprawiają, iż na razie trudno ocenić korzyści, związane z ewentualnym użyciem tych sposobów wzbudzenia. Wyniki, uzyskane przy zastosowaniu cząstek α o energii 50 MeV [6] wyraźnie wskazują na decydujące znaczenie tła, którego natężenie obniża czułość w porównaniu z przytoczonymi powyżej wynikami dla protonów o około 2 rzędy wielkości, natomiast przy użyciu jonów tlenu [7] wystąpiło znaczne rozmycie charakterystycznych linii widmowych, co pogarsza możliwość identyfikacji pierwiastków bliskich. Wyniki te z jednej strony potwierdzają możliwość stosowania cząstek α czy ciężkich jonów, jako cząstek wzbudzających, z drugiej strony zaś wskazują na to, że osiągnięcie istotniejszych korzyści przez podnoszenie energii cząstek bombardujących jest niemożliwe, tak samo jak i w wypadku protonów, z uwagi na wielkość tła.

3. Próbki

Specyficzną cechą analizy X z wzbudzaniem ciężkimi cząstkami w odróżnieniu od innych sposobów wzbudzania jest mała ilość materiału, potrzebna do wykonania pomiaru. W przeprowadzonych dotychczas pomiarach na wiązkach protonów typowe masy badanych próbek leżały w granicach od 100 μg do 1 mg, podczas kiedy przy użyciu źródeł promieniotwórczych czy lamp rentgenowskich, masy używanych próbek są rzędu gramów. Zastosowanie tak małych ilości materiału próbek możliwe jest dzięki dużym osiągalnym natężeniom tych cząstek, jak również dzięki łatwości ich ogniskowania i kolimacji, w odróżnieniu od promieni X czy też γ . Typowe natężenia wiązek, użytych w doświadczeniach, leżą w granicach 50 nA do 3 μA i wiązki te skolimowane są na powierzchnię o średnicy $2 \div 4$ mm. W tych warunkach czynnikiem ograniczającym natężenie promieni X, uzyskiwanych z tarczy, nie jest osiągalne natężenie wiązki ani przekrój czynny jonizacji, lecz równowaga cieplna tarczy, toteż natężenie wiązki

dobrane być musi w taki sposób, aby nie dochodziło do parowania badanego materiału lub nawet do przepalenia tarczy.

Znikome masy próbek wywołują w większości przypadków konieczność zastosowania folii nośnej, której dobór ma duże znaczenie z uwagi na to, że masa tej folii na skutek wymaganych właściwości mechanicznych będzie na ogół porównywalna z masą samej próbki. Zadowalającym rozwiązaniem może być zatem folia nośna z materiałów o liczbie atomowej poniżej progu wykrywalności Z_{\min} , z domieszkami zanieczyszczeń poniżej osiągalnej czułości $D(Z)$. Z wielu badanych materiałów najlepszym rozwiązaniem okazała się folia węglowa o grubości $50 \mu \text{g/cm}^2$, którą obecnie stosuje się prawie wyłącznie. Z innych badanych materiałów folia aluminiowa okazała się materiałem o zbyt wysokiej liczbie atomowej, pogarszającym widmo, grafit reaktorowy wykazywał ślady domieszek o niedopuszczalnych stężeniach, folie z materiałów organicznych (Kapton, Mylar) nie posiadają niezbędnych właściwości termicznych. Podkładki grube z chłodzeniem wodnym okazały się niepraktyczne z uwagi na wielkość tła.

Warunki pomiaru (w próżni, przy dość wysokiej temperaturze, na małej powierzchni) stwarzają swoiste problemy, dotyczące sposobu przygotowania tarcz. Chodzi zwłaszcza o rozprowadzenie danej ilości materiału możliwie równomiernie na określonej powierzchni i jego zabezpieczenie mechaniczne i ciepłe w trakcie pomiaru. Istotne znaczenie ma także pobranie takiej próbki, która pomimo swej znikomej masy reprezentowałaby dostatecznie dokładnie skład chemiczny całego badanego przedmiotu, oraz wyeliminowanie zanieczyszczeń próbki przed pomiarem, co przy stosunkowo dużej czułości częstokroć nie jest rzeczą łatwą. Zagadnieniom wspomnianym poświęca się wiele uwagi i rozwiązano już szereg problemów. Najłatwiejszym jest przygotowanie tarcz z materiałów w roztworach wodnych, których krople odparowuje się bezpośrednio na folii nośnej. W przypadku materiałów stałych sproszkowanych, rozprowadzono badany materiał ręcznie na folii, co nie zapewniało jednak warstwy dostatecznie równomiernej. W razie potrzeby mechanicznego zabezpieczenia próbki na tarczy, pokrywano ją kroplą bardzo rozcieńzonego kleju polistyrenowego w toluenie, który po odsuszeniu tworzył skuteczną warstwę ochronną, nie dającą wkładu do rejestrowanego widma. Dla niektórych materiałów niehomo-genicznych, zwłaszcza pochodzenia organicznego, opracowana została specjalna metoda [8], polegająca na natryskiwaniu zawiesiny koloidalnej sproszkowanego materiału na tarczę rotującą. Tkanki biologiczne o grubości około $100 \mu\text{m}$ można było badać bez podkładki nośnej. Dla materiałów twardych wypróbowano z powodzeniem [5] pobieranie próbek stechiometrycznych przez odparowanie w próżni przy użyciu lasera pulsującego. Dzięki szybkiemu osiągnięciu bardzo wysokiej temperatury w miejscu nagrzewanym, wszystkie składniki danego ciała parują równomiernie. Prócz tego, sposób ten umożliwia pobieranie próbek dokładnie zlokalizowanych, gdyż nagrzewanie może być ograniczone do bardzo małej przestrzeni (topi się około 1 mg materiału).

Z małymi masami tarcz i sposobami ich przyrządzania związana jest kwestia dokładności przy ilościowym wyznaczaniu zawartości danych pierwiastków

w badanych materiałach. Należy stwierdzić, iż sprawie tej poświęcono do tej pory mało uwagi. W opublikowanych pracach chodzi głównie o zademonstrowanie dużej czułości i związanych z tym możliwości wykorzystania metody, zaś zagadnienie błędów pomiarowych przy ilościowym wyznaczaniu zawartości pierwiastków pozostaje dotychczas w znacznym stopniu sprawą otwartą. Niemniej jednak, metoda omawiana jest oczywiście w zasadzie metodą ilościową, gdyż natężenie mierzonych linii charakterystycznych promieni X jest wprost proporcjonalne do zawartości danego pierwiastka w badanej próbce, opracowanie dokładnych metod ilościowych leży więc w sferze techniki przygotowania tarcz, pomiarów i ich analizy i nie natrafia na żadne przeszkody natury zasadniczej.

W związku z zagadnieniem analizy ilościowej warto zwrócić uwagę na pewien szczegół, wynikający z stosunkowo małych mas badanych próbek. Okazuje się, iż dla stosowanej grubości tarcz są one praktycznie przezroczyste zarówno dla cząstek bombardujących, jak i dla emitowanych promieni X w prawie całym zakresie czułości detektora. Dzięki temu nie występuje prawie zupełnie tzw. efekt matrycy, polegający na ekranowaniu jednych pierwiastków przez inne, który przy innych sposobach wzbudzenia, z uwagi na wielkość badanych próbek, stanowi szczególnie w wypadku materiałów niejednorodnych problem nieraz bardzo kłopotliwy.

4. Detektory

Aby umożliwić orientację w wymaganiach, jakie spełniać muszą detektory promieniowania X w omawianej metodzie, podano w tablicy 1, korzystając z rys. 3, energie E podstawowych linii X dla typowych punktów skali Z , oraz

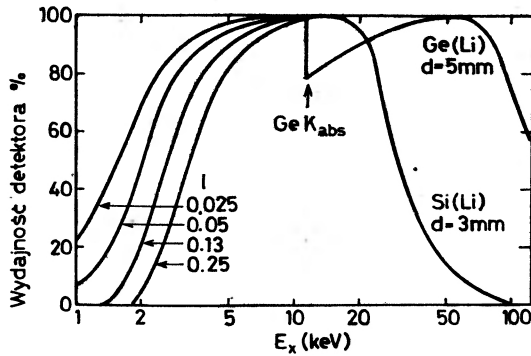
Tablica 1

Energie i odległości sąsiednich linii charakterystycznych X dla niektórych liczb atomowych

Z	Linia	E (keV)	ΔE (keV)
15	K_{α}	2,01	0,29
27	K_{α}	6,92	0,55
45	K_{α}	20,1	0,95
45	L_{β}	2,92	0,16
65	L_{β}	7,10	0,27
92	L_{β}	17,5	0,54

odległości ΔE tych linii dla dwóch pierwiastków sąsiednich. Jak widać, energetyczny obszar użytkowy rozciąga się od 2 do 20 keV i w tym obszarze należy zapewnić wysoką wydajność detektora, natomiast zdolność rozdzielcza winna umożliwiać odróżnienie linii pierwiastków sąsiednich, których najmniejsza od-

ległość wynosi około 160 eV dla 3 keV. W wykonanych dotychczas pracach prawie wyłącznie stosowane były detektory półprzewodnikowe Si(Li) o grubości 3 mm i powierzchni około $20 \div 30 \text{ mm}^2$. Rys. 5 ilustruje wydajność de-

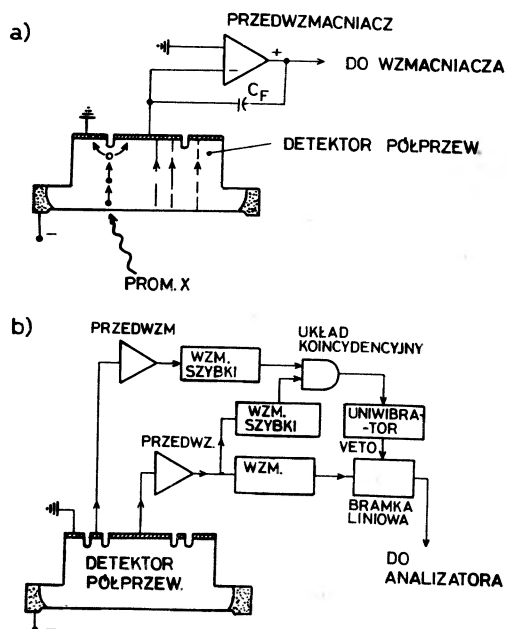


Rys. 5. Energetyczna zależność wydajności detektorów Si i Ge dla maksimum całkowitego pochłaniania. d — grubość detektora, l — grubość okienka berylowego, w milimetrach (według pracy [12])

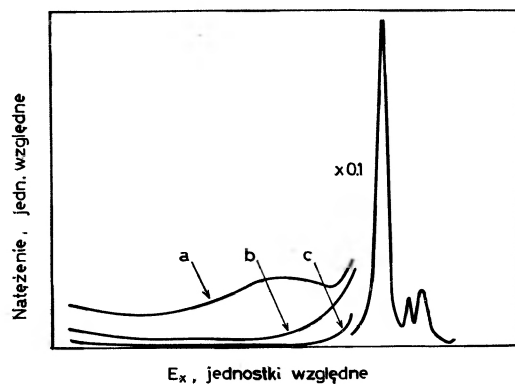
tektorów promieni X Si(Li) i Ge(Li) z uwzględnieniem grubości berylowego okienka wejściowego. Granica obszaru dużej wydajności od strony niskich energii fotonów określona jest przez grubość warstwy materiału przed detektorem, natomiast od strony wysokich energii — przez grubość i materiał samego detektora. Detektor krzemowy z okienkiem berylowym o grubości 0,025 mm jest dostatecznie wydajny w wymaganym obszarze, natomiast dla detektora Ge(Li) właściwościami ograniczającymi jego stosowalność w tym zakresie są: anomalia wydajności przy energii $\sim 11 \text{ keV}$, znaczna wydajność w obszarze powyżej 20 keV, powodująca dodatkowe obciążenie detektora przez impulsy tła, duże prawdopodobieństwo ucieczki promieni X germanu z warstwy czulej detektora, wywołujące występowanie dodatkowych linii aparaturowych w mierzonych widmach, oraz trudności z wyeliminowaniem warstwy martwej od strony wejścia badanego promieniowania do detektora, powodującej dodatkowy spadek wydajności dla niskich energii.

Duże znaczenie w zastosowaniu detektora do wykrywania słabych linii widmowych ma czystość widma, którą zdefiniować można jako stosunek powierzchni pików do powierzchni całego widma dla monoenergetycznej wiązki promieni X. Czynniki powodującymi detekcję impulsów o amplitudzie niższej od amplitudy pików są: ucieczka z warstwy czulej detektora charakterystycznych promieni X, powstających w detektorze, fotoelektronów oraz fotonów wtórnych z rozproszenia Comptonowskiego, jak również niepełne zbieranie ładunków na elektrodach. W obszarze energii poniżej $\sim 30 \text{ keV}$ trzy pierwsze z wymienionych czynników okazują się możliwe do pominięcia dla detektorów krzemowych o podanych rozmiarach, natomiast wyeliminowanie ostatniego wymaga specjalnych środków i rozwiązane zostało dopiero ostatnio przez za-

stosowanie pierścieni ochronnych, względnie pierścieni ochronnych z kasowaniem. Schematy tych urządzeń przedstawia rys. 6, natomiast na rys. 7 widoczne są zmiany kształtu widma fotonów monoenergetycznych, uzyskane dzięki ich



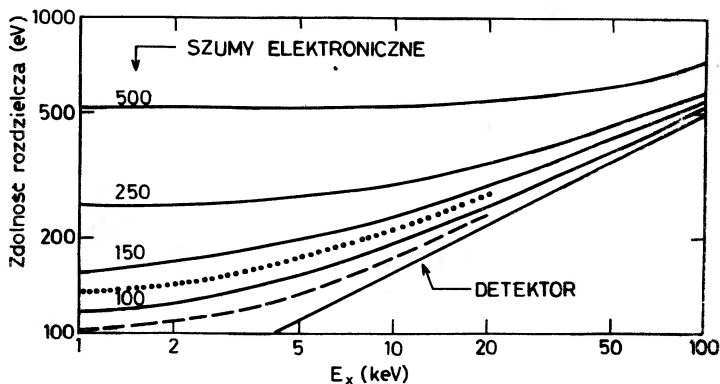
Rys. 6. Schematyczne przedstawienie detektora z pierścieniem ochronnym (a) oraz urządzenia kasującego (b) [10]



Rys. 7. Przybliżony kształt widma monoenergetycznych promieni X z detektora: a — bez pierścienia ochronnego, b — z pierścieniem ochronnym bez urządzenia kasującego, c — z urządzeniem kasującym; na podstawie prac [11] i [12]

zastosowaniu. Rozwiązanie to obniża znacznie dolną granicę wykrywalności słabych linii widmowych w obecności linii o dużym natężeniu, przynależnych do pierwiastków cięższych.

Decydującą rolę w rozwoju omawianej metody analizy odegrał osiągnięty w ostatnim czasie wzrost zdolności rozdzielczej detektorów półprzewodnikowych. Dzięki podniesieniu jakości samych detektorów, ulepszeniu parametrów stosowanych tranzystorów w przedwzmacniaczach ładunkowych, głównie zaś dzięki wprowadzeniu sprzężenia optycznego w tych przedwzmacniaczach, udało się znacznie obniżyć wpływ szumów elektronicznych. Rys. 8 przedstawiający



Rys. 8. Zdolność rozdzielcza detektorów krzemowych jako funkcja szumu elektronicznego i statystyki nośników ładunku [11]. Linia przerywana ilustruje najlepsze osiągnięte dotychczas wyniki ([9], [12]), linia kropkowana — zdolność rozdzielczą, niezbędną do separacji linii charakterystycznych w całym dostępnym zakresie pierwiastków $\sim 20 \leq Z \leq 92$

zależność całkowitej szerokości piku od poziomu szumów wykazuje, iż w obszarze $2 \div 20$ keV zdolność rozdzielczą określa w znacznym stopniu poziom szumów elektronicznych, gdyż wkład od statystyki nośników ładunku zaczyna przeważać dopiero przy energiach wyższych. Detektory o zdolności rozdzielczej około $140 \div 180$ eV/6 keV, oferowane ostatnio przez specjalistyczne firmy produkcyjne [9], umożliwiają rozdzielenie linii charakterystycznych w całym dostępnym zakresie liczb atomowych.

5. Zastosowania

W zasadzie omawiana metoda analizy nadaje się do badania jakichkolwiek materiałów, zawierających pierwiastki o $Z \geq Z_{\min}$, z których da się przygotować odpowiednie tarcze; łatwo jednak wykazać, iż najkorzystniejsze warunki analizy wystąpią dla materiałów, w których pierwiastki takie tworzą tylko niewielką domieszkę do pierwiastków lekkich o $Z < Z_{\min}$. Biorąc pod uwagę, iż detektor półprzewodnikowy dla zachowania dobrej jakości widma obciążony można co najwyżej częstotliwością rzędu 10^4 imp/s, oraz zakładając, iż dla wykrycia pierwiastka konieczne jest zarejestrowanie w jego piku charakterystycznym około $100 \div 1000$ impulsów, otrzymujemy dla wykrycia pierwiastka o stężeniu 10^{-6} w próbce, której wszystkie składniki leżą w zakresie czułości detek-

tora ($Z \geq Z_{\min}$) konieczność rejestracji ogółem $10^8 \div 10^9$ zliczeń, co zajęłoby czas co najmniej $10^4 \div 10^5$ s, nie uwzględniając trudności, związanych z wyznaczaniem nateżeń pików, różniących się o wiele rzędów wielkości. Inaczej wygląda sprawa, jeśli większość materiału tworzą pierwiastki lekkie ($Z < Z_{\min}$). Istotnie, w przeprowadzonych kilkuminutowych pomiarach, dla pierwiastków o stężeniach rzędu 10^{-6} otrzymywano piki, zawierające około $100 \div 1000$ zliczeń, co wskazuje na to, że łączne stężenie pierwiastków w obszarze wykrywalności ($Z \geq Z_{\min}$) w próbce było mniejsze od około 1%. Wynika z tego, iż najkorzystniejszym zastosowaniem tej metody jest analiza pierwiastków śladowych w materiałach o niskiej liczbie atomowej. Należą tu w pierwszym rzędzie materiały biologiczne, których wszystkie składniki głównie (H, N, C, O) leżą poniżej granicy czułości.

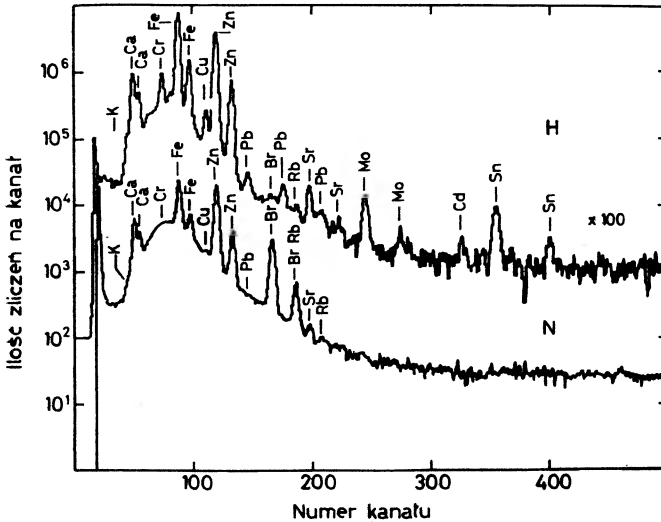
Z punktu widzenia zastosowań metody prócz omówionych już aspektów warto podkreślić fakt, iż w wyniku jednego pomiaru otrzymuje się dane o pierwiastkach w całym dostępnym obszarze, co jest właściwością niewielu tylko metod analitycznych.

Najczęściej wymienianymi dziedzinami zastosowań omawianej metody analizy są: medycyna, biochemia oraz ochrona środowiska.

W medycynie, w związku z dużym znaczeniem pierwiastków śladowych dla prawidłowej funkcji organizmu oraz rozwojem metod, pozwalających na badanie tych pierwiastków w organizmie człowieka, zauważyć można rosnące zainteresowanie badaniem obecności i stężeń tych pierwiastków w poszczególnych organach, ich wzajemnych proporcji, wpływu ich stężeń na organizm, korelacji przyczynowych i skutkowych z stanami chorobowymi, mechanizmów gromadzenia się i usuwania ich z organizmu itp. Nie bez znaczenia w tych zastosowaniach jest mała ilość materiału, wymagana do przeprowadzenia pomiaru, umożliwiająca badanie nie tylko łatwo dostępnych materiałów, jak krew, mocz, włosy, paznokcie itp., lecz także próbek, pobranych wewnątrz organizmu przy pomocy punkcji. Przeprowadzone dotychczas próby świadczą o tym, że czułość metody analitycznej, opartej na pomiarze promieni X wzbudzanych protonami, jest wystarczająca do prowadzenia tego rodzaju badań, gdyż stężenia całego szeregu ważnych pierwiastków śladowych w organizmach leżą znacznie wyżej od granicy czułości tej metody. Jako przykład zastosowania tej metody w medycynie służyć może rys. 9, na którym przedstawiono widmo skóry człowieka, poddanego przed pobraniem próbki przez dłuższy czas hemodializie, oraz widmo porównawcze skóry innego człowieka. Bez jakichkolwiek rozważań ilościowych można od razu stwierdzić, iż aparat zastępujący nerki nie zapewniał prawidłowej regulacji stężeń pierwiastków śladowych w krwi, powodując gromadzenie całego szeregu pierwiastków śladowych w nadmiernych ilościach, co było nieznane do tej pory przyczyną objawów chorobowych, powodujących nawet śmierć. Prócz badań podstawowych, w medycynie możliwe są niektóre zastosowania bezpośrednie, np. w diagnostyce, gdzie z powodzeniem stwierdzono np. zatrucie ołowiem czy rtęcią, przez wykrycie linii tych pierwiastków w próbkach krwi pacjenta. Metoda nie może oczywiście dać wyników miarodajnych,

jeśli badany efekt biologiczny uzależniony jest od postaci chemicznej, w jakiej dany pierwiastek występuje.

W biochemii przedmiotem badań tą metodą może być wpływ pierwiastków śladowych na procesy biologiczne i zagadnienia mechanizmów ich oddziaływania. Między innymi, w bardziej konkretnej postaci, chodzi o procesy przyswajania tych pierwiastków przez organizmy roślinne i ich wpływ na te

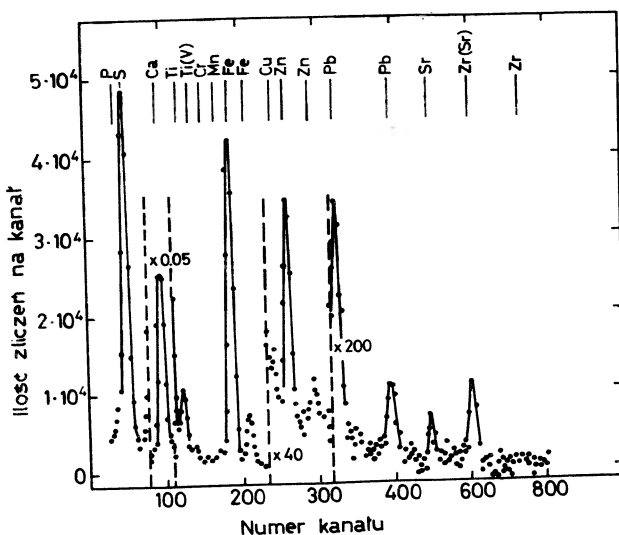


Rys. 9. Przykład zastosowania w medycynie analizy X za pomocą protonów. Przedstawione widma próbek skóry dwóch osób wykazują obecność szeregu pierwiastków śladowych i umożliwiają porównywanie ich stężeń [5]. H — widmo próbki skóry pacjenta, poddanego hemodializie, N — widmo skóry człowieka zdrowego

organizmy. Badania takie wiążą się ściśle z zastosowaniami o znaczeniu gospodarczym, gdyż dokładniejsze zbadanie wpływu pierwiastków na procesy wegetacji, odporność roślin, szybkość wzrostu, owocowanie itp. może mieć wpływ na warunki pielęgnacji roślin uprawnych i wzrost wydajności w tej dziedzinie. Chodzi o zjawiska, studiowane dotychczas tylko w ograniczonym zakresie z braku dostatecznie czulej, uniwersalnej metody, która obecnie staje się dostępną.

Szerokie wykorzystanie omawianej metody analizy pierwiastkowej przewidyje się także w rozwiązywaniu aktualnych zagadnień ochrony środowiska naturalnego człowieka, gdzie przy jej pomocy możliwe jest wykrywanie i studiowanie zanieczyszczeń, ich pochodzenia, rozprzestrzeniania się i skutków, przez analizę próbek powietrza, wody, opadów atmosferycznych, produktów rolnych, artykułów żywnościowych itp. Rysunek 4 przedstawia widma próbki, pobranej ze zbiornika wody do picia przez odsuszenie kropli wody na folii nośnej, zaś na rys. 10 podano widmo osadu atmosferycznego na folii węglowej, pozostawionej przez 24 godziny pod gołym niebem. Maksima w tym widmie odpowiadają w przybliżeniu następującym ilościom pierwiastków w badanej

próbce: 1 ng P, 20 ng S, 100 ng Ca, 1 ng Ti, < 0,02 ng V, 0,06 ng Cr, 0,15 ng Mn, 8,5 ng Fe, < 0,02 ng Cu, 0,4 ng Zn, 0,07 ng Sr, 0,2 ng Zr i 0,3 ng Pb, co poglądowo ilustruje osiągalną czułość detekcji. Pomiar tego widma trwał 1 godz. i wykonany został na wiązce protonów o energii 1,5 MeV i natężeniu 2,5 μA . Dokładniejsze badanie zanieczyszczeń atmosfery umożliwiającą próbkę z filtrów, przez które przepuszczono określoną ilość powietrza. Dzięki uzyskanemu w ten sposób zagegzczeniu możliwe jest wykrywanie zanieczyszczeń o stężeniach do 10^{-9} .



Rys. 10. Widmo osadu atmosferycznego na folii węglowej, pozostawionej przez jeden dzień na otwartej przestrzeni. Wynik jednej z pierwszych opublikowanych analiz X z użyciem protonów [1]

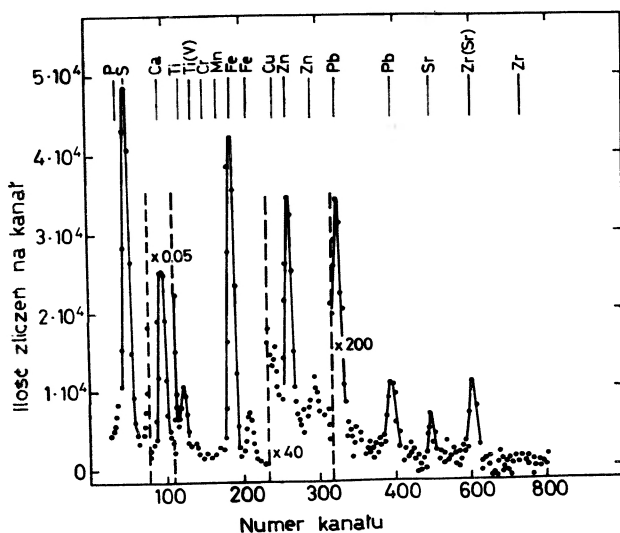
We wszystkich przytoczonych przykładach zastosowań czułość metody już na obecnym etapie jej rozwoju okazuje się wystarczająca do prowadzenia badań i otrzymywania dostatecznie dokładnych wyników.

Prócz podanych, istnieje jeszcze cały szereg innych możliwości zastosowań analizy promieni X, wzbudzanych ciężkimi cząstkami naładowanymi, ponieważ jednak nie są one typowe wyłącznie dla tej metody i omawiane były niejednokrotnie w związku z analizą X przy użyciu innych sposobów wzbudzenia (patrz np. [12]), rozpatrywanie ich na tym miejscu wydaje się zbędne.

6. Uwagi końcowe

Podano podstawowe właściwości metody analizy pierwiastkowej przy pomocy promieni X, wzbudzanych ciężkimi cząstkami naładowanymi, niezbędne dla wstępnej oceny wymagań technicznych, związanych z jej wprowadzeniem i możliwości jej zastosowań praktycznych. Głównymi zaletami są:

próbce: 1 ng P, 20 ng S, 100 ng Ca, 1 ng Ti, < 0,02 ng V, 0,06 ng Cr, 0,15 ng Mn, 8,5 ng Fe, < 0,02 ng Cu, 0,4 ng Zn, 0,07 ng Sr, 0,2 ng Zr i 0,3 ng Pb, co poglądowo ilustruje osiągalną czułość detekcji. Pomiar tego widma trwał 1 godz. i wykonany został na wiązce protonów o energii 1,5 MeV i natężeniu 2,5 μ A. Dokładniejsze badanie zanieczyszczeń atmosfery umożliwiają próbki z filtrów, przez które przepuszczono określoną ilość powietrza. Dzięki uzyskanemu w ten sposób zagęszczeniu możliwe jest wykrywanie zanieczyszczeń o stężeniach do 10^{-9} .



Rys. 10. Widmo osadu atmosferycznego na folii węglowej, pozostawionej przez jeden dzień na otwartej przestrzeni. Wynik jednej z pierwszych opublikowanych analiz X z użyciem protonów [1]

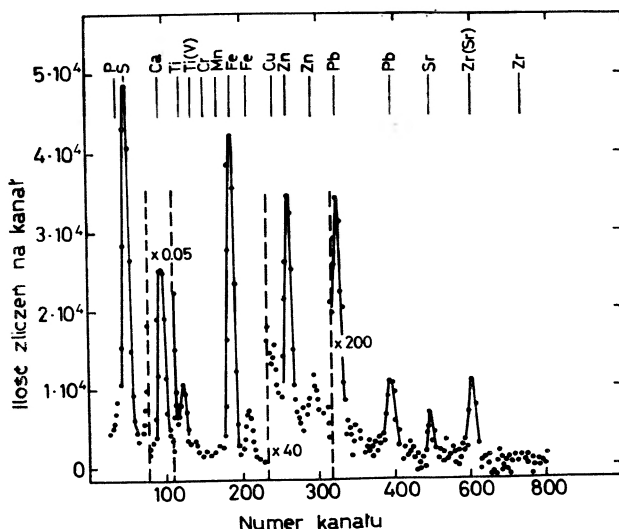
We wszystkich przytoczonych przykładach zastosowań czułość metody już na obecnym etapie jej rozwoju okazuje się wystarczająca do prowadzenia badań i otrzymywania dostatecznie dokładnych wyników.

Prócz podanych, istnieje jeszcze cały szereg innych możliwości zastosowań analizy promieni X, wzbudzanych ciężkimi cząstkami naładowanymi, ponieważ jednak nie są one typowe wyłącznie dla tej metody i omawiane były niejednokrotnie w związku z analizą X przy użyciu innych sposobów wzbudzenia (patrz np. [12]), rozpatrywanie ich na tym miejscu wydaje się zbędne.

6. Uwagi końcowe

Podano podstawowe właściwości metody analizy pierwiastkowej przy pomocy promieni X, wzbudzanych ciężkimi cząstkami naładowanymi, niezbędne dla wstępnej oceny wymagań technicznych, związanych z jej wprowadzeniem i możliwości jej zastosowań praktycznych. Głównymi zaletami są:

próbce: 1 ng P, 20 ng S, 100 ng Ca, 1 ng Ti, < 0,02 ng V, 0,06 ng Cr, 0,15 ng Mn, 8,5 ng Fe, < 0,02 ng Cu, 0,4 ng Zn, 0,07 ng Sr, 0,2 ng Zr i 0,3 ng Pb, co pogładowo ilustruje osiągalną czułość detekcji. Pomiar tego widma trwał 1 godz. i wykonany został na wiązce protonów o energii 1,5 MeV i natężeniu 2,5 μ A. Dokładniejsze badanie zanieczyszczeń atmosfery umożliwiającą próbkę z filtrów, przez które przepuszczono określoną ilość powietrza. Dzięki uzyskanemu w ten sposób zagęszczeniu możliwe jest wykrywanie zanieczyszczeń o stężeniach do 10^{-9} .



Rys. 10. Widmo osadu atmosferycznego na folii węglowej, pozostawionej przez jeden dzień na otwartej przestrzeni. Wynik jednej z pierwszych opublikowanych analiz X z użyciem protonów [1]

We wszystkich przytoczonych przykładach zastosowań czułość metody już na obecnym etapie jej rozwoju okazuje się wystarczająca do prowadzenia badań i otrzymywania dostatecznie dokładnych wyników.

Prócz podanych, istnieje jeszcze cały szereg innych możliwości zastosowań analizy promieni X, wzbudzanych ciężkimi cząstkami naładowanymi, ponieważ jednak nie są one typowe wyłącznie dla tej metody i omawiane były niejednokrotnie w związku z analizą X przy użyciu innych sposobów wzbudzenia (patrz np. [12]), rozpatrywanie ich na tym miejscu wydaje się zbędne.

6. Uwagi końcowe

Podano podstawowe właściwości metody analizy pierwiastkowej przy pomocy promieni X, wzbudzanych ciężkimi cząstkami naładowanymi, niezbędne dla wstępnej oceny wymagań technicznych, związanych z jej wprowadzeniem i możliwości jej zastosowań praktycznych. Głównymi zaletami są:

- a) możliwość równoczesnego pomiaru pierwiastków w szerokim zakresie $\sim 20 \leq Z \leq 92$;
- b) małe ilości materiałów, rzędu 10^{-4} g, potrzebne do analizy;
- c) duża czułość, dochodząca do $10^{-10} \div 10^{-12}$ g dla pierwiastków śladowych w matrycach lekkich, z możliwością dalszego wzrostu przez optymalizację techniki pomiarowej.

Właściwości te otwierają szeroki zakres zastosowań do wykrywania pierwiastków śladowych w materiałach pochodzenia organicznego, interesujących zwłaszcza z punktu widzenia wykorzystania w medycynie, biochemii i zagadnieniach ochrony środowiska, do rozwiązywania aktualnych zadań, dotyczących zdrowia, wyżywienia i warunków życia człowieka.

Otrzymanie wartościowych wyników uwarunkowane jest przez następujące główne wymagania techniczne:

- a) dysponowanie odpowiednim źródłem cząstek wzbudzających;
- b) opanowanie techniki pobierania próbek i przygotowania tarcz o wymaganych właściwościach;
- c) zastosowanie detektorów najwyższej klasy w celu zapewnienia wystarczającej zdolności rozdzielczej i czystości widma;
- d) rozwiązanie zagadnień, dotyczących dokładnej analizy ilościowej w warunkach, specyficznych dla tej metody.

Wszystkie te wymagania są w obecnej chwili do spełnienia, o czym świadczą otrzymane już wyniki i duże zainteresowanie metodą, powodujące szybki jej rozwój.

Literatura

- [1] T. B. Johansson, R. Akselsson, S. A. E. Johansson, *Nuclear Instrum. Methods*, **84**, 141 (1970).
- [2] E. Merzbacher, H. W. Lewis w: *Encyclopedia of Physics*, Ed. S. Flugge, Springer-Verlag, Berlin 1958, Vol. 34, p. 166.
- [3] G. S. Khandelwal, B. H. Chloi, E. Merzbacher, *Atomic Data*, **1**, 103 (1969).
- [4] B. M. Gordon, H. W. Kraner, *Proc. 5-th Ann. Conf. on Trace Elements in Environmental Health*, Columbia, Mo, 1971 (BNL 15931).
- [5] J. K. Kliwer, J. J. Kraushaar, R. A. Ristinen, H. Rudolph, W. R. Smythe, *Proc. Am. Phys. Soc. Meeting*, Washington D. C., April 22, 1972.
- [6] R. L. Watson, J. R. Sjurseth, R. W. Howard, *Nuclear Instrum. Methods*, **93**, 69 (1971).
- [7] D. Burch, P. Richard, R. L. Blake, *Phys. Rev. Letters*, **26**, 1355 (1971).
- [8] R. K. Jolly, H. B. White, Jr., *Nuclear Instrum. Methods*, **97**, 103 (1971).
- [9] Semiconductor Radiation Detectors, Data Sheet No. 7, *Nuclear Engng*, **17**, 392 (1972).
- [10] D. A. Landis, F. S. Goulding, B. V. Jarrett, *Nuclear Instrum. Methods*, **101**, 127 (1972).
- [11] F. S. Goulding, J. M. Jaklevic, *Raport UCRL*, nr 20625, May 1971.
- [12] A. H. F. Muggleton, *Nuclear Instrum. Methods*, **101**, 113 (1972).

Jerzy Dera, Zygmunt Klusek
Małgorzata Brzozowska

Instytut Geofizyki PAN, Zakład Oceanologii
 Sopot

Wybrane zagadnienia fizyki morza. Cz. V. Rozpraszanie dźwięku na sfalowanej powierzchni morza i dnie morskim

Selected Topics on the Physics of the Sea. Part V. Underwater Sound Scattering on a Rough Sea Surface

Abstract: A review of theories of underwater sound reflection and scattering on a rough sea surface is given. Main classical and probabilistic models of this phenomenon, important for underwater sound propagation, are discussed. Results of related experimental studies and their comparison with theory are presented.

1. Wstęp

Obecna V część cyklu wybranych zagadnień fizyki morza jest drugim z kolei opracowaniem poświęconym falam dźwiękowym w morzu. W części IV [1] wprowadzono czytelnika w podstawowe zagadnienia akustyki morza wskazując na zjawiska akustyczne specyficzne dla środowiska morskiego i na podstawowe elementy ich matematycznego opisu. Przedstawiono tam między innymi przyczyny komplikowania się dróg promieni dźwiękowych w toni wodnej oraz naszkicowano mechanizm powstawania różnego typu kanałów dźwiękowych w morzu.

Przy analizie warunków transmisji dźwięku na duże odległości w morzu, hydrosferę można traktować jako warstwę niejednorodnego ośrodka o stosunkowo małej grubości w porównaniu z jej rozciągłością. Szczególnie istotne jest wtedy uwzględnienie oddziaływania fal akustycznych z powierzchniami ograniczającymi ton wodną. Również w licznych zastosowaniach hydroakustyki jak w badaniach dna morskiego, hydrolokacji, łączności akustycznej itp. sygnał akustyczny bądź celowo, bądź też w wyniku refrakcji zostaje skierowany na granice ośrodka. Lustrzanemu odbiciu fal na nierównej powierzchni granicznej

towarzyszą zjawiska rozpraszania energii w różnych kierunkach oraz fluktuacje natężenia i fazy utrudniające właściwą interpretację sygnału. Równolegle zachodzi też szereg innych zjawisk o drugorzędym znaczeniu dla propagacji fal, takich jak zmiany częstości fal wywołane ruchem powierzchni morza [45, 61], powstawanie akustycznych fal powierzchniowych (na dnie) [8, 51, 52] efekty rezonansowe [21], selektywne odbicie [46].

Z praktycznych jak i teoretycznych względów, zjawisku rozpraszania dźwięku na powierzchni i dnie morskim poświęca się w fizyce morza wiele uwagi. Przegląd wyników badań w tym kierunku jest przedmiotem obecnego opracowania. Wiele z tych wyników można również zastosować do analizy rozpraszania fal elektromagnetycznych [2, 9].

Wśród teoretycznych modeli rozpraszania dźwięku na nierównej powierzchni wyróżnić można dwie grupy, z których pierwsza posługuje się deterministycznym opisem powierzchni [3, 5, 6, 7, 10, 15, 17, 41], a druga opisem statystycznym [11, 13, 22, 43, 44].

W pierwszej grupie przyjmuje się na ogół powierzchnię sinusoidalną [3, 7], piłokształtną [5, 17] lub inną regularną i periodyczną [37, 40, 42]. Tego rodzaju modele powierzchni można uważać za pierwsze przybliżenie opisu falującej powierzchni morza, którą można także traktować jako nieruchomą w przedziałach czasu porównywalnych z okresem drgań fali akustycznej. Modele deterministyczne (opisane w § 2) wniosły istotny wkład do jakościowego wyjaśnienia mechanizmu rozpraszania dźwięku na nierównej powierzchni.

Złożone widmo fal morskich, a szczególnie fal wiatrowych [38, 39], uniemożliwia jednak opisanie kształtu rzeczywistej powierzchni morza za pomocą analitycznej funkcji współrzędnych przestrzennych i czasu. W podobnie złożony i zmienny w czasie sposób zachowuje się w rzeczywistości pole akustyczne w toni wodnej, modulowane rozpraszaniem na sfalowanej powierzchni. W tej sytuacji konieczne jest zastosowanie metod statystycznych zarówno do opisu powierzchni rozpraszającej, jak i do opisu rozkładu pola akustycznego. Ten drugi sposób podejścia do zagadnienia jest obecnie przedmiotem intensywnych badań (p. § 3).

2. Rozpraszanie dźwięku na powierzchniach opisanych funkcjami analitycznymi

Zagadnienie rozpraszania fal akustycznych na powierzchniach periodycznych opracowane zostało po raz pierwszy przez Rayleigha [3, 4]. Przyjął on w swym modelu, że rozpraszająca powierzchnia jest sinusoidalna ($\zeta = \zeta_0 \sin Kx$), a pole akustyczne powstałe na skutek rozpraszania płaskiej fali monochromatycznej jest wynikiem interferencji nieskończonego szeregu fal odbitych pod różnymi kątami przez elementy powierzchni. Wobec interferencji można przyjąć, że dla nieskończonej powierzchni fale rozproszone dają wkład do pola akustycznego tylko pod kątami spełniającymi warunek wzmocnienia, jak dla siatki dyfrakcyjnej tj. $\sin \theta_n = \sin \theta + n \cdot \frac{K}{k}$, gdzie $n = \dots - 2, -1, 0, +1, +2 \dots$;

θ — kat padania (kąąt pomiędzy kierunkiem fali padającej i osią pionową z);
 θ_n — kąąt rozproszenia (pomiędzy kierunkiem fali odbitej i osią z) odpowiadająca n -temu prążkowi interferencyjnemu; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — liczba falowa fali akustycznej. Potencjał wypadkowego pola akustycznego w ośrodku można wtedy przedstawić jako sumę potencjałów fali pochodzącej bezpośrednio od źródła i fal rozproszonych na powierzchni pod kąątami θ_n :

$$\Phi(x, z) = \exp[ik(x \sin \theta - z \cos \theta)] + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp[ik(x \sin \theta_n + z \cos \theta_n)] \quad (2.1)$$

Równanie (2.1) według Rayleigha ma być spełnione zarówno w ośrodku, jak i na jego powierzchni. Sumę potencjałów fali padającej i rozproszonej na powierzchni można przyrównać do zera (powierzchnia akustycznie miękka). Wówczas z (2.1) otrzymujemy:

$$\exp[-ik\zeta(x) \cos \theta] - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp[inKx + k\zeta(x) \cos \theta_n] = 0. \quad (2.2)$$

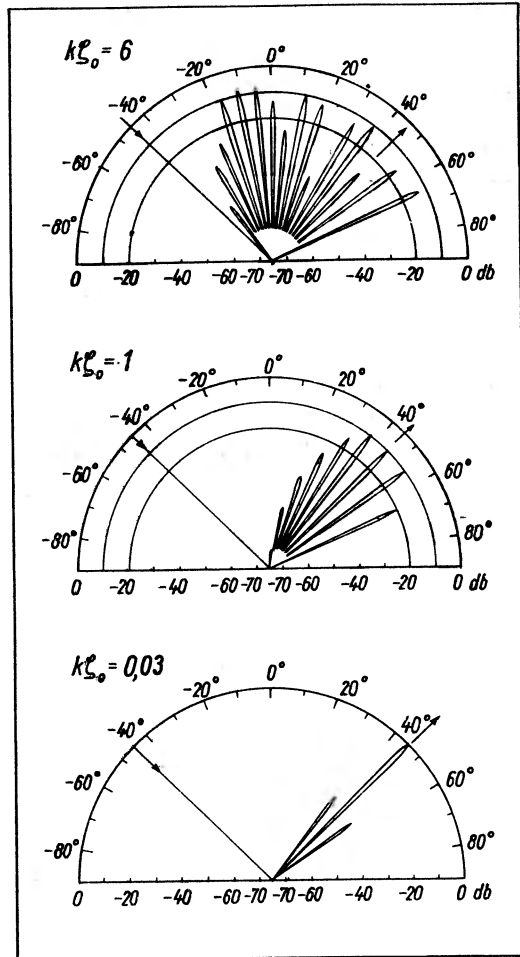
Rozkładając w szereg Fouriera funkcje wykładnicze w równaniu (2.2) i przyrównując do zera wyrażenia stojące w kolejnych wyrazach szeregu harmonicznego, otrzymuje się nieskończony ciąg równań, który pozwala obliczyć współczynniki A_n [3, 5]. Pole rozproszone, obliczone metodą Rayleigha dla ograniczonego obszaru powierzchni rozpraszającej o różnym stopniu sfalowania ($k\zeta_0$) przedstawia rys. 2.1.

Względnie prosta metoda Rayleigha dała podstawę innym autorom do obliczenia rozproszonego pola dla bardziej złożonych przypadków, jak np. rozpraszanie fali sferycznej przez sinusoidalną powierzchnię [57], rozpraszanie na granicy woda-lód [58], rozpraszanie przez powierzchnię dowolnego kształtu [50] i inne [62].

Wielu autorów krytykowało model Rayleigha, podważając słuszność równania (2.1) na samej powierzchni rozpraszającej i w jej pobliżu, które to założenie pozwalało obliczać współczynniki A_n z równania (2.2). Wykazano jednak, że dla powierzchni sinusoidalnej słabo sfalowanej $k\zeta_0 < 0,448$ równanie (2.1) jest słuszne także w kwestionowanym obszarze $\zeta(x) < z < \zeta_0$ [59]. Dla powierzchni dowolnego kształtu takiego kryterium dotychczas nie znaleziono.

Zasadniczo innym podejściem do opisu rozpraszania fal na nierównych powierzchniach jest wykorzystanie wzoru Helmholtza [7, 16, 20]. Rozpraszającą powierzchnię można traktować jako źródło nowych fal akustycznych. Znając wtedy wartość potencjału i jego normalnej pochodnej na powierzchni, można ze wzoru Helmholtza [48, 49] obliczyć potencjał w dowolnym punkcie ośrodka:

$$\Phi_{\text{rozpr}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int \left[\frac{\partial \Phi_{\text{rozpr}}}{\partial n} \cdot U - \Phi_{\text{rozpr}} \frac{\partial U}{\partial n} \right] dS, \quad (2.3)$$



Rys. 2.1. Rozkład pola rozproszonego na sinusoidalnej powierzchni o skończonej długości, obliczony metodą Rayleigha (wg Beckmanna i Spizzino [9] podane za Fortuinem [10]). $k\zeta_0$ — parametr określający stopień nierówności powierzchni; strzałki oznaczają kierunek fali padającej ($\theta = 45^\circ$) i zwierciadlenie odbite; długość fali powierzchniowej przyjęto $\Lambda = 10\lambda$

gdzie $U(x, y, \zeta(x, y))$ jest dowolną funkcją pomocniczą spełniającą równanie falowe $\Delta U + k^2 U = 0$. Dla przypadku trójwymiarowego na ogół przyjmuje się U w postaci potencjału źródła punktowego $U = \frac{e^{ikr}}{r}$ (gdzie r — odległość od elementu powierzchni), a dla przypadku dwuwymiarowego w postaci potencjału źródła liniowego $U = \frac{\pi}{i} H_0^{(1)}(kr)$ (gdzie $H_0^{(1)}$ — funkcja Hankla pierwszego rodzaju). Pierwszy wyraz pod całką wyrażenia (2.3) określa potencjał objętościowych źródeł (pulsacje na powierzchni), a drugi — potencjał pola dipolowego (oscylacje powierzchni).

Ponieważ wartość potencjału i jego normalnej pochodnej na powierzchni nigdy prawie nie są znane jednocześnie, użycie wzoru (2.3) w praktyce jest możliwe tylko przy pewnych założeniach upraszczających odnośnie do powierzchni. Zakłada się mianowicie, że rozmiary rozpraszającej powierzchni oraz promienie krzywizny nierówności powierzchni są znacznie większe od długości fali akustycznej, co pozwala stosować prawa optyki geometrycznej. Takie założenie nosi nazwę przybliżenia Kirchhoffa. Przyjmuje się dalej zwykle, że powierzchnia rozpraszająca jest idealnie miękka ($\Phi|_s = \Phi_{\text{pad}}|_s + \Phi_{\text{rozpr}}|_s = 0$) lub idealnie twarda ($\left.\frac{\partial\Phi}{\partial n}\right|_s = 0$) w sensie akustycznym. Przyjmując powierzchnię morza za akustycznie miękką z (2.3) otrzymamy dla granicy ośrodków równanie

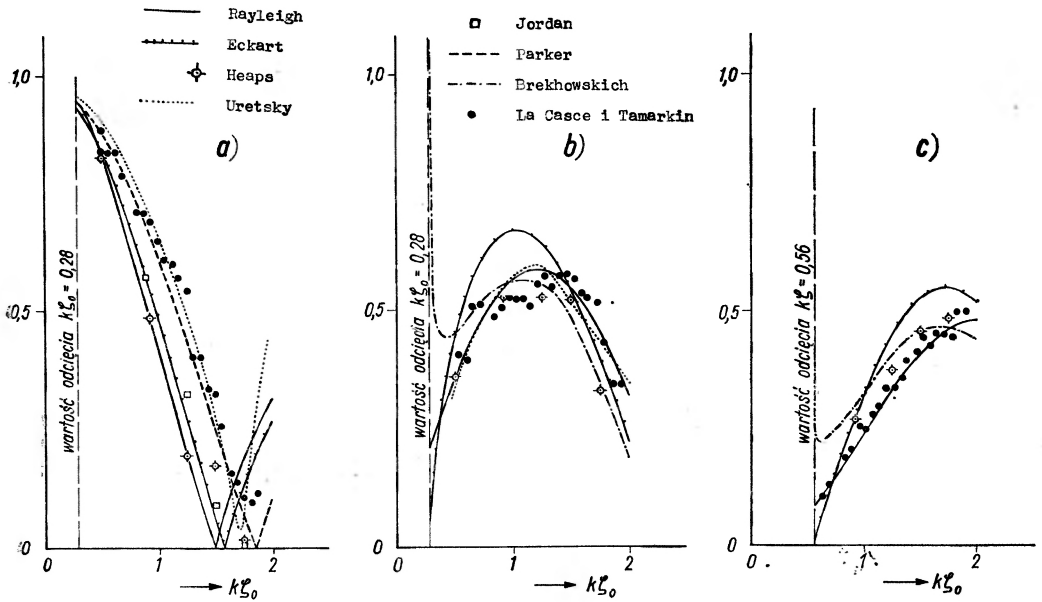
$$\Phi_{\text{rozpr}}|_s = -\Phi_{\text{pad}}|_s = \frac{1}{4\pi} \int_s \frac{\partial\Phi_{\text{rozpr}}}{\partial n} \cdot U dS, \quad (2.4)$$

które ma postać równania Fredholma I rodzaju i z którego obliczyć można normalną pochodną potencjału pola na powierzchni potrzebną do wykorzystania wzoru Helmholtza (2.3). Jeżeli powierzchnia rozpraszająca jest periodyczna, to również potencjał $\Phi_{\text{rozpr}}(x, y, z)$ jest periodyczny i można go rozwinąć w szereg Fouriera. Rozwiązanie równania (2.4) nie przedstawia wówczas trudności. Metodę tę po raz pierwszy zastosował Łysanow [16], który dla modelu dwuwymiarowego otrzymał

$$\Phi_{\text{rozpr}}(x, z) = \sum_{m, n=-\infty}^{+\infty} B_m(kz_0 \cos \theta) \cdot B_n(kz_0 \cos \theta_{m+n}) \cdot \frac{\cos \theta_m}{\cos \theta_{m+n}} \exp[ik(x \sin \theta_{m+n} + z \cos \theta_{m+n})], \quad (2.5)$$

gdzie współczynniki B_m, B_n wyznacza się z rozłożenia w szereg Fouriera potencjału fali padającej na powierzchni. Analogicznie można postępować w przypadku powierzchni statystycznie nierównych, przy jedynym ograniczającym założeniu, że $\frac{\partial\zeta}{\partial x} \ll 1$; $\frac{\partial\zeta}{\partial y} \ll 1$, co w praktyce prawie zawsze jest spełnione. Stosuje się wówczas rachunek zaburzeń, który prowadzi do rozwiązania równania Fredholma (2.4) przez zastosowanie przekształcenia Fouriera. Metody Rayleigha i Łysanowa należy uważać za podstawowe, jakkolwiek wiele modyfikacji tych metod [50, 57], a także inne podejścia do zagadnienia można znaleźć w literaturze [7, 69, 70].

Porównanie rezultatów opisanych wyżej i innych prac teoretycznych z danymi doświadczalnymi według La Casce i Tamarkina [15] przedstawia rys. 2.2.



Rys. 2.2. Porównanie doświadczalnych (punkty) i teoretycznych (linie) rozkładów amplitud fali akustycznej, rozproszonej na sinusoidalnej powierzchni ($K\zeta_0 = 0,46$, $\theta = 40^\circ$) w funkcji stopnia nierówności powierzchni ($k\zeta_0$) wg La Casce i Tamarkina [15] (p. też Fortuin [10]): a) dla fali zwierciadlane odbitej $|A_{n=0}|$, b) dla pierwszego prążka interferencyjnego fal rozproszonych $|A_{n=-1}|$, c) dla drugiego prążka interferencyjnego fal rozproszonych $|A_{n=-2}|$

3. Rozpraszanie dźwięku na powierzchniach statystycznie nierównych

Autorami pierwszych prac teoretycznych, zmierzających do wyznaczenia średnich wartości parametrów pola akustycznego rozproszonego na powierzchniach statystycznie nierównych, byli Isakowicz [22] i Eckart [11]. Podstawowe założenia przyjęte w ich rozważaniach są następujące:

a) powierzchnia daje się opisać tylko wielkościami statystycznymi, jak funkcja korelacji, gęstość prawdopodobieństwa wychyleń od położenia średniego lub innymi równoważnymi,

b) wielkości statystyczne opisujące ten stan powierzchni są stałe na całym badanym obszarze i quasi-stacjonarne,

c) nachylenia powierzchni są na tyle małe, że wykluczają „zacienianie” jednych elementów powierzchni przez inne.

Praktycznie wszystkie prace dotyczą własności rozproszonego pola w strefie Fraunhofera, w której odległość R odbiornika od rozpraszającej powierzchni powinna spełniać warunek [60]:

$$R \gg \frac{2l_0 \ell_0}{\lambda}, \quad (3.1)$$

gdzie l_0 — charakterystyczny liniowy rozmiar nierówności, ϱ_0 — promień korelacji, λ — długość fali akustycznej. Pozwala to na znaczne uproszczenie teorii i umożliwia jej doświadczalną weryfikację w warunkach morskich. Należy przy tym zauważyć, że wpływ charakteru nierówności na zróżnicowanie własności pola akustycznego jest w strefie Fraunhofera znacznie silniejszy niż blisko powierzchni.

Przy wyżej podanych założeniach, rozważania Eckarta przeprowadzone dla kierunkowego źródła dźwięku można w zarysie przedstawić następująco. Niech potencjał fali padającej będzie:

$$\Phi_{\text{pad}} = D \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (3.2)$$

gdzie D jest funkcją charakteryzującą kierunkowość emisji źródła, a r — odległością od źródła do rozpraszającej powierzchni. Niech dalej na powierzchni S spełnione będą warunki:

$$\Phi|_s = \Phi_{\text{pad}}|_s + \Phi_{\text{rozpr}}|_s = 0 \quad (3.3)$$

co oznacza, że powierzchnia jest akustycznie miękka, i

$$\left. \frac{\partial \Phi_{\text{pad}}}{\partial n} \right|_s = \left. \frac{\partial \Phi_{\text{rozpr}}}{\partial n} \right|_s \quad (3.4)$$

gdzie n jest normalną do dS .

Korzystając wówczas ze wzoru (2.3) znaleźć można drugie momenty potencjału rozproszonego pola akustycznego (średnie natężenie dźwięku) w zależności od drugich momentów statystycznych opisujących stan powierzchni i jej nadźwiękowanie. Otrzymane przez Eckarta rozwiązania dla dwóch granicznych przypadków nierówności dużo mniejszych oraz dużo większych od długości fali akustycznej są następujące:

dla małych nierówności $\lambda \gg \sqrt{\langle \zeta^2 \rangle}$

$$\langle I_{\text{rozpr}} \rangle = J(0,0) \frac{(kc)^4}{16\pi^2} \cdot \iint F(\xi, \eta) \exp[-ik(a\xi + b\eta)] d\xi d\eta \quad (3.5)$$

a dla dużych nierówności $\lambda \ll \sqrt{\langle \zeta^2 \rangle}$

$$\langle I_{\text{rozpr}} \rangle = J(0,0) \frac{(kc)^2}{16\pi^2} \cdot \iint \exp[-k^2 c^2 \cdot [F(0,0) - F(\xi, \eta)] \times \\ \times \exp[-ik(a\xi + b\eta)] d\xi d\eta, \quad (3.6)$$

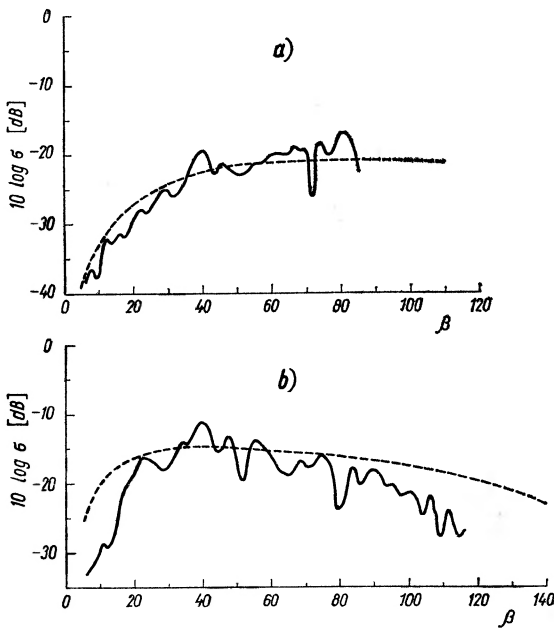
gdzie a, b, c — cosinusy kierunkowe różnicy wektorów falowych fali padającej i odbitej,

$F(\xi, \eta) = \langle \zeta(x, y, t) \zeta(x + \xi, y + \eta, t) \rangle$ — funkcja korelacji nierówności powierzchni,

$J(\xi, \eta) = \iint \Phi_{\text{pad}}(x, y) \Phi_{\text{pad}}^*(x + \xi, y + \eta) dx dy$ — funkcja korelacji nadźwiękowania powierzchni.

Zarówno rezultaty Eckarta jak i Isakowicza [22] wskazują, że natężenie rozproszonego dźwięku w przypadku fal krótkich w stosunku do nierówności nie zależy od długości fali akustycznej ani też od wysokości nierówności i promienia korelacji nierówności powierzchni, a zależy jedynie od rozkładu nachyleń elementów powierzchni. Dla przypadku fal długich zależności takie istnieją i okazuje się możliwe obliczenie średniej kwadratowej amplitudy nierówności powierzchni oraz funkcji korelacji powierzchni na podstawie pomiarów natężenia rozproszonych fal akustycznych. Metodę obliczania tym sposobem wymienionych charakterystyk sfalowanej powierzchni przedstawili po raz pierwszy Proud, Beyer i Tamarkin [12].

Porównanie teorii Eckarta z wynikami doświadczeń otrzymanymi dla powierzchni o gaussowskim rozkładzie nierówności [23, 24] przedstawia rys. 3.1.



Rys. 3.1. Zależność współczynnika rozpraszania σ na statystycznie nierównej powierzchni od kąta obserwacji β (tj. kąta pomiędzy płaszczyzną xy i kierunkiem obserwacji) wg Hortona, Mitchela i Barnarda [24]. Linia ciągła — średni wynik z pomiarów, linie przerywane — wg zmodyfikowanej teorii Eckarta; a) kąt poślizgu $\varphi = 90^\circ$ ($\theta = 0^\circ$), $f = 100$ kHz; b) kąt poślizgu $\varphi = 40^\circ$ ($\theta = 50^\circ$), $f = 100$ kHz

W złożonym widmie fal morskich można często wyróżnić dwa typy nierówności, tj. fale długie i nałożone na nie małe „zmarszczki“. Rozpraszanie na powierzchni będącej superpozycją takich dwóch typów nierówności o średnich charakterystycznych rozmiarach $l_1 < \lambda$ i $l_2 \gg \lambda$ rozpatrzył Kurianow [44]. Dla dużych nierówności, dla których spełniony jest warunek Kirchhoffa, rozproszone pole zostało obliczone za pomocą wzoru Helmholtza. Dla małych nierówności powierzchni, dla których w odległościach mniejszych niż λ zmiany

krzywizny są znaczne i powyższa metoda nie może być stosowana, wykorzystano metodę kolejnych przybliżeń. Za zerowe przybliżenie przyjęto pole rozproszone na dużych nierównościach. Analiza wyników Kurianowa wskazuje, że główny wkład w rozproszone pole wnoszą małe nierówności powierzchni.

Adaptacji teorii Eckarta dla przypadku źródeł nieukierunkowanych, częściej spotykanych w praktyce (na przykład wybuchy) dokonał Clay [25, 26, 27]. W tym przypadku nie jest spełniony warunek, że nadźwiękowa powierzchnia jest dużo mniejsza od jej odległości od źródła i odbiornika, a co za tym idzie, natężenie i kąt padania fali padającej na różne podobszary powierzchni zmieniają się w szerokich przedziałach. Nadźwiękową powierzchnię można jednak podzielić na podobszary na tyle duże, żeby stosować dla ich opisu statystyczne wielkości i na tyle małe, by ich rozmiary były znacznie mniejsze od ich odległości od źródła i odbiornika. Potencjał pola rozproszonego $\Phi_{\text{rozpr}}(x, y, z)$ jest wówczas sumą potencjałów, pochodzących od poszczególnych podobszarów.

4. Eksperymenty w naturalnych warunkach w morzu; zjawiska towarzyszące rozpraszaniu fal

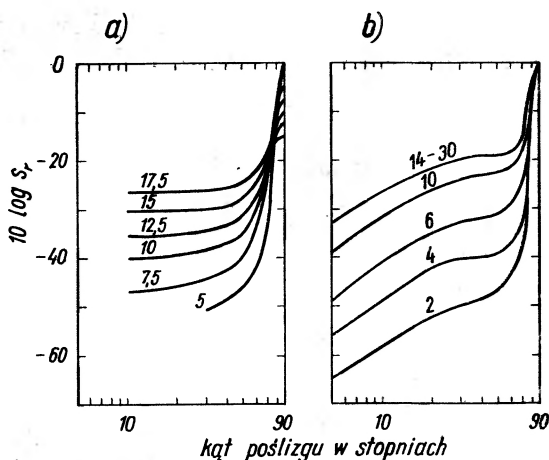
Proces rozpraszania fal dźwiękowych na nierównej powierzchni jest w morzu silnie modyfikowany przez towarzyszące zjawiska, takie jak rozpraszanie na pęcherzykach powietrza (szczególnie silne, gdy znajdują się w rezonansie z falą akustyczną) [30, 31], rozpraszanie na substancjach zawieszonych w wodzie, na niejednorodnościach temperaturowych itp. Ponadto ruch powierzchni wody powoduje fluktuacje amplitudy i fazy [35, 36, 54, 55, 56] oraz modulację częstości [45, 18, 19, 61] rozpraszanych fal akustycznych. Rozważania teoretyczne, uproszczone z konieczności, nie uwzględniają równoczesnego występowania tych zjawisk. Ich wpływ na rozproszone pole akustyczne analizowany jest w licznych pracach eksperymentalnych, przeprowadzonych w morzu i na modelach laboratoryjnych. Wyniki systematycznych badań zależności rozpraszania sygnału akustycznego od kąta poślizgu $\vartheta = 90^\circ - \theta$ przy różnych prędkościach wiatru na otwartym morzu [28] oraz w zatoce [29] przedstawia rys. 4.1.

Z krzywych na rys. 4.1a wynika, że można wyróżnić trzy przedziały katowe, w których za rozpraszanie odpowiedzialne są różne czynniki [32]:

1. Dla małych kątów poślizgu ($0^\circ \div 30^\circ$) rozpraszanie prawie nie zależy od kąta, co można wytłumaczyć silnym rozpraszaniem na pęcherzykach powietrza, zawartych w warstwie przypowierzchniowej. W szczególnych przypadkach może nawet dojść do „ekranowania“ powierzchni przed padającą falą akustyczną [30].

2. W drugim przedziale kątów ($30^\circ \div 60^\circ$) za rozpraszanie prawdopodobnie odpowiedzialne są głównie fale kapilarne i małe w porównaniu z λ „zmarszczki“ na powierzchni.

3. Dla dużych kątów poślizgu ($60^\circ \div 90^\circ$) następuje gwałtowny wzrost rozpraszania ze wzrostem kąta, co świadczy, że odbierany sygnał jest głównie sygnałem odbitym.



Rys. 4.1. Zależność siły rozpraszania do tyłu na powierzchni morza, objętej falowaniem wiatrowym, od kąta poślizgu. Liczby obok krzywych wyrażają prędkość wiatru w węzłach a) wg pomiarów Uricka i Hoovera [28] na otwartym morzu, b) wg pomiarów Garrisona [29] w zatoce.

Siłę rozpraszania określono tu jako $10 \log S_r$, gdzie $S_r = \frac{I_{\text{rozpr}}}{I_{\text{pad}}}$ (I_{rozpr} , I_{pad} rozpatruje się na jednostkę powierzchni i w jednostkowej odległości od powierzchni)

Nachylenie krzywych w obszarze małych kątów poślizgu na rys. 4.1b wskazuje na mniejszą koncentrację pęcherzyków w wodzie zatoki w porównaniu z otwartym akwenem przy tej samej prędkości wiatru.

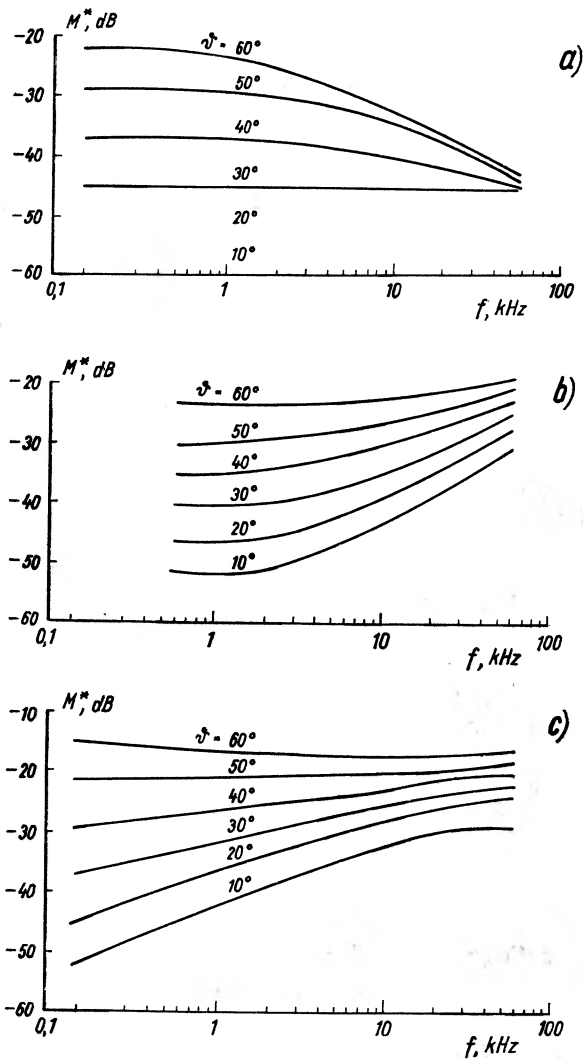
Publikowane w literaturze dane, dotyczące rozpraszania dźwięku na sfalowanej powierzchni charakteryzują się dość dużym rozrzutem wartości. Ogólne prawidłowości zmiany siły rozpraszania do tyłu w zależności od częstości fali akustycznej, kąta poślizgu i prędkości wiatru otrzymane przez Andrejewę [33] na podstawie uśrednienia rezultatów 7 prac [28, 29, 63, 64, 65, 66, 67] widoczne są na rys. 4.2.

Na podstawie analizy danych eksperymentalnych, opublikowanych do 1964 r., Schulkin i Shaffer [68] otrzymali następujący wzór empiryczny na siłę rozpraszania na powierzchni:

$$10 \log S_r = 10 \log (fv^{5/2} \sin \vartheta)^{0,90} - 100,6 \quad 4.1$$

gdzie S_r — siła rozpraszania, f — częstość dźwięku, ϑ — kąt poślizgu, v — prędkość wiatru w węzłach.

Jak już wspomniano, zjawiskiem towarzyszącym rozpraszaniu na powierzchni morza są silne fluktuacje dźwięku. Celem szeregu prac eksperymentalnych było ustalenie związku między fluktuacjami fazy i amplitudy akustycznego sygnału a stanem powierzchni, opisywanym przez wysokość fali powierzchniowej. Fluktuacje amplitudy i fazy w zakresie częstości 0,5 ÷ 25 kHz zbadał Zacharow [35]. Stwierdził on następujące prawidłowości, potwierdzone także przez innych autorów [36, 25, 54, 66]:



Rys. 4. 2. Zależności siły rozpraszania do tyłu na sfalowanej powierzchni morza od częstości fali akustycznej opracowane przez Andrejewą [33] na podstawie wyników doświadczeń różnych autorów. Parametrem kolejnych wykresów jest prędkość wiatru: a) $\approx 3,5$ m/sek, b) $6 \div 10$ m/sek, c) $10 \div 15$ m/sek. Parametrem kolejnych krzywych na wykresach jest kąt poślizgu (badano sygnał rozproszony do tyłu po tej samej drodze). Siłę rozpraszania określa się tu jako $M^* = 10 \log M$, gdzie $M = \frac{W}{I_{\text{pad}} S}$; W/S — moc rozproszona na jednostkę powierzchni w jednostkowy kąt bryłowy

1. średnie okresy fluktuacji amplitudy i różnicy faz pokrywają się ze średnimi okresami falowania powierzchni,
2. przy niezbyt silnym falowaniu fluktuacje rosną proporcjonalnie do wysokości fali,

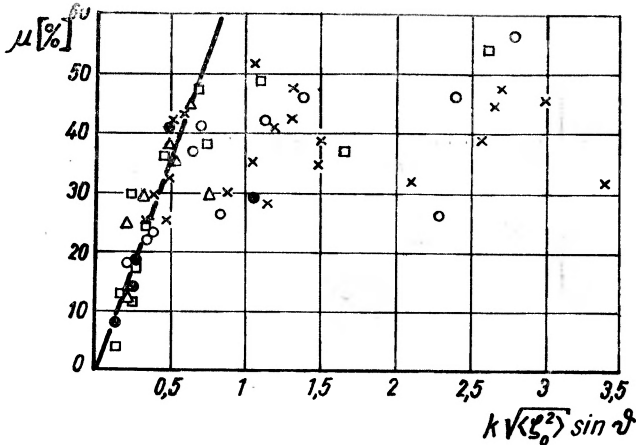
3. ze wzrostem odległości między źródłem i odbiornikiem fluktuacje odbitego sygnału powoli maleją,

4. ze wzrostem częstości dźwięku i wysokości fali powierzchniowej czasowe okresy autokorelacji amplitud i różnicy faz maleją.

Gulin i Małyszew [54] ustalili, że najbardziej istotnymi parametrami, określającymi wielkości fluktuacji są: częstość dźwięku f , kąt poślizgu ϑ oraz średnie kwadratowe odchylenie falującej powierzchni $\sqrt{\langle \zeta^2 \rangle}$. Znaleźli oni fluktuacje

różnicy faz oraz współczynniki wariacji amplitudy $\mu = \sqrt{\frac{\langle A^2 \rangle}{\langle A \rangle^2}} - 1$ w zależ-

ności od tzw. parametru Rayleigha $Ra = k\sqrt{\langle \zeta_0^2 \rangle} \sin \vartheta$, który charakteryzuje gładkość powierzchni dla danej częstości i danego kąta padania. Zależność współczynnika wariacji amplitudy μ od parametru Rayleigha przedstawia rys. 4.3.

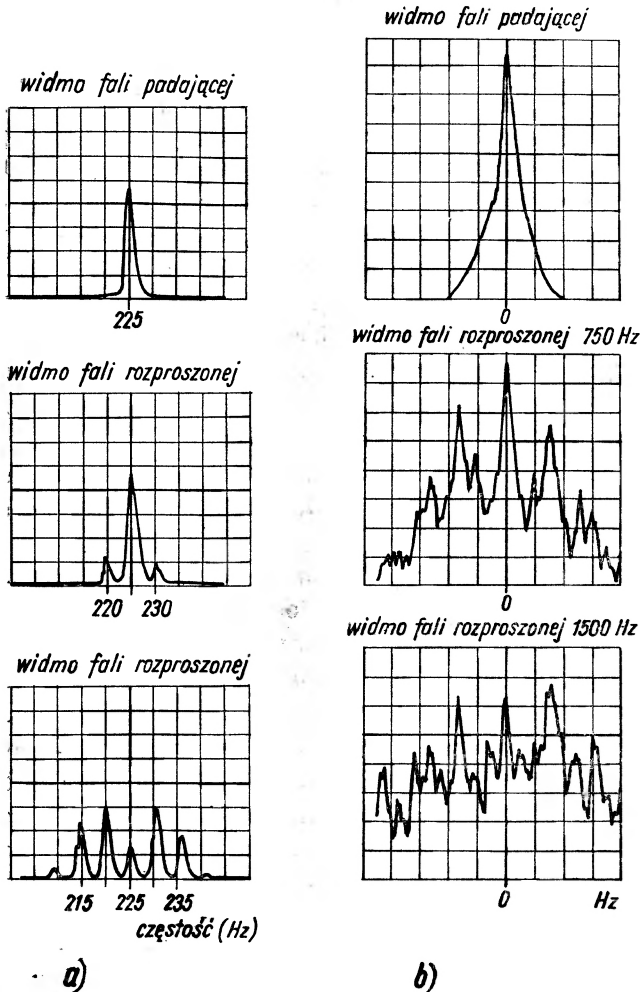


Rys. 4.3. Zależność współczynnika wariacji amplitudy μ rozproszonych fal od parametru Rayleigha Ra wg Gulina i Małyszewa [54]. Linia ciągła jest opisana równaniem $\mu = \frac{Ra}{\sqrt{2}}$,

otrzymanym przez Gulina [57] przy założeniu, że $Ra < 1$. Różne oznaczenia odpowiadają pomiarom robionym w różne dni i przy różnym falowaniu: \circ — $\sqrt{\langle \zeta^2 \rangle} = 10$ cm, \bullet — 5,5 cm, \triangle — 5,5 cm, \square — 8 cm, \times — 12 cm

Zastosowanie do eksperymentu kilku odbiorników dźwięku pozwoliło określić przestrzenną korelację pola akustycznego [56]. Obserwacje wykonane z pomocą 12 hydrofonów, umieszczonych na ramie o wymiarach 15×5 m pokazały, że dla małych wartości parametru Ra współczynniki przestrzennej korelacji fluktuacji amplitudy mają postać oscylacyjnie zanikających funkcji, przy czym okres oscylacji związany jest z długością fali powierzchniowej na morzu $\langle A \rangle$. Średnie kwadratowe odchylenia faz w tym przypadku quasi-periodycznie narastają do poziomu nasycenia. Dla $Ra > 1$ współczynnik korelacji gwałtownie spada. Pionowa korelacja fluktuacji amplitudy przy małych kątach poślizgu zanika znacznie szybciej od poziomej.

Ruch sfalowanej powierzchni powoduje także modulowanie częstości odbitego sygnału akustycznego (efekt Dopplera) [18, 19, 61, 45], a tym samym poszerzenie pasma częstości wysyłanych fal i pojawienie się nowych linii w widmie. Zjawisko to zbadali doświadczalnie Roderick i Cron [61] na modelu laboratoryjnym i w naturalnych warunkach w morzu. Na podstawie badań modelowych ustalono, że ze wzrostem wysokości fali powierzchniowej maleje amplituda częstości nośnej w stosunku do pojawiających się prążków o częstościach $\omega = \omega_0 + n\Omega$ ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$; Ω — częstość fal powierzchniowych), aż do całkowitego zaniku częstości wysyłanej. Przedstawia to rys. 4.4a. W warunkach



Rys. 4.4. Wyniki doświadczalnych badań modulacji częstości fal akustycznych w procesie ich rozpraszania na sfalowanej powierzchni wg Rodericka i Crona [61]. a) W kanale laboratoryjnym na monochromatycznej fali powierzchniowej; od góry: widmo fali padającej, widmo fali rozproszonej od słabo sfalowanej powierzchni, widmo fali rozproszonej od silnie sfalowanej powierzchni, b) w warunkach morskich przy falowaniu wiatrowym dla sygnału akustycznego o częstości 750 Hz i 1500 Hz (zero na skali częstości odpowiada częstości nośnej)

morskich widmo dźwięku, zmodulowane w wyniku rozproszenia na powierzchni, jest również symetryczne względem częstości nośnej, przy czym pasma boczne przesunięte są na częstości zależne od widma fal oceanicznych. Przy tym samym widmie falowania powierzchni, ze wzrostem częstości padającej fali akustycznej coraz większa część energii dźwięku przechodzi od częstości wysyłanej do pasm bocznych, co widać na rys. 4.4b. Wpływ geometrii eksperymentu na modulację częstości fal rozpraszanych zbadali Igarashi i Stern [18].

W przypadku stosowania sygnałów akustycznych szerokopasmowych, sfalowana powierzchnia morza powoduje ich selektywne osłabianie [46], co wynika także z wyżej omówionych teorii.

5. Rozpraszanie dźwięku na dnie morskim

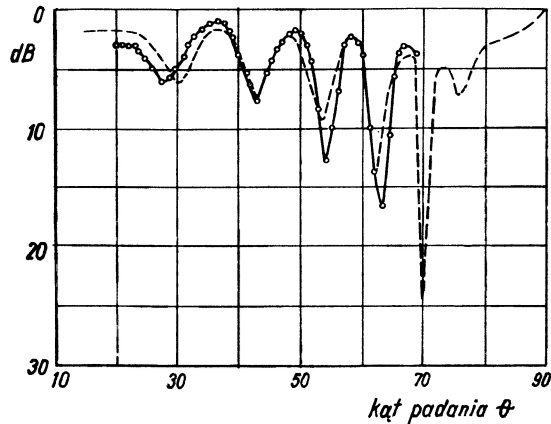
Zjawisko odbicia i rozpraszania fal akustycznych na dnie morskim, pomimo że jest powszechnie wykorzystywane do echosondażu i badań geologicznych, jest znacznie mniej zbadane niż na powierzchni morza. Przedstawione w poprzednich paragrafach metody teoretycznego obliczania rozproszonego pola mogą być w zasadzie po pewnej modyfikacji, zastosowane również do rozpraszania na dnie [8, 14]. Przybliżenie Kirchhoffa dla nierównego uwarstwionego dna można sformułować następująco:

- a) padająca, przechodząca i odbita fala spełniają lokalnie zwykle graniczne warunki dla fal płaskich,
- b) granice rozdziału poszczególnych warstw poddennych są równoległe i
- c) grubość warstw jest mała w porównaniu z odległością do nadajnika i odbiornika.

Badania geofizyczne wykazały, że w wielu przypadkach założenia takie są zgodne z rzeczywistymi własnościami osadów dennych w głębokim oceanie. Dodatkowe skomplikowanie teoretycznych obliczeń wiąże się jednak ze współczynnikiem odbicia, który w przypadku powierzchni morza mogliśmy przyjąć za równy jedności (odbicie bez strat), a który w przypadku dna wyraża się skomplikowanym wzorem, wiążącym gęstość, prędkość dźwięku i grubości poszczególnych warstw poddennych [8]. W praktyce na ogół brak jest dokładnych informacji o charakterze nierówności dna, własnościach akustycznych materiału dna oraz jego uwarstwieniu, co uniemożliwia korzystanie z istniejących wzorów. W przypadku jednak, kiedy te wielkości są znane, istniejące teorie poprawnie opisują zjawisko rozpraszania od wielowarstwowego dna. Były przeprowadzone eksperymenty zarówno w laboratorium [34], jak i w naturalnych warunkach w głębokim oceanie [47, 71], które wykazały pełną zgodność teorii i eksperymentu. Porównanie wyników badań modelowych z obliczeniami teoretycznymi przedstawia rys. 5.1.

Przy padaniu dźwięku na dno na ogół znaczna część energii fali akustycznej przechodzi w głąb dna. Prędkość dźwięku w dnie zwykle rośnie wraz z głębo-

kością pod dnem, powodując refrakcję fali akustycznej i zniekształcenie sygnału akustycznego. Rozpraszanie fal akustycznych na dnie zależy silnie od rodzaju materiału dna (ił, piasek, glina, skały), kąta padania (dla wszystkich typów dna rozpraszanie maleje ze wzrostem kąta padania [53]) oraz od długości fali akustycznej. Dla dna o nierównościach dużych w porównaniu z długością fali akustycznej rozpraszanie do tyłu nie zależy od częstotliwości fali akustycznej. Dla dna, o nierównościach małych w porównaniu z długością fali akustycznej rozpraszanie szybko wzrasta z częstotliwością fali (w przybliżeniu jak f^3). Eksperymenty



Rys. 5.1. Kątowa zależność strat przy odbiciu w dB dla trójwartwowego dna (krzywa ciągła — dane z pomiarów modelowych wg [34], krzywa przerywana — obliczenia teoretyczne wg [73]; wg Żitkowskiego i Łysanowa [53])

wykazały [53], że dla niskich częstotliwości rozpraszające właściwości dna morza określone są przede wszystkim przez fizyczne parametry warstw (gęstość materiału dna i prędkość dźwięku) oraz ich grubość. Dla częstotliwości powyżej kilku kHz rozpraszanie w większości przypadków określone jest przez ukształtowanie powierzchni dna, a akustyczne parametry dna odgrywają drugorzędą rolę. W praktyce najczęściej mamy do czynienia z dwoma typami kątowej zależności rozproszonej energii akustycznej:

a) z maksimum funkcji rozpraszania skierowanym normalnie do średniej płaszczyzny dna i

b) z maksimum funkcji rozpraszania skierowanym zgodnie z kierunkiem promieni zwierradlanie odbitych od średniej płaszczyzny.

W pierwszym przypadku kątowa zależność natężenia odbitego sygnału opisana jest przez prawo Lamberta [72] i jest ona charakterystyczna dla silnie pościętego profilu dna. Drugi przypadek występuje dla powierzchni charakteryzujących się małymi nachyleniami nierówności.

- [1] J. Dera, A. Śliwiński, W. Wensierski, *Postępy Fizyki* **23**, 667 (1972).
- [2] H. Severin, *Akustische Beihefte*, **1** (1959).
- [3] Lord Rayleigh, *Theory of Sound*, t. 2, Moskwa 1966.
- [4] C. B. Officer, *Introduction to the Theory of Sound Transmission, with Application to the Ocean*, Mc Graw-Hill 1958.
- [5] W. C. Meecham, *J. Appl. Phys.*, **27**, 361 (1956).
- [6] Ju. P. Łysanow, *Akusticzeskij Żurnal*, **4**, 1 (1958).
- [7] J. L. Uretsky, *Ann. Phys.*, **33**, 400 (1965).
- [8] I. Tolstoy, C. S. Clay, *Ocean Acoustics*, Mc Graw-Hill 1966.
- [9] P. Beckman, A. Spizzino, *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, New York 1963.
- [10] Z. Fortuin, *JASA*, **47**, 1209 (1970).
- [11] E. Eckart, *JASA*, **25**, 566 (1953).
- [12] J. M. Proud, R. T. Beyer, J. Tamarkin, *J. Appl. Phys.*, **31**, 543 (1960).
- [13] L. M. Brekhowskich, *ŽETF*, **23**, 275 (1952).
- [14] R. J. Urick, *Principles of Underwater Sound for Engineers*, Mc Graw-Hill 1967.
- [15] L. O. La Casce, J. Tamarkin, *J. Appl. Phys.*, **27**, 138 (1956).
- [16] Ju. P. Łysanow, *Akusticzeskij Żurnal*, **2**, 182 (1956).
- [17] A. N. Leporskij, *Akusticzeskij Żurnal*, **2**, 177 (1956).
- [18] I. Igarashi, R. Stern, *JASA*, **49**, 802 (1971).
- [19] R. L. Swart, *JASA*, **52**, 457 (1972).
- [20] W. C. Meecham, *JASA*, **28**, 370 (1956).
- [21] Ju. P. Łysanow, *Akusticzeskij Żurnal*, **14**, 413 (1968).
- [22] M. A. Isakowicz, *ŽETF*, **23**, 305 (1952).
- [23] C. W. Horton, T. G. Muir, *JASA*, **41**, 627 (1967).
- [24] C. W. Horton, S. K. Mitchell, G. R. Barnard, *JASA*, **41**, 635 (1967).
- [25] C. S. Clay, *JASA*, **32**, 1547 (1960).
- [26] C. S. Clay, H. Medwin, *JASA*, **47**, 1412 (1970).
- [27] H. Medwin, C. S. Clay, *JASA*, **47**, 1419 (1970).
- [28] R. J. Urick, R. M. Hoover, *JASA*, **28**, 1038 (1956).
- [29] G. R. Garrison, S. R. Murphy, D. S. Potter, *JASA*, **32**, 104 (1960).
- [30] W. P. Głotow, Ju. P. Łysanow, *Akusticzeskij Żurnal*, **10**, 419 (1964).
- [31] Ł. P. Gawriłow, *Akusticzeskij Żurnal*, **15**, 321 (1969).
- [32] R. J. Urick, *J. Marine Res.*, **15**, 134 (1956).
- [33] I. B. Andrejewa, *Fizika atmosfery i okieana*, **5**, 752 (1969).
- [34] G. R. Barnard, J. L. Bardin, W. B. Hempkins, *JASA*, **36**, 2119 (1964).
- [35] L. N. Zacharow, *Akusticzeskij Żurnal*, **6**, 454 (1960).
- [36] O. S. Tonakanow, *Akusticzeskij Żurnal*, **7**, 236 (1961).
- [37] A. N. Barchatow, *Akusticzeskij Żurnal*, **7**, 159 (1961).
- [38] B. Kinsman, *Wind Waves*, New Jersey 1965.
- [39] Cz. Druet, Z. Kowalik, *Dynamika Morza*, Gdynia 1970.
- [40] M. A. Biot, *JASA*, **29**, 1193 (1957).
- [41] H. S. Heaps, *JASA*, **27**, 698 (1955).
- [42] J. E. Burke, V. Twersky, *JASA*, **40**, 883 (1966).
- [43] H. W. Marsh, *JASA*, **33**, 830 (1961).
- [44] B. F. Kurianow, *Akusticzeskij Żurnal*, **8**, 325 (1962).
- [45] K. V. Mackenzie, *JASA*, **34**, 67 (1962).
- [46] L. Fortuin, *JASA*, **52**, 302 (1972).
- [47] T. G. Bell, *JASA*, **36**, 2003 (1964).
- [48] V. I. Smirnow, *Matematyka Wyższa*, t. 4, cz. 2, PWN, Warszawa 1962 (z ros.).

- [49] A. N. Tichonow, A. A. Samarskij, *Zadania i problemy fizyki matematycznej*, PWN, Warszawa 1965 (z ros.).
- [50] H. W. Marsh, *JASA*, **33**, 330 (1961).
- [51] L. M. Brekhowskich, *Akusticzeskij Żurnal*, **5**, 282 (1959).
- [52] R. Stoneley, *Proc. Roy. Soc.*, **A160**, 416 (1924).
- [53] Ju. Ju. Żitkowski, Ju. P. Łysanow, *Akusticzeskij Żurnal*, **13**, 1 (1967).
- [54] E. P. Gulin, K. I. Małyszew, *Akusticzeskij Żurnal*, **8**, 292 (1962).
- [55] E. P. Gulin, K. I. Małyszew, *Akusticzeskij Żurnal*, **10**, 425 (1964).
- [56] E. P. Gulin, K. I. Małyszew, *Akusticzeskij Żurnal*, **11**, 498 (1965).
- [57] E. P. Gulin, *Akusticzeskij Żurnal*, **8**, 175 (1962).
- [58] A. D. Liapin, *Akusticzeskij Żurnal*, **15**, 378 (1969).
- [59] R. F. Miller, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **65**, 773 (1969).
- [60] Ju. P. Łysanow, *Akusticzeskij Żurnal*, **17**, 93 (1971).
- [61] W. J. Roderick, B. P. Cron, *JASA*, **48**, 759 (1970).
- [62] Ju. P. Łysanow, *Akusticzeskij Żurnal*, **13**, 84 (1967).
- [63] R. P. Chapman, J. H. Harris, *JASA*, **34**, 1592 (1962).
- [64] R. P. Chapman, H. D. Scott, *JASA*, **36**, 1735 (1964).
- [65] P. M. Richter, *JASA*, **36**, 864 (1964).
- [66] I. B. Andrejewa, Je. G. Charat'jan, *Akusticzeskij Żurnal*, **12**, 399 (1966).
- [67] I. B. Andrejewa, *Okieanologia*, **6**, 599 (1966).
- [68] M. Schulkin, R. Shaffer, *JASA*, **36**, 1699 (1964).
- [69] D. Middleton, *Trans. JEEE Information Theory*, **13**, 392 (1967).
- [70] D. Middleton, *Trans. JEEE Information Theory*, **13**, 392 (1967).
- [71] F. R. Menotti, S. R. Santaniello, W. R. Schumacher, *JASA*, **38**, 707 (1965).
- [72] L. A. Wołowowa, Ju. Ju. Żitkowski, *Okieanologia*, **11**, 1087 (1966).
- [73] L. M. Brekhowskich, *Wołny w słoiowych sriedach*, Moskwa 1957.

NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

Zdzisław Pająk, Kazimierz Jurga, Stefan Jurga

Instytut Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza
Zakład Radiospektroskopii
Poznań

Impulsowy spektrometr jądrowego rezonansu paramagnetycznego do badania ciał stałych

NMR Pulse Spectrometer for the Study of Solids

Abstract: Construction and operation of a 25 MHz single-coil pulse spectrometer characterized by a 4,0 μ s recovery time and 1,5 μ s 90° pulse length for protons is described.

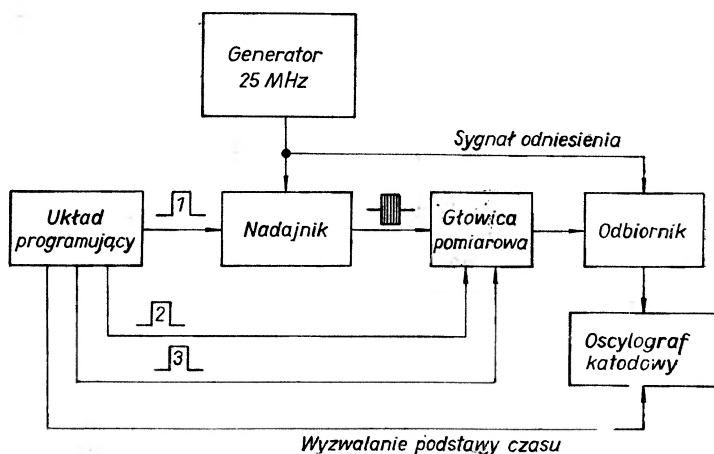
Dość rozpowszechniona stacjonarna metoda spektroskopii szerokich linii jądrowego rezonansu paramagnetycznego [1] dostarcza informacji dotyczących głównie struktury ciał stałych, a w bardziej ograniczonym zakresie — dynamiki sieci krystalicznej. Metoda ta jest jednak bardzo czasochłonna i mało efektywna w odniesieniu do badań dynamiki molekularnej w ciałach stałych. Dlatego rozwijana ostatnio intensywnie nowoczesna metodyka badań techniką impulsową, której głównie poświęcona była bardzo interesująca i udana międzynarodowa konferencja „I Specialized Colloque AMPERE”, zorganizowana przez doc. dr J. Hennela w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie (1973), zdobyła olbrzymią przewagę nad technikami stacjonarnymi. Nie omawiając tu wyczerpująco wszystkich zalet i zastosowań metod impulsowych [2] warto zwrócić uwagę na możliwość przeprowadzania szybkich i efektywnych badań procesów relaksacji (pomiar czasów relaksacji spin-spin i spin-siatka) dostarczających bardzo cennych informacji o ruchach molekularnych i wewnątrz-molekularnych w ciałach stałych. Impulsowe spektrometry JRP do badania ciał stałych są jednak bardzo skomplikowane i dlatego dotychczas tylko nieliczne laboratoria naukowe w świecie dysponują taką aparaturą. Wysoki koszt spektrometrów produkowanych fabrycznie (ponad 100 tys. dolarów) ogranicza w znacznym stopniu ich rozpowszechnienie. Z tych względów w Zakładzie Radiospektroskopii Instytutu Fizyki UAM skonstruowano impulsowy spektrometr JRP do badania ciała stałego o parametrach nie ustępujących konstrukcjom tego typu w laboratoriach zagranicznych.

Ciała stałe posiadają krótki czas relaksacji spin-spin T_2 wynoszący najczęściej 10 μ s—100 μ s, co wymaga wytworzenia w impulsowym spektrometrze JRP jeszcze krótszych radioimpulsów o znacznej amplitudzie. Szerokość radioimpulsu τ_i określona jest na podstawie znanego wzoru:

$$\gamma H_1 \tau_i = \pi/2, \quad \text{lub} \quad \pi,$$

gdzie: γ — współczynnik magnetogiryczny, H_1 — natężenie pola wysokiej częstotliwości.

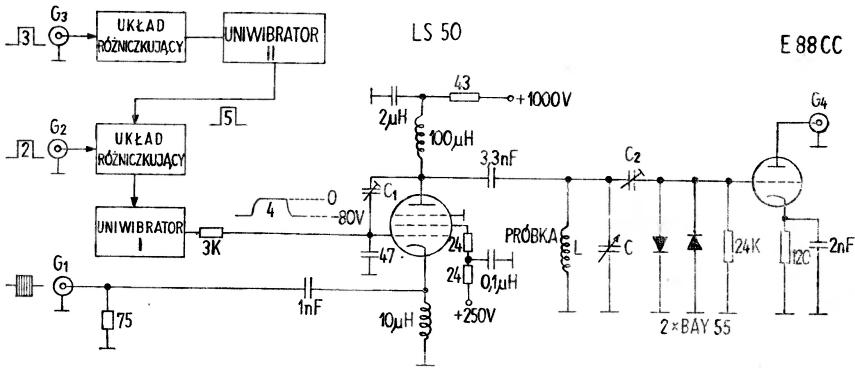
Ze wzoru tego wynika, że w radioimpulsie $\pi/2$ trwającym przykładowo $1\ \mu\text{s}$ należy dla protonów wytworzyć pole H_1 o stosunkowo dużym natężeniu, wynoszącym około 60 Gs. Jeżeli do obwodu rezonansowego LC z badaną próbką zostanie przyłożony taki radioimpuls, to obwód przestanie drgać dopiero po czasie znacznie dłuższym od $1\ \mu\text{s}$. Zanikanie drgań zależy głównie od dobroci Q tego obwodu i odbywa się ze stałą czasową $T = Q/\pi f$, gdzie f oznacza częstotliwość drgań pola H_1 . Dla celów praktycznych zwykle przyjmuje się, że amplituda tych drgań spada do poziomu szumów po tzw. czasie martwym $T_R = 15Q/\pi f$. Jeżeli dla przykładu $Q = 100$, $f = 25\ \text{MHz}$, to czas martwy będzie równy $T_R = 19\ \mu\text{s}$. Dopiero po czasie T_R można zaobserwować niezaburzony sygnał precesji swobodnej pojawiający się tuż po zakończeniu radioimpulsu $\pi/2$. Stąd widać, że sygnału precesji swobodnej nie zaobserwuje się dla ciał stałych mających czas T_2 krótki w porównaniu z czasem martwym spektrometru. W celi skrócenia czasu T_R należałoby więc obniżyć dobroć obwodu, lecz jednocześnie pogarsza to stosunek sygnału do szumu dla obserwowanego sygnału precesji swobodnej. Problem ten rozwiązano w ten sposób, że dobroć Q obwodu obniża się w czasie działania radioimpulsu oraz tuż po zakończeniu radioimpulsu, a podwyższa się na czas obserwacji sygnału precesji swobodnej.



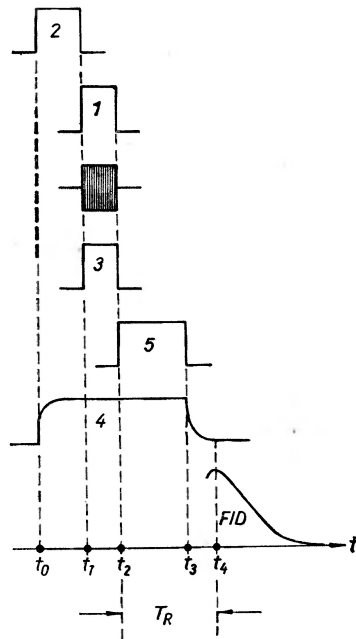
Rys. 1. Schemat blokowy impulsowego spektrometru JRP

Na rys. 1 przedstawiono schemat blokowy zbudowanego spektrometru impulsowego do badania ciał stałych. Spektrometr ten pracuje przy częstotliwości 25 MHz w układzie z pojedynczą cewką i charakteryzuje się krótkim czasem martwym wynoszącym $4\ \mu\text{s}$. Generator kwarcowy zasila nadajnik, w którym za pomocą impulsu 1 z układu programującego zostaje wytworzony radioimpuls. Sygnał precesji swobodnej wzmacniany przez przedwzmacniacz i odbiornik, obserwowany jest na ekranie oscylografu katodowego. Odbiornik zaopatrzony jest w detektor fazowy. Maksymalna szerokość pasma przenoszenia odbiornika wynosi 2 MHz, zaś maksymalne wzmocnienie — $2 \cdot 10^4$. W głowicy detekcyjnej, której schemat przedstawia rys. 2, znajduje się końcowy stopień wzmacniacza mocy radioimpulsów zbudowany na lampie LS50, obwód LC z badaną próbką umieszczoną w stałym polu magnetycznym (magnes stały $H = 6000\ \text{Gs}$), przedwzmacniacz pracujący na lampie E88CC, układy różniczkujące oraz dwa uniwibratory. Praca głowicy detekcyjnej jest sterowana impulsami 2 i 3 z układu programującego.

Dla zilustrowania zasady pracy tego układu, na rys. 3 podano czasowe rozmieszczenie poszczególnych impulsów towarzyszących sygnałowi precesji swobodnej (FID — Free Induction Decay). Impuls 4 służy do odblokowania lampy LS50. Po odblokowaniu jej, w czasie trwania impulsu 4, lampa LS50 przewodzi i jednocześnie bocznikuje obwód LC. W przedziale



Rys. 2. Schemat głowicy detekcyjnej

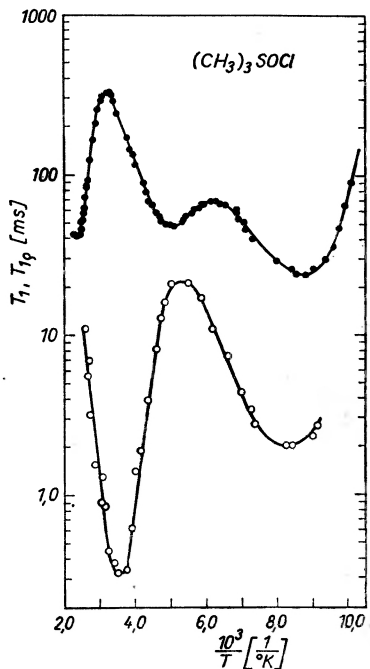


Rys. 3. Czasowe rozmieszczenie impulsów

czasowym od t_1 do t_2 na katodzie lampy LS50 pojawia się radioimpuls, który zostaje wzmacniony. Gdy jest on radioimpulsem $\pi/2$, to dopiero po czasie t_4 można obserwować niezaburzony sygnał precesji swobodnej. Czas $T_R = t_4 - t_2$ jest czasem martwym poświęconym głównie na stłumienie drgań własnych obwodu rezonansowego LC wywołanych silnym radioimpulsem. Czas ten wynosi, jak już wspomniano wyżej, 4 μ s. W czasie T_R drgania własne obwodu LC zostają szybko stłumione z dwóch przyczyn: 1. przewodzenia lampy LS50, a więc bocznikowania obwodu LC oznaczające obniżenie jego dobroci Q , 2. istnienia ujemnego sprzężenia zwrotnego zrealizowanego za pomocą kondensatora C_1 .

Warto zaznaczyć, że w czasie działania radioimpulsu (od t_1 do t_2) ujemne sprzężenie zwrotne także istnieje, lecz jest ono mało skuteczne, gdyż amplituda radioimpulsu dochodzącego do

katody lampy LS50 jest stosunkowo duża (ok. 130 V), tak że lampa ta pracuje w nieliniowym obszarze swej charakterystyki. Wartość pojemności kondensatora C_1 dobiera się tak, aby nie wpływał on znacząco na proces formowania radioimpulsu w obwodzie LC. Ujemne sprzężenie zwrotne działa skutecznie tylko wtedy, gdy lampa LS50 przewodzi i to w nieobecności radioimpulsu na katodzie. W chwili t_4 lampa ta jest całkowicie zablokowana, ujemne sprzężenie zwrotne nie działa, dobrotę obwodu LC jest podwyższona i odtąd można obserwować sygnał precesji swobodnej.



Rys. 4. Zależność temperaturowa T_1 i $T_{1\rho}$ dla protonów chlorku trójmetyloksosulfoniowego

Sposób formowania impulsu 4 jest następujący. Impuls szpilkowy o polaryzacji dodatniej powstający po zróżniczkowaniu impulsu 2 (przykładanego do gniazdka G_2) uruchamia w chwili t_0 uniwersalator I, który wytwarza impuls 4 odblokowujący lampę LS50. Po upływie ok. $2 \mu s$ (jest to czas trwania impulsu 2), gdy lampa LS50 jest już całkowicie odblokowana, na jej katodzie pojawia się radioimpuls zajmujący przedział czasowy od t_1 do t_2 . Radioimpuls ten wytworzony w nadajniku radioimpulsów za pomocą impulsu 1 przekazywany jest do katody lampy LS50 poprzez gniazdko G_1 i kondensator o pojemności 1 nF. Pojawiający się w tym samym przedziale czasowym impuls 3 (przyłożony do gniazdka G_3) zostaje zróżniczkowany. Powstający po zróżniczkowaniu impuls szpilkowy o polaryzacji ujemnej uruchamia w chwili t_2 uniwersalator II, na którego wyjściu pojawia się impuls 5 zajmujący przedział czasowy od t_2 do t_3 . Impuls 5 zostaje z kolei zróżniczkowany. Powstający po zróżniczkowaniu impuls szpilkowy o polaryzacji ujemnej unieruchamia w chwili t_3 uniwersalator I.

Moc dostarczana przez lampę LS50 jest na tyle duża, że długość radioimpulsów $\pi/2$ wynosi $1,5 \mu s$ dla protonów.

Obwód rezonansowy LC (rys. 2) jest sprzężony za pomocą kondensatora C_2 z siatką przedwzmacniacza zbudowanego na lampie E88CC. Maksymalna pojemność nastawnego kondensatora C_2 wynosi 10 pF. Wartość pojemności dobiera się tak, aby otrzymać najlepszy stosunek sygnału do szumu. Skrzyżowane diody BAY55 ograniczają amplitudy radioimpulsów na siatce lampy E88CC.

Układ programujący opisanego spektrometru pozwala na przeprowadzenie pomiarów czasów relaksacji spin-siatka T_1 następującymi metodami:

- 1) metodą zerową wg sekwencji impulsów $\pi - \tau - \pi/2$,
- 2) metodą dwóch impulsów $\pi/2$ wg sekwencji $\pi/2 - \tau - \pi/2$,
- 3) metodą nasyceniową przy użyciu serii impulsów $\pi/2$ wg sekwencji $\pi/2, \pi/2, \dots, \pi/2 - \tau - \pi/2$.

Układ programujący pozwala także na przeprowadzenie pomiarów czasów relaksacji spin-siatka T_{1e} w wirującym układzie współrzędnych.

Zbudowany spektrometr impulsowy jest aktualnie wykorzystywany do badań dynamiki molekularnej i wewnątrz molekularnej. Pomiar zależności temperaturowej czasów relaksacji spin-siatka w laboratoryjnym i wirującym układzie współrzędnych pozwala na analizę występujących w kryształach molekularnych ruchów izotropowych i anizotropowych molekuł i grup molekularnych, czego przykładem mogą być badania soli trójmetylooksosulfoniowych [3]. Rys. 4 przedstawia zależność temperaturową T_1 i T_{1e} dla protonów chlorku trójmetylooksosulfoniowego, gdzie minimum T_1 ($T = 426^\circ \text{K}$) i T_{1e} ($T = 282^\circ \text{K}$) można przypisać reorientacji izotropowej kationów (molecular tumbling), minimum T_1 ($T = 200^\circ \text{K}$) i T_{1e} ($T = 122^\circ \text{K}$) — reorientacji anizotropowej kationów wokół osi molekularnej C_3 oraz minimum T_1 ($T = 144^\circ \text{K}$) — reorientacji anizotropowej grup metylowych wokół ich osi C_3 (odpowiedniego minimum T_{1e} można spodziewać się w zakresie niższych temperatur).

Literatura

- [1] W. Zbieranowski, *Postępy Fizyki*, 23, 309 (1972).
- [2] T. C. Farrar, E. D. Becker, *Pulse and Fourier Transform NMR*, Academic Press, New York—London 1971.
- [3] Z. Pająk, K. Jurga, S. Jurga, *Materiały VI Ogólnopolskiego Seminarium MRJ*, Kraków 1973.

I Ogólnopolskie Sympozjum „Fizyka Cienkich Warstw“

I Ogólnopolskie Sympozjum „Fizyka Cienkich Warstw” odbyło się w dniach 19-25 października 1973 r. w Szczyrku w domu wypoczynkowym Zabrzeńskiego Zjednoczenia Przemysłu Węglowego „Zagroń”. Organizatorem Sympozjum był Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN w Zabrzu. Patronat nad sympozjum sprawował Prezes Polskiej Akademii Nauk — prof. dr Włodzimirz Trzebiatowski. W skład Komitetu Naukowego o Sympozjum wchodzili:

prof. dr J. Auleytner (Instytut Fizyki PAN, Warszawa), prof. B. Paszkowski (Instytut Technologii Elektronowej Warszawa), prof. dr L. Sosnowski (Instytut Fizyki PAN, Warszawa), prof. dr B. Staliński (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław), doc. dr hab. J. Świdorski (Instytut Technologii Elektronowej Warszawa), prof. dr W. Wardzyński (Instytut Technologii Elektronowej, Warszawa), dr L. Żdanowicz (Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN, Zabrze), doc. dr hab. W. Żdanowicz (Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN, Zabrze), doc. dr hab. J. Żmija (Wojskowa Akademia Techniczna, Warszawa). Komitet organizacyjny: doc. dr hab. W. Żdanowicz, dr L. Żdanowicz, mgr I. Miotkowski, A. Warchol.



Celem, jaki postawili początkowo przed sobą organizatorzy sympozjum, było zorganizowanie małego spotkania naukowców i specjalistów fizyków pracujących w dziedzinie otrzymywania, badania i zastosowania cienkich warstw półprzewodników. Ogromne jednak zainteresowanie, z jakim spotkali się organizatorzy w licznych placówkach naukowych Polski oraz bardzo wielka liczba zgłoszeń, jaka napłynęła z różnych instytucji, spowodowały, że sympozjum to przekształciło się w duże ogólnopolskie spotkanie nie tylko fizyków, lecz i elektroników, chemików, metalurgów, a nawet matematyków zainteresowanych w ogromnych możliwościach badawczych i zastosowaniu cienkich warstw półprzewodników, metali i dielektryków. Do Szczyrku przybyło 245 osób, reprezentujących 48 różnych instytucji naukowych i przemysłowych Polski. Udział swój zgłosiły również delegacje ZSRR, NRD, CSRS, WRL i BRL.

Ponieważ symposium, zgodnie ze swym pierwotnym założeniem, miało mieć charakter przeglądowy możliwie całego polskiego dorobku w tej dziedzinie, komitet naukowy, mimo że zdawał sobie dobrze sprawę z tego, że program symposium będzie bardzo przeciążony, przyjął w zasadzie wszystkie zgłoszone komunikaty, proponując jedynie wygłoszenie referatów plenarnych wybranym wybitnym specjalistom w określonej dziedzinie fizyki i techniki cienkich warstw.

Dwadzieścia referatów plenarnych wygłosili przedstawiciele 15 placówek naukowych z kraju i zagranicy. Najliczniej reprezentowany był ITE, następnie IF PAN, ZFCS w Zabrzu. Referaty plenarne wygłosili również naukowcy Węgier i NRD. Na ogólną liczbę 130 przyjętych referatów i komunikatów wygłoszono 115 (15 komunikatów Komitet naukowy zakwalifikował tylko do druku w materiałach symposium).

Referaty i komunikaty na symposium zgłosiło 36 placówek naukowych (30 krajowych i 6 zagranicznych), w tym: ITE CEMI Warszawa — 37, ZFCS PAN Zabrze — 14, AGH Kraków — 10, WAT Warszawa — 10, IF PAN Warszawa — 9, IFT Pol. Wrocław — 8, ITE Pol. Warszawa — 8, IF Pol. Łódź — 5, ITE Pol. Wrocław — 5, IF Pol. Poznań — 4, IF UMCS Lublin — 4, CBMiM Łódź — 4, IF Uniw. Kraków — 3, IF Pol. Warszawa — 3, INTiBS Wrocław — 2, U. Śl. Katowice — 2, IF Pol. Gliwice — 2, IF Uniw. Wrocław — 2, Inst. Inż. Mater. Pol. Warszawa — 2, IF Uniw. Warszawa — 1, IMMPM Warszawa — 1, Z. Ch. Anal. Pol. Warszawa — 1, ONPMP Warszawa — 1, COBRABiD — 1, I. Ch. O. i F. Pol. Wrocław — 1, ZDP ITE Warszawa — 1, WSN Częstochowa — 1, IF Uniw. Gdańsk — 1, WSI Lublin — 1, PZO Warszawa — 1, Węgry — 2, ZSRR — 4, NRD — 2, Bułgaria — 1.

Symposium umożliwiło dokonanie przeglądu praktycznie wszystkich prowadzonych obecnie w kraju prac dotyczących cienkich warstw, konfrontacje prac różnych ośrodków i dyskusje.

Podstawowe tematy fizyki cienkich warstw omawiane na trzynastu sesjach Symposium można streścić następująco:

1. Technologia i własności epitaksjalnych warstw niektórych związków III-V (GaAs, GaN, GaAs-AlAs) otrzymanych z fazy ciekłej i gazowej.
2. Technologia i własności polikrystalicznych warstw związków grup II-VI, III-V, II-V, IV-VI i ich niektóre zastosowania (hallotrony, detektory promieniowania, przetworniki i in.).
3. Własności cienkich warstw metali niemagnetycznych i ferromagnetyków.
4. Warstwy dielektryczne stosowane w elektronice.
5. Warstwy związków organicznych.
6. Heterozłącza.
7. Układy wielowarstwowe typu MIM, MIS, itp.

W referatach plenarnych omówiono współczesny stan wiedzy na temat podstawowych problemów fizyki cienkich warstw, mechanizmów zarodkowania i wzrostu warstw epitaksjalnych, polikrystalicznych i amorficznych, termodynamiki tych procesów w układach wieloskładnikowych, własności elektrycznych i optycznych otrzymywanych warstw oraz ich zależności od struktury warstw, problemów rekrytalizacji, współczesnych metod otrzymywania i domieszkowania cienkich warstw, problemów jednorodności warstw oraz „międzywarstw” w obszarach granicznych.

Bardzo ożywiona i rzeczowa dyskusja po referatach i komunikatach świadczyła o ważności poruszanych tematów. Niestety, duże przeładowanie każdej sesji materiałem informacyjnym ograniczało bardzo możliwość dyskusji, co należałoby uwzględnić w następnych symposiumach tego typu.

Materiały Symposium zostaną wydrukowane przez wydawnictwo ITE w Warszawie. Przewidywany termin wydania — I kwartał 1974 r. Podczas trwania obrad została również zorganizowana mini-wystawa elementów i przyrządów cienkowarstwowych, otrzymywanych w różnych placówkach w kraju.

Po zakończeniu obrad uczestnicy symposium uchwalili pewne wnioski przedstawione w załączeniu.

Zebrań na I Ogólnopolskim Sympozjum „Fizyka Cienkich Warstw” zorganizowanym w dniach 19-25 października 1973 roku w Szczytku, przez Zakład Fizyki Ciężkiego PAN w Zabrzynie dla uczczenia Roku Nauki Polskiej oraz II Kongresu Nauki Polskiej po wysłuchaniu i przyjęciu w dyskusyjnej referatów plenarnych oraz wygłoszonych komunikatów, uznając za konieczne podkreślić następujące zagadnienia:

1. Sympozjum było pierwszym w kraju spotkaniem przedstawicieli wszystkich placówek badawczo-naukowych oraz produkcyjnych, które zajmują się fizyką, technologią oraz zastosowaniem cienkich warstw.

2. Zgodnie z powołanym uznaniem uczestników Sympozjum spotkania takie powinny odbywać się co dwa lata.

3. Komitet naukowy obecnego sympozjum powinien pracować w sposób ciągły, mając możliwość elastycznego doboru specjalistów oraz prowadząc dyskusje i konsultacje z kadrami naukowymi i inżynierskimi pracującymi w tej dziedzinie dla właściwego ukierunkowania tematyki następujących sympozjów.

4. Biorąc pod uwagę istotny wpływ fizyki i technologii cienkich warstw na rozwój elektroni — a w dalszej konsekwencji kolejności — na rozwój przemysłu elektronicznego, należy otoczyć tematykę cienkich warstw szczególną opieką ze strony PAN oraz zainteresowanych resortów.

5. Dobyteczne kontakty we współpracy międzynarodowej w zakresie tematyki cienkich warstw z krajami socjalistycznymi i kapitalistycznymi są niewystarczające.

6. Zakres tematyczny następujących spotkań powinien należeć głównie do: teorii i kinetyki powstawania warstw, struktur epitaksjalnych, zjawisk fizyko-chemicznych na granicach, zjawisk przypowierzchniowych, analizy strukturalnej i chemicznej oraz nowoczesnych metod otrzymywania i badań właściwości cienkich warstw. Zakres tematyczny następujących spotkań powinien uwzględniać szerzej tematykę przyszłościową zastosowań cienkich warstw. Tematyka pewnych wybranych zagadnień z zakresu cienkich warstw może się częściowo znajdować w programie innych konferencji specjalistycznych.

7. Materiały przedstawiane na następne spotkania powinny mieć następujący charakter: a) referaty przeglądowe opracowywane przez wybitnych specjalistów tej dziedziny w kraju i zagranicą na tematy aktualnej wybranej przez Komitet naukowy; b) komunikaty o charakterze informacyjnym przedstawione przez upoważnionych delegatów placówek naukowo-badawczych i produkcyjnych; c) komunikaty indywidualne o wybitnie wysokich wartościach poznawczych i rozwojowych. Komunikaty te przyjmowane będą w pełnym tekście przez Komitet naukowy, a część z nich może być nagradzana z jego funduszy lub na jego wniosek; d) komunikaty nie spełniające warunków c), które mogą być przyjęte przez Komitet naukowy i zakwalifikowane do materiałów sympozjum; każda z placówek ma prawo wygłosić jeden tydzień komunikat z tych materiałów.

8. Zobowiązanie Komitet Naukowy do takiego przygotowania programu, który zapewniłby obszerniejsze dyskusje na temat referatów i komunikatów.

Ponadto zebrań upoważniają organizatora niniejszego sympozjum doc. dr Witolda Zdanowicza do opracowania, sprawozdania, merytorycznego i przesłania go do Prezydium PAN, Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego, Nauki i Techniki, Komitetu Fizyki PAN oraz placówek resortowych koordynujących problemy kompleksowe obejmujące tematykę cienkich warstw. Jednocześnie zebrań upoważniają organizatorów do przesłania materiałów sprawozdawczego do redakcji „Nauka Polska”.

Zebrań wyrażają podziękowanie władzom Polskiej Akademii Nauk za pomoc, która umożliwiła zorganizowanie I Sympozjum „Fizyka Cienkich Warstw” oraz słowa uznania dla kierownika Zakładu Fizyki Ciężkiego PAN w Zabrzynie doc. dr hab. Witolda Zdanowicza i jego zespołu za

przygotowanie i sprawne przeprowadzenie konferencji. Jednocześnie zebrani wyrażają słowa podziękowania Zabrzańskiemu Zjednoczeniu Przemysłu Węglowego za stworzenie doskonałych warunków pracy przez udostępnienie Domu Wypoczynkowego „Zagroń” w Szczyrku.

Szczyrk, 25 października 1973 r.

Międzynarodowa narada robocza na temat „Implantacja jonów w półprzewodnikach“

W dniach 2-4 października 1973 r. zorganizowana została w Nowosybirsku (ZSRR) Wszechzwiązkowa narada robocza na temat „Defekty struktury w półprzewodnikach”. W ramach tej narady odbyła się międzynarodowa narada robocza na temat „Implantacja jonów w półprzewodnikach” zorganizowana przez Akademię Nauk ZSRR, zgodnie z decyzją Komisji Problemowej Fizyki Półprzewodników RWPG z Pragi (CSRS) z dnia 6-7 czerwca 1972 r.

W międzynarodowej naradzie roboczej wzięły udział oficjalne delegacje Akademii Nauk Czechosłowacji, NRD, Polski, Węgier i ZSRR. W skład polskiej delegacji wchodził: prof. dr J. Auleytner (przewodniczący), prof. dr W. Żuk, doc. dr hab. T. Figielski, dr J. Kryłow i doc. dr hab. H. Rzewuski.

Program Wszechzwiązkowej narady roboczej obejmował następujące zagadnienia:

1. Defekty struktury w warstwach półprzewodnikowych oraz zależność ich powstawania od warunków epitaksjalnego wzrostu; realne struktury warstw monokrystalicznych i granice rozdziału warstwa-podłoże.

2. Wpływ defektów struktury półprzewodnikowych warstw monokrystalicznych na ich własności elektrofizyczne.

3. Mechanizm powstawania i oddziaływania defektów struktury w monokryształach półprzewodników podczas deformacji plastycznej.

4. Powstawanie defektów struktury półprzewodników podczas bombardowania jonowego, amorfizacja kryształów i rozkład przestrzenny defektów.

5. Własności defektów radiacyjnych, ich oddziaływanie między sobą i innymi niedoskonałościami sieci, wygrzewanie defektów.

6. Wpływ defektów na własności materiałów i przyrządów, oddziaływanie z domieszkami chemicznymi.

W sumie wygłoszono 83 referaty, w tym 40 dotyczyło zagadnień implantacji jonów w półprzewodnikach.

W zakończeniu międzynarodowej narady roboczej sporządzono protokół z posiedzenia przedstawicieli Akademii Nauk, w którym zwrócono uwagę na najbardziej aktualne obecnie zagadnienia związane z fizyką i zastosowaniami praktycznymi implantacji jonów, a mianowicie:

1. badanie defektów radiacyjnych powstających podczas implantacji jonów; doskonalenie i rozszerzanie metod badania defektów radiacyjnych, 2. badanie procesu łączenia się defektów radiacyjnych i amorfizacji, 3. oddziaływanie defektów radiacyjnych między sobą, z atomami domieszek oraz z innymi niedoskonałościami sieci. Badanie termodynamiki defektów, ich struktury elektronowej oraz zagadnienie modeli defektów, 4. wpływ zmian strukturalnych, w szczególności amorfizacji sieci, na procesy domieszkowania i własności warstw implantowanych, 5. badanie fizycznych własności warstw implantowanych i przylegających do nich obszarów kryształu, 6. wygrzewanie defektów radiacyjnych i wygrzewanie stymulowane, 7. wpływ defektów na dyfuzję atomów domieszek oraz badanie dyfuzji przyspieszanej radiacyjnie, 8. synteza związków metodą implantacji jonów do wytwarzania warstw półprzewodnikowych i dielektrycznych, 9. zastosowanie wiązek jonowych do wytwarzania elementów dy-

skretnych i obwodów scalonych, 10. zastosowanie implantacji jonów do wytwarzania złącz $p-n$ w związkach półprzewodnikowych dwu- i trójskładnikowych.

W zakończeniu protokołu wyrażono w imieniu przedstawicieli Akademii Nauk celowość zorganizowania następnej międzynarodowej narady roboczej na temat implantacji jonów w półprzewodnikach oraz zwrócono się do Polskiej Akademii Nauk o jej zorganizowanie w Polsce we wrześniu 1974 roku.

H. Rzewuski

Międzynarodowa narada robocza na temat „Aparatura Implantacyjna“

Potrzeba i celowość zorganizowania narady roboczej na powyższy temat wynikły na wcześniejszej międzynarodowej naradzie roboczej poświęconej „Implantacji jonów w półprzewodnikach”, zorganizowanej (w dn. 29-31 maja 1972) w Centralnym Instytucie Badań Jądrowych w Rossendorf (NRD) w wyniku zalecenia Komisji Problemowej RWPG „Fizyka Półprzewodników” z maja 1971 r.

Narada w Rossendorf, pierwsza w tej dziedzinie zorganizowana przez kraje RWPG, wykazała, że prace nad implantacją jonów w półprzewodnikach prowadzone są intensywnie od kilku lat w tych krajach. We wnioskach z narady stwierdzono m. in., że aby zabezpieczyć dalszy prawidłowy rozwój prac teoretycznych, eksperymentalnych i wdrożeniowych w tym zakresie, należy położyć szczególny nacisk na następujące węzłowe zagadnienia:

1. oddziaływanie jonów z kryształami
2. badanie defektów radiacyjnych powstających w procesie implantacji
3. badanie własności fizycznych implantowanych warstw
4. badanie zmian strukturalnych implantowanych warstw
5. dyfuzja w warstwach implantowanych
6. synteza związków półprzewodnikowych metodą implantacji jonów
7. aparatura implantacyjna i pomiarowa.

W celu przyspieszenia prac projektowych i konstrukcyjnych nad aparaturą implantacyjną i pomiarową oraz koniecznością podjęcia aktywnej współpracy międzynarodowej w tym zakresie, wyrażono sugestie zorganizowania narady poświęconej wyłącznie problematyce aparaturowej. Zorganizowania takiej narady podjęła się strona polska.

W dniach 24-26 września 1973 r. odbyła się w Świerku, w Instytucie Badań Jądrowych, międzynarodowa narada robocza na temat „Aparatury Implantacyjnej”. Organizatorem narady były Zakłady II i XXV przy współudziale Zakładu Doświadczalnego Aparatury Unikalnej oraz Zakładowego Ośrodka Informacji Naukowej, Technicznej i Ekonomicznej. Przewodniczącym komitetu organizacyjnego narady był doc. dr hab. Henryk Rzewuski.

W naradzie wzięło udział 58 uczestników reprezentujących krajowe i zagraniczne zespoły pracujące w dziedzinie budowy aparatury implantacyjnej. Wśród uczestników narady było 19 osób z zagranicy (Bułgaria, Czechosłowacja, NRD, Rumunia, Węgry i ZSRR) oraz 16 uczestników z polskich ośrodków poza IBJ.

Obrady odbywały się w pięciu kolejnych sesjach poświęconych następującym zagadnieniom: 1. ogólne problemy aparatury implantacyjnej, 2. implantatory jonów, 3. źródła jonów, 4. optyka jonowa i aparatura pomiarowo-kontrolna, 5. urządzenia i techniki pokrewne.

W ciągu trzydniowych obrad przedstawiono 19 referatów, w tym: 9 referatów zgłoszonych przez uczestników zagranicznych, 3 referaty zgłoszone przez UMCS Lublin oraz 7 referatów zgłoszonych przez IBJ.

Pod koniec narady zorganizowana została dyskusja na temat obecnego stanu techniki implantacyjnej w krajach RWPG i perspektyw jej rozwoju, oraz uaktywnienia współpracy

międzynarodowej w tej dziedzinie. Wnioski z dyskusji zostały opracowane przez komitet organizacyjny i przedstawione uczestnikom narady na sesji końcowej.

W trakcie narady eksponowana była wystawa obejmująca elementy i podzespoły aparatury implantacyjnej i pokrewnej, zbudowane w IBJ, oraz część dotycząca ogólnej działalności Instytutu Badań Jądrowych.

Uczestnicy narady zapoznali się również z wyposażeniem aparaturowym Zakładu XXV, Pracowni Betatronu i Mikrotronu, Pracowni Fizyki Radiacyjnej Zakładu II oraz zwiedzili halę reaktora „Maria”.

Należy podkreślić, że przyjęta przez IBJ i referowana na naradzie koncepcja budowy rodziny implantatorów o zróżnicowanych parametrach technicznych, konstruowanych przy użyciu wspólnych modułów dla wszystkich urządzeń podstawowych, została pozytywnie oceniona przez uczestników narady i zalecona do stosowania w przyszłych rozwiązaniach.

Stwierdzono również celowość zorganizowania następnej narady roboczej o tej tematyce przez jeden z zainteresowanych krajów w najbliższych latach.

H. Rzewuski

Nowe władze PTF

Dnia 21 stycznia 1974 odbyło się w Warszawie Nadzwyczajne Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Dokonano wyboru Prezesa, członków Zarządu Głównego, Komisji Rewizyjnej i Sądu Polubownego.

Prezesem Honorowym PTF jest, zgodnie z uchwałą Walnego Zebrania PTF, które odbyło się we wrześniu 1973 w Krakowie, prof. Wojciech Rubinowicz.

Prezesem PTF został wybrany prof. Zdzisław Wilhelmi (Warszawa), a członkami Zarządu Głównego: doc. Piotr Decowski (Warszawa), doc. Mieczysław Frąckowiak (Poznań), doc. Witold Giriat (Warszawa), prof. Roman S. Ingarden (Toruń), prof. Bohdan Karczewski (Warszawa), prof. Jerzy Kołodziejczak (Warszawa), doc. Kazimierz Rosiński (Warszawa) i prof. Adam Strzałkowski (Kraków).

Na członków Komisji Rewizyjnej zostali wybrani: prof. Julian Auleytner (Warszawa), doc. Halina Chęcińska (Warszawa), prof. Ludwik Natanson (Warszawa), prof. Maciej Sufczyński (Warszawa) i prof. Wiesław Warzyński (Warszawa).

Na członków Sądu Polubownego wybrano prof. Ignacego Adamczewskiego (Gdańsk), prof. Arkadiusza Piekareę (Warszawa) i prof. Leonarda Sosnowskiego (Warszawa).

Na zakończenie zebrania zabrał głos nowy Prezes, prof. Wilhelmi, i podziękował za wybór.

Przemówienie nowego Prezesa PTF

Pragnę z całego serca podziękować za okazane mi zaufanie, którego dowodem jest ten jakże zaszczytny dla mnie wybór. Zaszczyt to dla mnie istotnie wielki — stanąć — wraz z całym nowym Zarządem u steru Towarzystwa, którego członkiem jestem od lat prawie trzy-

dziestu, a które w swej bogatej i długiej przeszłości ma wielkie zasługi dla dobra nauki polskiej i wielkie zadania do wypełnienia w przyszłości.

Zaszczyt to dla mnie tym większy, że funkcję, którą dziś przejmuję, świadomy obowiązków, jakie ona na mnie nakłada, piastował przede mną lat kilkanaście, z wielkim dla Polskiego Towarzystwa Fizycznego pożytkiem — Profesor Rubinowicz.

Razem ze słowami podziękuję chciałbym przekazać swe solenne a szczerze zapewnienie, że jako Prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego nie poszczędeję ni czasu, ni starań, ni wysiłku, by służyć dalszemu rozwojowi naszego Towarzystwa i dążyć do tego, aby grało ono pożyteczną i ważną rolę w życiu naukowym naszego Kraju i w upowszechnieniu wiedzy.

Jestem pewien, że słowa te mogą powiedzieć także w imieniu całego nowo wybranego Zarządu.

Nie pora przedstawiać szczegółowe programy przyszłej działalności. Zarząd wsparty przyobiecana już radą całego szeregu najdoświadczeńszych fizyków — członków naszego Towarzystwa — opracuje wkrótce propozycje działania, które po przedyskutowaniu w Oddziałach będą realizowane.

Można jednak powiedzieć już teraz, że, nie wypuszczając z dłoni nici tradycji i uprawiając nadal najbardziej żywe pola poprzedniej działalności Towarzystwa, chcemy osiągnąć nowe zagony i po nowe narzędzia ich uprawy.

Wiele jest zadań stojących przed nami, a wśród nich niemało trudnych. Tuszę jednak, że nowo obrany Zarząd podola tym zadaniom. Ufnosć swą w powodzenie naszej pracy opieram i na tym, że moi koledzy w Zarządzie — to ludzie bardzo energiczni, przedsiębiorczy, świetni naukowcy i organizatorzy nauki i na tym, że członkowie ustępującego Zarządu obiecali nam pomagać i wspierać swym bogatym doświadczeniem, i na tym, że Profesor Rubinowicz jako prezes honorowy będzie wchodzić w skład nowego

Zarządu, ale przede wszystkim na tym, że w Towarzystwie naszym jest ponad półtora tysiąca członków, ponad półtora tysiąca ludzi, którym dobro polskiej fizyki, dobro naszego Kraju leży na sercu.

Z. Wilhelmi

Nagroda Nobla

Nagrodę Nobla z fizyki za r. 1973 otrzymali Leo Esaki (IBM, USA), Ivar Giaever (General Electric, USA) i Brian Josephson (University Cambridge, Wielka Brytania) za pionierskie badania w dziedzinie elektro-nych efektów tunelowych.

Dioda tunelowa, wynaleziona przez Esaki, zawiera złącze $p-n$, przy czym zarówno materiał typu p , jak i materiał typu n są zdegenerowane skutkiem bardzo silnego domieszkowania. Przy małych przyłożonych napięciach elektrony z pasma przewodnictwa materiału typu n przechodzą skutkiem efektu tunelowego bezpośrednio do wolnych stanów pasma walencyjnego materiału typu p . Przy wyższych napięciach proces tunelowy nie jest już możliwy, występuje wtedy zjawisko oporu ujemnego.

Giaevert skonstruował układ „sandwichowy“ składający się z dwóch warstw metalu rozdzielonych cieniutką (20—50 Å) warstwą tlenku. Tunelowanie zachodzi poprzez barierę tlenkową. Tę strukturę wykorzystał Giaevert do wykazania słuszności teorii nadprzewodnictwa Bardeena-Coopera-Schriefera.

Jak wiadomo, stan nadprzewodzący charakteryzuje się kondensacją elektronów w tzw. pary cooperowskie, których zachowanie można opisać makroskopową funkcją falową o określonej amplitudzie i fazie. W r. 1962 Josephson przewidział, że w sandwichu nadprzewodnik-izolator-nadprzewodnik pary cooperowskie będą tunelować poprzez izolator, przy czym gęstość nadprądu zależy od różnicy faz. Josephson przewidział również, że na złączu powstanie pulsacja różnicy faz, co z kolei prowadzi do pojawienia się małego napięcia zmiennego. Złącza Josephsona znalazły zastosowanie w detekcji i wytwarzaniu mikrofal, użyto je także do wyznaczenia częstotści lasera absorpcyjnego, co pozwoli na stosowanie promieniowania lasera absorpcyj-

nego jako wzorca długości lub czasu. Złącza Josephsona stosuje się również w termometrii, w szczególności w zakresie poniżej 0,1 K.

Nagroda Specjalna Roku Nauki Polskiej

Prezes Polskiej Akademii Nauk i Minister Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki przyznali Nagrodę Specjalną Roku Nauki Polskiej trzem fizykom z Instytutu Fizyki PAN za kompleksowe badania półprzewodników z wąską przerwą energetyczną. Nagrodę otrzymali: doc. dr hab. Witold Giriak, prof. dr Jerzy Kołodziejczak i doc. dr hab. Włodzimierz Zawadzki.

Nagroda Marii Skłodowskiej-Curie

Nagroda naukowa Marii Skłodowskiej-Curie przyznawana jest przez Polską Akademię Nauk na przemian za wybitne prace z dziedziny fizyki i z dziedziny chemii. W r. 1973 nagrodę przyznano za prace z fizyki prof. Ryszardowi Sosnowskiemu (Instytut Badań Jądrowych) i prof. Andrzejowi Wróblewskiemu (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) za zainicjowanie i rozwój badań dotyczących oddziaływań cząstek wysokich energii z dużą krotnością cząstek wtórnych.

Ryszard Sosnowski zainicjował w r. 1959 w Polsce badania oddziaływań cząstek wysokich energii metodą komór pęcherzykowych, która wówczas nie odgrywała w fizyce wysokich energii tak wielkiej roli jak obecnie. Dalszy rozwój tych badań w ośrodku warszawskim jest zasługą Ryszarda Sosnowskiego i Andrzeja Wróblewskiego. Posługując się materiałem filmowym z CERN-u wykonano systematyczny zespół prac, które wzbudziły powszechne zainteresowanie. Zagadnienie oddziaływań wysokich energii z dużą krotnością cząstek wtórnych jest obecnie bardzo aktualne, na co wskazują liczne prace prowadzone w laboratoriach europejskich współpracujących z CERN-em, a także w Sierpuchowie (ZSRR).

Nagrody Wydziału III PAN

Wydział III PAN przyznał w r. 1973 nagrody naukowe w zakresie fizyki za następujące prace:

doc. dr hab. Zbigniew Kaczkowski (Instytut Fizyki PAN) — za pracę habilitacyjną „Współczynniki piezomagnetyczne ferrytów magnetostrykcyjnych i ich histereza magnetyczna“;

doc. dr hab. Jacek Łagowski (Instytut Fizyki PAN) — za pracę habilitacyjną „Zjawiska fotoelektromagnetyczne na powierzchni półprzewodników o strukturze nie posiadającej środka symetrii“;

prof. dr hab. Janusz Morkowski (Instytut Fizyki PAN, Poznań) — za cykl prac poświęconych teorii magnonów w pasmowym modelu ferromagnetyzmu metalu;

doc. dr hab. Stanisław Przeździecki (Instytut Podstawowych Problemów Techniki) — za prace dotyczące problemów dyfrakcji fal elektromagnetycznych w ośrodkach anizotropowych.

Jerzy Nomarski pierwszym laureatem nagrody im. Ernsta Abbego

Nowojorskie Towarzystwo Mikroskopowe (USA) ustanowiło w 1972 r. swoje najwyższe wyróżnienie naukowe — nagrodę im Ernsta Abbego (Ernst Abbe Memorial Award). Pierwszym laureatem tej nagrody został Jerzy Nomarski, światowej sławy fizyk, wybitny specjalista w dziedzinie optyki stosowanej. Nagrodę tę otrzymał za wielce znaczący wkład naukowy do rozwoju mikroskopii.

Jerzy Nomarski jest autorem około 70 publikacji naukowych i patentów oraz licznych opracowań konstrukcyjnych i technologicznych z zakresu mikroskopii i interferometrii. Wynaleziony przez niego system kontrastu interferencyjnego dyferencjalnego zaliczany jest dzisiaj do największych osiągnięć w historii rozwoju mikroskopii optycznej. Mikroskopy z kontrastem interferencyjnym dyferencjalnym według Nomarskiego są produkowane przez szereg firm optycznych i stanowią dzisiaj nieodzowne wyposażenie każdego niemal mikroskopowego laboratorium badawczego.

Z innych ważniejszych osiągnięć naukowych Jerzego Nomarskiego należy ponadto wymienić:

urządzenie fazowo-kontrastowe z płytką fazową zwierciadlaną, pozwalającą zmieniać w sposób ciągły fazę i amplitudę światła bezpośredniego względem dyfrakcyjnego;

system achromatycznego kontrastu fazowego zmiennego;

interferometr z punktowym źródłem odniesienia;

system mikroskopii trójwymiarowej (z dużą głębią ostrości), realizowanej poprzez optoelektroniczne kodowanie i dekodowanie wielokrotnych obrazów;

metodę dokładnej lokalizacji powierzchni z zastosowaniem interferometrii z modulacją fazy;

obiektywy zwierciadlane dla mikroskopii ultrafioletowej, infraczerwonej i wysokotemperaturowej oraz wiele urządzeń i udoskonaleń w dziedzinie mikroskopii, mikrointerferometrii, cienkich warstw i holografii.

Jerzy Nomarski urodził się i mieszkał w młodości w Warszawie. Jako uczestnik Powstania Warszawskiego został wywieziony przez hitlerowców w głąb Niemiec. Po oswobodzeniu z obozu znalazł się na terenie Belgii, gdzie ukończył studia uniwersyteckie. Następnie udaje się do Instytutu Optyki Teoretycznej i Stosowanej w Paryżu, w którym pracuje do chwili obecnej. Aktualnie piastuje zaszczytne stanowisko naukowe „Directeur de la Recherche” w Centre National de la Recherche Scientifique, jest kierownikiem Zakładu Mikroskopii Optycznej oraz profesorem Wyższej Szkoły Optycznej wspomnianego Instytutu. Za swe pionierskie osiągnięcia naukowe był wielokrotnie odznaczany i wyróżniany (m. in. przez Paryską Akademię Nauk i francuskie Towarzystwo do Popierania Przemysłu Narodowego).

Jerzy Nomarski jest osobistością bardzo popularną w świecie naukowym optyków. Znany jest z dużej aktywności badawczej, rozległej wiedzy i szerokiego zainteresowania naukowych, o czym np. świadczą liczne jego referaty plenarne i komunikaty naukowe na różnorodnych sympozjach i konferencjach międzynarodowych.

M. Pluta

Nagrody Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Na podstawie orzeczenia Komisji Nagród Naukowych następujące osoby otrzymały nagrody naukowe za rok 1973:

doc. dr Czesław Bojarski (Oddział Gdański) — za dotychczasowy dorobek naukowy w dziedzinie luminescencji

doc. dr hab. Jan Morzymas (Oddział Wrocławski) za pracę *Crystal Symmetry Group and their Representations*,

dr Krzysztof Fiałkowski (Oddział Krakowski) — za dotychczasowy dorobek naukowy w dziedzinie fizyki cząstek o wysokich energiach.

Dyplomami zostali wyróżnieni:

dr Jarosław Trylski (Oddział Warszawski) za pracę *Teoria magnetooporu w przewodnictwie hoppingowym prądu stałego w germanie typu n*

dr Tadeusz Warmiński (Oddział Warszawski) za dotychczasowy dorobek naukowy w dziedzinie mikroskopii elektronowej.

Komisja Dydaktyczna przyznała za wyróżniające się osiągnięcia w nauczaniu fizyki 5 nagród następującym osobom:

mgr Florentynie Jankowskiej (Oddział Poznański)

mgr Danucie Nakoniecznej (Oddział Lubelski),

mgr Mieczysławowi Prajsnarowi (Oddział Szczeciński),

mgr Czesławowi Surowcowi (Oddział Krakowski),

mgr Zofii Więckowskiej (Oddział Warszawski).

Następujący młodzi fizycy otrzymali nagrody przyznane orzeczeniem Komisji d/s Nagród Magisterskich:

mgr Bogdan Leszek (Warszawa) za pracę *Kwantowo-mechaniczna interpretacja elektromagnetycznych widm absorpcyjnych 2,4-dwupodstawionych pirymidyn i ich anionów*,

mgr Halina Pazdan (Opole) za pracę *Wpływ deformacji na strukturę domenową soli Seignette'a*,

mgr Jacek Migdałek (Kraków) za pracę *Względne wartości sił linii spektralnych towarzyszących niektórym przejściom w widmach AlI, CaI, InI*.

Dyplomami zostali wyróżnieni:

mgr Maciej Kolwas (Warszawa) za pracę *Badanie zależności czasu zaniku orientacji pompowanych optycznie par cezu od natężenia i geometrii wiązki detekcyjnej*,

mgr Janina Koziej (Gdańsk) za pracę *Próby zastosowania ^{22}p i ^{35}s bakteriofagów VI w badaniach procesu absorpcji*,

mgr Bernard Musielok (Opole) za pracę *Badanie profili linii widmowych argonu I w różnych warunkach fizycznych*,

mgr Andrzej Ogielski (Wrocław) za pracę *Geometryczne i fizyczne aspekty nieliniowego działania grup Lie*,

mgr Roman Nowak (Warszawa) za pracę *Oddziaływania w stanie końcowym przy rozpadzie czterociałowym hiperjądra 7Li* ,

mgr Jacek Wosiek (Kraków) za pracę *Produkcja par elektron-pozytron i promieniowania hamowania w zewnętrznym polu coulombowskim w granicy wysokich energii*.

Nowi członkowie PAN

Zgromadzenie Ogólne Polskiej Akademii Nauk w dniu 19 grudnia 1973 r. wybrało 26 członków rzeczywistych i 39 członków-korespondentów. Spośród fizyków na członka rzeczywistego wybrany został Arkadiusz Piekara, dotychczasowy członek-korespondent PAN, profesor zwyczajny w Instytucie Podstawowych Problemów Chemii Uniwersytetu Warszawskiego. Na członków-korespondentów wybrani zostali:

Wiesław Czyż, profesor zwyczajny w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie,

Jerzy Janik, profesor zwyczajny w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie,

Jerzy Kołodziejczak, profesor nadzwyczajny w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk,

Zdzisław Szymański, profesor nadzwyczajny w Instytucie Badań Jądrowych w Warszawie.

Mianowania profesorów

Rada Państwa mianowała: profesorem zwyczajnym nauk fizycznych Jerzego Kołodziejczaka, prof. nadzwyczajnego w Instytucie Fizyki PAN, w Warszawie,

profesorami nadzwyczajnymi nauk fizycznych: Zbigniewa Bochnackiego, doc. w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie, Jacka Hennela, doc. w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie, Jana Stankowskiego, doc. w Instytucie Fizyki PAN w Poznaniu.

Akty nominacyjne wręczył profesorom w dniu 31 stycznia 1974 r. Przewodniczący Rady Państwa Henryk Jabłoński.

Urząd Energii Atomowej

Biuro Pełnomocnika Rządu d/s Energii Jądrowej zostało zreorganizowane: powołano Urząd Energii Atomowej. Prezesem Urzędu

został dr Jan Felicki, I Zastępcą Prezesa — mgr Lech Tymiński, II Zastępcą Prezesa — dr Mieczysław Sowiński.

Audytoryum Niewodniczańskiego w Instytucie Fizyki UJ

W dniu 10 stycznia 1974 r. odbyła się w Krakowie uroczystość nadania audytoryum w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego przy ul. Reymonta 4 imienia Henryka Niewodniczańskiego. Na sali zostało odsłonięte popiersie Profesora, dłuta artysty rzeźbiarza Tadeusza Ostaszewskiego.

Aktu odsłonięcia dokonał JM Rektor Uniwersytetu Jagiellońskiego prof. Mieczysław Karaś, który w swoim przemówieniu podkreślił wielkie zasługi prof. Henryka Niewodniczańskiego dla rozwoju naukowego środowiska krakowskiego. Następnie prof. Adam Strzałkowski w serdecznych słowach przypomniał stosunek Profesora do swych wychowanków. Jako ostatni zabrał głos przewodniczący Oddziału Krakowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego doc. Andrzej Oleś.

Na uroczystości obecna była żona Profesora, Pani Irena Niewodniczańska, rodzina Profesora, krakowscy fizycy i liczni zaproszeni goście. Ośrodek Warszawski reprezentował prof. Leonard Sosnowski, a Wrocławski prof. Bolesław Makiej.

Nadanie imienia Henryka Niewodniczańskiego sali audytoryjnej Instytutu Fizyki UJ i umieszczenie tam jego popiersia było owocem starań fizyków krakowskich o uczczenie pamięci dyrektora Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i Instytutu Fizyki Jądrowej, który przez ostatnie 22 lata swego życia działał w Krakowie i wychował całe pokolenie fizyków.

A. Oleś

Doktorat honorowy dla W. Opęchowskiego

Władysław Opęchowski, profesor Uniwersytetu British Columbia w Vancouver, otrzymał doktorat *honoris causa* Uniwersytetu Wrocławskiego.

W. Opęchowski urodził się 10 marca 1911 r. w Warszawie. Studia fizyki ukończył na Uniwersytecie Warszawskim w r. 1935. Jako stypendysta Fundacji H. A. Lorentza pro-

wadził badania na Uniwersytecie w Lejdzie. W latach 1939—1945 pracował w laboratorium badawczym Philippsa w Eindhoven, od 1945 jest profesorem Uniwersytetu British Columbia. Opęchowski zajmuje się przede wszystkim teorią kwantową magnetyzmu i zastosowaniami teorii grup w fizyce. Jest członkiem Kanadyjskiego Towarzystwa Królewskiego.

Stulecie ŻETF

Radzieckie czasopismo *Żurnal Eksperimentalnoj i Teoreticzeskoj Fiziki* (ŻETF) obchodziło jubileusz setnej rocznicy swego założenia.

Czasopismo wydawane przez Rosyjskie Towarzystwo Chemiczne i Fizyczne zaczęło ukazywać się w 1873 r. w Petersburgu pod tytułem *Żurnal Ruskawo Chimiczeskowo Obszczestwa i Fiziczeskowo Obszczestwa pri Imperatorskom St. Peterburskom Universitetie*. Początkowo w czasopiśmie ukazywały się referaty przeglądowe i stosunkowo niewielka liczba prac oryginalnych — fizycy rosyjscy woleli wówczas publikować swoje prace w czasopismach zagranicznych. W miarę upływu lat liczba ogłaszanych prac oryginalnych rosła i w 1907 r. część fizyczna czasopisma oddzieliła się od chemicznej i stała się samodzielnym wydawnictwem. W 1920 r. wobec trudnej sytuacji przemysłu poligraficznego, zniszczonego wojnami, czasopismo było przejściowo drukowane w Niemczech. Od 1918 r. zawiera już wyłącznie prace oryginalne — referaty przeglądowe ukazują się w *Uspiechach Fiziczeskich Nauk*. W 1930 r. przestało istnieć Rosyjskie Towarzystwo Fizyczne i wtedy czasopismo przeszło pod zarząd Akademii Nauk ZSRR i zmieniło tytuł na *Żurnal Eksperimentalnoj i Teoreticzeskoj Fiziki*. Redaktorami zostali A. F. Joffe i L. I. Mandelsztam, w latach 1939—1952 redaktorem był S. I. Wawilow, 1952—1956 — N. N. Andrejev, a potem — Piotr Kapica.

Wobec obecnego tempa rozwoju badań fizycznych i wynikającej z tego konieczności szybkiego publikowania ważnych wyników ŻETF, podobnie jak wielkie czasopisma fizyczne w innych krajach, zaczął od 1965 r. publikować oddzielnie krótkie notatki jako listy do redakcji w wydawnictwie *Pisma w Redakeju ŻETF*. Komunikaty w *Pisma*

ukazują się w ciągu jednego do dwóch miesięcy po nadesłaniu do redakcji. Redaktorem *Pisem* jest A. S. Borovik-Romanov.

Udział prac z poszczególnych działów fizyki przedstawia się w *ŽEFT* w ciągu ostatnich paru lat następująco:

fizyka ciała stałego — 46%, fizyka plazmy — 21%, optyka (w szczególności lasery) — 21%, fizyka jądrowa — 9%.

Europhysics Journals włączone do CPAA

Na podstawie porozumienia Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (PS) z Amerykańskim Instytutem Fizyki artykuły przyjęte do druku w czasopismach wychodzących pod patronatem EPS — Europhysics Journals zostały objęte wyciągami *Current Physics Advance Abstracts* (CPAA).

CPAA ukazuje się co miesiąc w trzech sekcjach: „Atomy i Fale” (*Atoms and Waves*), „Jądra i Cząstki” (*Nuclei and Particles*) oraz „Ciało Stałe” (*Solid State*) i zawiera abstrakty artykułów na około 6 miesięcy przed ich publikacją oraz adresy autorów, co umożliwia zainteresowanym szybkie skomunikowanie się z autorem danej pracy. Obecnie jako „Europhysics Journals” wychodzą:

Czechoslovak Journal of Physics (section B) *Fizika* (Jugosławia)

Il Nuovo Cimento (parts A i B) — Włochy

Journal de Physique — Francja

Revue de Physique Appliquée — Francja

The Philosophical Magazine — Wielka Brytania

Journal of Physics (parts D i E) — Wielka Brytania

Physica — Holandia

Zeitschrift für Naturforschung A — NRF.

Nowe wzorce prędkości i długości

Międzynarodowa Komisja Wag i Miar (Comité International des Poids et Mesures) na zebraniu w październiku 1973 przyjęła zalecenia Komitetu Doradczego d/s Definicji Metra (Comité Consultatif pour la Définition du Mètre), aby:

na długość fali światła emitowanego przez laser helowo-neonowy stabilizowany na linii P(7) pasma ν_3 cząsteczki metanu przyjąć wartość $3\ 392\ 231.40 \times 10^{-12}$ m,

na długość fali światła emitowanego przez laser helowo-neonowy stabilizowany na składowej „i” linii R(127) pasma $11-5\ ^{127}\text{J}$ przyjąć długość fali $632\ 991.399 \times 10^{-12}$ m, na prędkość światła przyjąć wartość $299\ 792\ 458$ m/s.

Dotychczas najczęściej używanym w laboratoriach wzorcem długości była długość fali pomarańczowej linii emisyjnej ^{86}Kr . Rozważa się czy zmienić definicję metra, tak aby wyrażał się on poprzez długość fali określonego przejścia laserowego, czy też aby był wyznaczony przez długość drogi, jaką przebywa w próżni promieniowanie elektromagnetyczne w określonym ułamku sekundy.

Wiązka spolaryzowanych protonów

W Argonne National Laboratory uzyskano po raz pierwszy przy pomocy synchrotronu wiązkę spolaryzowanych protonów o energii 6 GeV. Stopień polaryzacji (około 65%) uzyskano stosując źródło spolaryzowanych protonów i synchrotron gradientu zerowego (ZGS).

Największą trudnością w uzyskiwaniu wysokoenergetycznych wiązek spolaryzowanych jest występowanie zakresów energii, w których zachodzi silna depolaryzacja. Silne rezonanse depolaryzujące występują przy energiach 3,7 GeV i 4,6 GeV. Aby ominąć tę trudność, skonstruowano układ impulsowych kwadrupoli magnetycznych, co pozwala na zmianę strojenia ZGS 12 razy w ciągu każdego cyklu. Cząstki około energii rezonansowych są dzięki temu silnie przyspieszane i mogą szybko przekakiwać „niebezpieczne” przedziały energii.

Przy pomocy tego urządzenia prowadzone będą badania czystych stanów spinowych i korelacji spin-spin (polaryzacja wiązki i polaryzacja tarczy). Grupa kierowana przez A. Kirscha (University of Michigan) zmierzyła już całkowity przekrój czynny na rozproszenie spolaryzowanych protonów przez spolaryzowaną tarczę protonową przy energii 3,5 GeV. Planuje się także badania rezonansu barionowego wytwarzanego przez wiązkę spolaryzowaną oraz zastosowanie wiązki protonów spolaryzowanych jako źródła spolaryzowanych hiperonów.

Rekordowo wysoka temperatura przejścia do stanu nadprzewodzenia

J. Gavalier (Westinghouse Research Laboratories) i niezależnie L. Testardi (Bell Telephone Laboratory) wykazali, że Nb_3Ge staje się nadprzewodnikiem już w temperaturze 23,2 K, to znaczy w temperaturze wyższej od temperatury wrzenia wodoru. Poprzedni rekord 20,98 K należał do stopu Nb-Al-Ge. Krytyczne pole magnetyczne w punkcie wrzenia wodoru wynosi dla Nb_3Ge 30 kGs. Dotychczas udało się uzyskać jedynie bardzo cienkie (kilka tysięcy Å) folie Nb_3Ge , co pozwala jedynie na zastosowania w przyrządach małej mocy (np. detektory pola magnetycznego).

Gavalier uzyskał stechiometryczny Nb_3Ge metodą rozpylania katodowego. Blaszka Nb połączona z kawałkiem Ge stanowią katodę. Argon pod ciśnieniem 0,3 Torr przenosi w procesie sputteringu niob i german na gorące podłoże (700°C-900°C) umieszczone w odległości około 3 cm od katody. Niecały używany w ten sposób materiał ma skład stechiometryczny. W części bliższej źródła niobu powstaje przewaga niobu — temperatura przejścia 9 K, w części położonej najbliżej źródła germanu — materiał jest bogatszy w german i nie wykazuje w ogóle nadprzewodnictwa.

Największe komory pęcherzykowe

Największą komorą pęcherzykową jest obecnie urządzenie w National Accelerator Laboratory (USA). Jest to bańka kulista o średnicy 12,5 stopy z wystającym „nosem” długości 2,5 stopy, który wchodzi między cewki elektromagnesu nadprzewodzącego. Całkowita długość drogi cząstek naładowanych wynosi 15 stóp (około 4,5 m). W komorze mieści się 32 000 litrów cieczy (wodoru, mieszaniny neon-wodór lub deuteru). Magnes nadprzewodzący (uzwojenie niobytan osadzone w miedzi) wytwarza pole 30 kGs przy nateżeniu prądu 5 kA. Pierwsze próby przeprowadzono 15 października 1973. Używając protonów o energii 300 GeV zarejestrowano przy pomocy dwóch kamer 500 oddziaływań. Urządzenie znajdzie zastosowanie w eksperymentach neutrino-nych. Między innymi prowadzone będą bada-

nia przez mieszaną grupę radziecko amerykańską. Kierownikiem pracowni komory pęcherzykowej jest William Fowler.

W CERN-ie czynna jest Wielka Europejska Komora Pęcherzykowa (Big European Bubble Chamber — BEBC), która ma kształt cylindra o średnicy 3,70 m, przykrytego kopułą. Elektromagnes nadprzewodzący (również niob tantal) daje pewne pole resztkowe (którego uniknięto w urządzeniu amerykańskim przez odpowiednie sploty przewodników), wobec czego wprowadzono stałą kontrolę nateżenia pola w różnych punktach poprzez pomiary współczynnika Halla.

Charles Peyrou, kierownik działu komór śladowych w CERN-ie jest zdania, że w najbliższych latach nie będzie budować się nowych wielkich komór pęcherzykowych zarówno ze względu na trudności technologiczne, jak i finansowe.

Od maserów do motorów

Charles H. Townes, profesor Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley, którego badania z dziedziny elektroniki kwantowej doprowadziły do zbudowania masera (Nagroda Nobla 1964), został członkiem zarządu koncernu General Motors Corp.

Nowe ulice fizyków

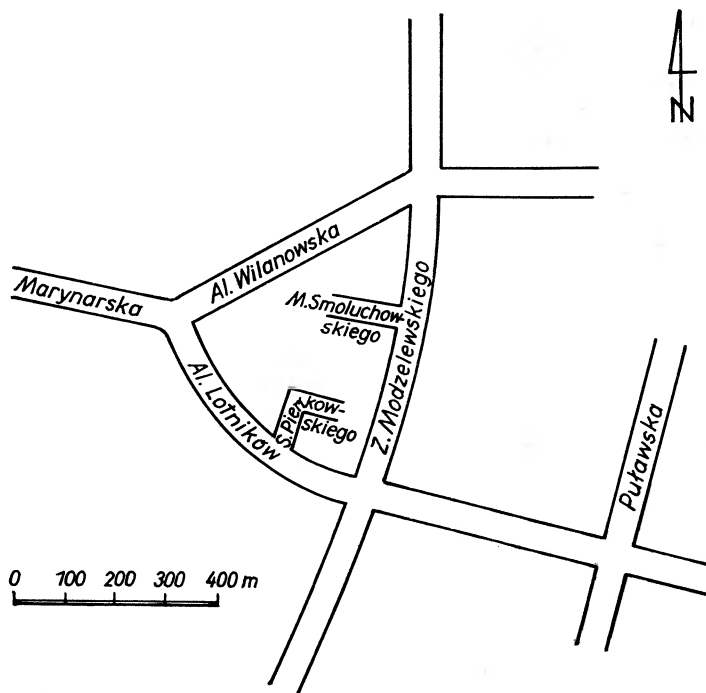
Dzięki staraniom Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego dwie ulice warszawskie w nowym osiedlu na Służewcu, w okolicach gmachów Instytutu Fizyki PAN, otrzymały nazwy: ulica Mariana Smoluchowskiego i ulica Stefana Pieńkowskiego. Na s. 212 zamieszczamy planik sytuacyjny.

Jak wiadomo, w Warszawie istnieją już ulice: Alberta Einsteina, Galileusza, Fryderyka Joliot-Curie oraz Marii Skłodowskiej-Curie.

Kraków ma ulice: Marii Skłodowskiej-Curie, Władysława Natansona, Karola Olszewskiego oraz Zygmunta Wróblewskiego.

W Gdańsku jest ulica Fahrenheita, który był gdańszczaninem i którego skala temperatur jest jeszcze nadal powszechnie używana w krajach anglosaskich.

Zwracamy się do Czytelników o nadsyłanie informacji o ulicach noszących nazwiska fizyków.



XI Europejski Kongres Spektroskopii Molekularnej

W dniach od 28 do 1 czerwca 1973 odbył się w Tallinie XI Europejski Kongres Spektroskopii Molekularnej, zorganizowany przez Akademię Nauk ZSSR i Akademię Nauk Estońskiej SR pod patronatem Międzynarodowej Unii Chemii Czystej i Stosowanej oraz Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Kongresy takie odbywają się co dwa lata kolejno w różnych krajach europejskich. W XI Kongresie wzięło udział 615 osób, w tym 384 z ZSSR i 231 z innych krajów, głównie europejskich. Wygłoszono 19 referatów plenarnych i około 140 komunikatów w trzech równoległych sekcjach. Przedmiotem była spektroskopia optyczna kryształów molekularnych i cząsteczek domieszkowych, molekularne aspekty defektów punktowych w kryształach jonowych, efekt Szpolskiego, przekazywanie energii wewnątrz cząsteczki i między cząsteczkami oraz techniki transformat fourierowskich i techniki impulsowe w jądrowym rezonansie magnetycznym.

W czasie trwania Kongresu odbyło się doroczne zebranie sekcji fizyki molekularnej Działu Fizyki Atomowej EPS.

Półprzewodniki z wąską przerwą

W dniach 25 i 26 października 1973 r. odbyła się w Warszawie, w Pałacu Staszica, międzynarodowa konferencja poświęcona półprzewodnikom z wąską przerwą energetyczną. W konferencji, zorganizowanej przez Instytut Fizyki PAN, wzięło udział około 100 osób z siedmiu krajów. Badania tego typu półprzewodników są obecnie szybko rozwijającą się dziedziną fizyki ciała stałego zarówno ze względu na bardzo istotne problemy fizyczne, jak i na możliwości zastosowań (m. in. lasery strojone).

Wygłoszono 12 komunikatów z prac własnych i 7 następujących referatów przeglądowych:

W. Giriat (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) *Półprzewodnikowe materiały z wąską przerwą*,
C. Rigaux (Ecole Normale Supérieure, Paryż) *Magnetoptyka w HgTe*,

I. M. Cidlikowski (Instytut Fizyki Metali, Świerdłowski) *Wpływ silnego pola magnetycznego na własności $Cd_xHg_{1-x}Te$* ,

S. Porowski (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) *Wpływ wysokich ciśnień na własności półprzewodników z wąską przerwą*,

L. Sosnowski (Instytut Fizyki PAN) War-

szawa) *Stany rezonansowe w półprzewodnikach z wąską przerwą*,

W. Zawadzki (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) *Aktualne zagadnienia fizyki półprzewodników z wąską przerwą*,

V. K. Ogorodnikov (Instytut Fizyko-Techniczny, Leningrad) *Anomalia w zjawiskach transportu w HgTe*.

Po zakończeniu konferencji uczestnicy zwiedzili laboratoria Instytutu Fizyki PAN i Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW, w których prowadzone są badania fizyki półprzewodników.

W. Giriat

Fizyka atomowa i molekularna zjonizowanych gazów

W dniach od 3 do 5 kwietnia 1973 odbyła się w Wersalu I konferencja studyjna na temat fizyki atomowej i molekularnej zjonizowanych gazów, zorganizowana pod patronatem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Przedmiotem były procesy elementarne w zjonizowanych gazach oraz związane z tym makroskopowe własności plazmy. W obradach wzięło udział około 100 fizyków, ogłoszono 9 referatów przeglądowych oraz 30 krótkich komunikatów, dużo czasu przeznaczono na dyskusje.

M. A. Biondi i J. N. Bardsley przedstawili eksperymentalne i teoretyczne aspekty kombinacji elektron-jon, A. B. Phelps wygłosił referat *Fizyka atomowa a lasery gazowe*, procesy w słabo zjonizowanej plazmie omówili K. Suchy, N. D. Twiddy i T. Märk. Jonizacji wysokiego stopnia, obserwowalnej zarówno w astrofizyce, jak i w plazmie, dotyczyły referaty R. W. P. McWhirtera *Natężenia linii widmowych plazmy laboratoryjnej i procesy zderzeń atomowych* oraz J. Richtera *Odstępstwa od lokalnej równowagi termodynamicznej w łukach*.

W dyskusji podkreślono konieczność organizowania dalszych konferencji na ten temat przy zachowaniu ograniczonej liczby uczestników, co umożliwi swobodną i wartościową wymianę doświadczeń.

Spektroskopia atomowa

V Doroczna Konferencja Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej (European Group for Atomic Spectroscopy — EGAS)

zorganizowana przez Laboratorium Fizyki Atomowej Politechniki w Lund i Laboratorium Spektroskopii Atomowej Uniwersytetu w Lund odbyła się w dniach od 10 do 13 lipca 1973 w Lund. Wzięło w niej udział 200 fizyków. Konferencję otworzył prezes honorowy EGAS — Alfred Kastler.

Wygłoszono 115 komunikatów oraz 7 referatów przeglądowych, w których przedstawiono m. in. efekty relatywistyczne w widmach atomowych (S. Feneuille, Orsay), zagadnienia spektroskopii atomowej w badaniach astrofizycznych (A. Gabriel, Culham), zastosowania nowych technik, jak promieniowania synchrotronowego, w analizie ciał stałych (K. Codling, Reading), postępy w dziedzinie laserów strojonych (H. Walther, Kolonia). Referaty przeglądowe zostaną opublikowane w czasopiśmie *Physica Scripta*.

Ponadto prowadzone były dyskusje „okrągłego stołu” na temat spektroskopii przy zastosowaniu laserów strojonych, przesunięcia izotopowego, spektroskopii częstości radiowych.

W trakcie konferencji odbyło się również walne zgromadzenie EGAS, na którym wybrano nowy Zarząd. Prezesem został A. Steudel (Hanower).

I Ogólnopolskie Konwersatorium Chemii Kwantowej

W ramach programu działalności niedawno powstałej Sekcji Chemii Kwantowej przy Polskim Towarzystwie Chemicznym odbyło się w Krakowie w dniu 27 października 1973 roku pierwsze z cyklu projektowanych ogólnopolskich spotkań chemików i fizyków zajmujących się zagadnieniami chemii kwantowej. I Konwersatorium zostało zorganizowane przez Zakład Chemii Teoretycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego. Wzięło w nim udział 35 uczestników, reprezentujących prawie wszystkie placówki chemii kwantowej w Polsce.

Ogólnopolskie Konwersatoria Chemii Kwantowej odbywać się będą kilkakrotnie w ciągu roku w różnych ośrodkach, a celem ich będzie przede wszystkim stworzenie realnych podstaw współpracy naukowej pomiędzy różnymi placówkami w Polsce. Program Konwersatoriów przewiduje przedstawianie przez ośrodek organizujący spotka-

nie aktualnie prowadzonych prac własnych oraz związanych z nimi problemów.

Program naukowy I Konwersatorium, przygotowany przez krakowski ośrodek chemii teoretycznej obejmował zarówno prace Zespołu Chemii Kwantowej, kierowanego przez prof. dr A. Gołębiewskiego, jak też prace Zespołu Teoretycznej Fizyki Molekularnej, kierowanego przez prof. dr A. Witkowskiego. Kierownicy obu Zespołów przedstawili w części ogólnej spotkania główne zagadnienia, które opracowywane są w ośrodku krakowskim. W części szczegółowej Konwersatorium pracownicy poszczególnych Zespołów omówili szereg aktualnie rozwiązywanych problemów.

W Zespole Chemii Kwantowej są to badania nad zastosowaniami półempirycznych metod chemii kwantowej w obliczeniach struktury elektronowej i widm elektronowych związków kompleksowych i molekuł zaadsorbowanych na powierzchniach, badania nad analizą konformacyjną dużych molekuł organicznych. Nowym obiektem zainteresowań Zespołu są metody obliczeń nieempirycznych, a wśród ostatnich osiągnięć wymienić należy uogólnienie postaci orbitali Gaussa z jednoczesnym wprowadzeniem czynników korelacyjnych, rezultaty badań nad metodami bezpośredniej minimalizacji energii całkowitej oraz przeprowadzone niedawno uogólnienie wielokonfiguracyjnej metody Hartree-Focka.

Prace Zespołu Teoretycznej Fizyki Molekularnej dotyczą teorii widm kryształów molekularnych, teorii ekscytonów molekularnych oraz zagadnień związanych z własnościami spektralnymi i teorią struktury elektronowej układów z wiązaniami wodorowymi. Wykonywane prace znajdują się na pograniczu chemii kwantowej i niektórych działów fizyki, jak teoretyczna fizyka ciała stałego, czy też biofizyka.

Spotkanie krakowskie, poza określonym wyżej celem i programem naukowym, miało również charakter organizacyjny. Ustalono, iż kolejne, drugie Konwersatorium zorganizowane zostanie przez Zakład Chemii Kwantowej Uniwersytetu Warszawskiego i grupę teoretyków przy Instytucie Chemii Organicznej PAN w Warszawie. Odbędzie się ono pod koniec marca 1974 roku. III Konwersatorium projektowane jest w czerwcu 1974 roku w Toruniu, a jego organizatorem będzie Zespół

Chemii Kwantowej Instytutu Fizyki UMK. Ponadto jesienią 1974 roku planowane jest zorganizowanie w Uniejowie trzydniowego Sympozjum Chemii Kwantowej.

A. J. Sadlej

II Jesienna Szkoła EPR w Poznaniu

Po raz drugi odbyło się w Poznaniu spotkanie młodych badaczy z całego kraju, którzy w swojej praktyce naukowej stosują metodę EPR. Poprzednie podobnego typu spotkanie miało miejsce w listopadzie 1971 roku (patrz *Postępy Fizyki*, 23, 89(1972)). II Jesienna Szkoła Elektronowego Rezonansu Paramagnetycznego na temat „Zastosowanie EPR w praktyce badania ciała stałego” została zorganizowana przez Oddział Poznański Instytutu Fizyki PAN pod patronatem Komisji Spektroskopowej PAN. Jednym z celów Szkoły było praktyczne zapoznanie uczestników z nowymi kierunkami badań EPR. II Szkoła EPR odbyła się w dniach od 14 do 19 stycznia 1974 roku w nowym gmachu OP IF PAN w Poznaniu przy ulicy Mariana Smoluchowskiego. W obradach Szkoły brali udział chemicy (większość uczestników), fizycy, biofizycy, biochemicy oraz inżynierowie, wśród uczestników było 3 profesorów, 1 docent, 18 doktorów i 43 magistrów. Reprezentowane były wszystkie ośrodki na terenie kraju (Warszawa, Kraków, Wrocław, Poznań, Szczecin, Gdańsk, Katowice, Częstochowa, Gliwice, Gorzów Wlkp., Racibórz). Wielu uczestników posiadało już pewien dorobek naukowy, ale udział brali również młodzi początkujący badacze.

Obradom przewodniczył doc. dr hab. Jan Stankowski — kierownik OP IF PAN, który żywo i ciekawie inspirował dyskusje.

Wygłoszono następujące wykłady:

1) *Zastosowanie EPR do badania związków metali przejściowych*, prof. dr hab. Bogusława Jeżowska-Trzebiatowska (Instytut Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego oraz Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu),

2) *Relaksacja spinowa w kryształach paramagnetycznych*, doc. dr hab. Jan Stankowski (OP IF PAN),

3) *Elektronowy rezonans paramagnetyczny molekuł w stanie tripletowym*, prof.



Uczestnicy II Szkoły EPR w Poznaniu. Fot. A. Wójtowicz

dr hab. Zbigniew R. Grabowski, dr Alina Chodkowska, mgr inż. Jerzy Herbich (Instytut Chemii Fizycznej PAN w Warszawie),

4) *Rezonans ferromagnetyczny*, prof. dr hab. Janusz Morkowski (OP IF PAN),

5) *Efekty wymiany w widmach EPR*, dr Mariusz Maćkowiak (OP IF PAN),

6) *Metody badania relaksacji spin-siatka w paramagnetykach*, dr Bolesław Szczaniecki (OP IF PAN),

7) *Wpływ wysokiego ciśnienia hydrostatycznego na widmo EPR*, dr Stefan Wapłak (OP IF PAN),

8) *Badanie kompleksów paramagnetycznych miedzi w kryształach*, mgr Stanisław Hoffmann (OP IF PAN),

9) *Badanie centrów paramagnetycznych w roztworach metodą EPR*, dr Andrzej Dezor (OP IF PAN),

10) *Efekty wyższych rzędów w widmach EPR* dr Andrzej Więkowski (OP IF PAN).

Teksty wykładów I i II Jesiennej Szkoły EPR ukażą się w 1974 roku w wydaniu

książkowym nakładem Państwowego Wydawnictwa Naukowego pod tytułem *Radio-spektroskopia Ciała Stałego*.

Poza wysłuchaniem wykładów oraz dyskusjami (nieraz bardzo ożywionymi) uczestnicy mieli możliwość odbycia w kilkuosobowych grupach ośmiu praktycznych ćwiczeń przy spektrometrach EPR oraz maszynie cyfrowej w Zespole Radiospektroskopii Ciała Stałego OP IF PAN. Gospodarze Szkoły przewidzieli w programie również czas i miejsce na nawiązywanie kontaktów i dyskusje naukowe przy czarnej kawie. Niżej podpisany pełnił obowiązki Sekretarza Szkoły.

Andrzej Więkowski

II Ogólnopolska Konferencja Luminescencyjna

Instytut Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika organizuje w Toruniu w dniach 16—20 września 1974 r. II Ogólnopolską Konferencję Luminescencyjną.

Konferencja ma być poświęcona przeglądowi ostatnich osiągnięć w dziedzinie luminescencji związków organicznych i nieorganicznych oraz przedyskutowaniu aktualnie prowadzonych w kraju prac dotyczących tej tematyki. Na konferencji przewiduje się zarówno referaty plenarne (8 referatów), jak też krótkie komunikaty z prac własnych (10 min. + 5 min. dyskusji).

Obrady będą odbywały się w dwóch sekcjach:

A. Luminescencja związków organicznych;

B. Luminescencja związków nieorganicznych.

Materiały Konferencji będą drukowane. Bliższe dane dotyczące uczestnictwa, formy i terminu zgłoszenia komunikatów itp. można będzie uzyskać we wszystkich Oddziałach PTF oraz bezpośrednio w Komitecie Organizacyjnym Konferencji.

Adres Komitetu:

II Ogólnopolska Konferencja
Luminescencyjna
ul. Grudziądzka 5
87-100 Toruń

Sprawozdanie Sekretarza Zarządu Głównego PTF za okres 1 września 1971-31 sierpnia 1973 roku

Polskie Towarzystwo Fizyczne liczyło w dniu 31 sierpnia 1973 r. 1691 członków zrzeszonych w 15 oddziałach: Białostockim, Gdańskim, Gliwickim, Katowickim, Krakowskim, Koszalińskim, Lubelskim, Łódzkim, Opolskim, Poznańskim, Rzeszowskim, Szczecińskim, Toruńskim, Wrocławskim i Warszawskim. W okresie sprawozdawczym liczba członków wzrosła o 90 osób. Przy oddziałach działają 4 sekcje biofizyczne i 5 sekcji dydaktycznych. Przedstawicielem sekcji biofizycznych przy Zarządzie Głównym PTF był Stanisław Przestalski, a przedstawicielką sekcji dydaktycznych — Danuta Kunisz.

Komisja Nagród Naukowych działała w składzie: A. Jabłoński (przewodniczący), T. Skaliński (wiceprzewodniczący), M. Miesowicz, A. Piekara, W. Rubinowicz, M. Suffczyński, S. Szczeniowski. W 1972 r.

Medal Mariana Smoluchowskiego przyznano Leonardowi Sosnowskiemu. W 1973 r. Medal Mariana Smoluchowskiego otrzymał Subrahmanyam Chandrasekhar za wybitne osiągnięcia w rozwinięciu teorii ruchów Browna zapoczątkowanej przez Smoluchowskiego. Wręczenie medalu odbyło się na Sympozjum Grawitacyjnym Kongresu Unii Astronomicznej we wrześniu 1973 w Warszawie.

Wykaz przyznanych nagród naukowych, dydaktycznych i za prace magisterskie podajemy w oddzielnej notatce.

Jako wspólna inicjatywa Towarzystw: Astronomicznego, Chemicznego, Fizycznego i Geofizycznego działała Komisja Wydawnictw „The Polish Men of Science” pod przewodnictwem W. Rubinowicza w składzie: H. Chęcińska, J. Chodkowski, K. Leibler, J. Petykiewicz, A. Rojecki, A. Trautman i W. Zonn. Państwowe Wydawnictwo Naukowe przyjęło już do druku tomiki A. Dorabalskiej *Wojciech Świątostawski* i W. Zacharowicza *Jędrzej Śniadecki*. W przygotowaniu są: R. Smoluchowski i *M. Kac Marian Smoluchowski*, I. Białynicki i A. Trautman *Leopold Infeld*, W. Ścisłowski *Czesław Białobrzeski*, oraz A. Hryniewicz *Henryk Niedwodniczański* i *Jan Błaton*.

Komisja dydaktyczno-podręcznikowa w składzie: G. Białkowski, K. Leibler i J. Zakrzewski opracowuje podręcznik fizyki dla szkół średnich. Będzie on przeznaczony zarówno dla uczniów, jak i dla nauczycieli.

Współpraca z zagranicą. Wzorem lat ubiegłych PTF prowadziło wymianę bezdewizową naukowców z Towarzystwami Fizycznymi Bułgarii, Czechosłowacji, NRD i Węgier. PTF dysponuje limitem 100 osobodni na rok. W okresie sprawozdawczym z Polski wyjeżdżało 30 osób, a gośćmi PTF było 5 osób z Bułgarii, 12 z Czechosłowacji, 9 z NRD i 5 z Węgier. Ponadto, z krajów nie objętych umową, na zaproszenie PTF przyjeżdżali do Polski w r. 1972 P. Resibois (Belgia), J. Meixner (NRF), pani Lechno-Wasiutyńska (Kanada) i S. Mrozowski (USA), a w r. 1973 Cecile de Witt (USA).

PTF jest członkiem European Physical Society (EPS). Delegaci PTF brali udział w posiedzeniach Zarządu EPS w Wiesbaden

i w Sinai oraz w II Konferencji EPS w Wiesbaden.

W ramach współpracy z Instytutem Fizyki PAN, PTF brało udział w organizowaniu Konferencji Spektroskopii Elektronowej w Poznaniu i Szkoły Letniej poświęconej defektom w kryształach w Zakopanem.

Podobnie jak w latach ubiegłych Zarząd Główny PTF prowadził kółko fizyczne przy I Pracowni Fizycznej Uniwersytetu Warszawskiego.

Olimpiady Fizyczne. Przewodniczącym Komitetu Głównego był I. Białyński, kierownikiem organizacyjnym W. Marchlewska, a od 1. XI. 1972 A. Filipkowski.

Liczba uczestników XXI i XXII Olimpiady Fizycznej:

XXI (1971/2) XXII (1972/3)

Etap wstępny	2118	3248
Etap I	1162	2100
Etap II	377	620
Etap III (finał)	78	82
Laureaci	20	21

Wydawnictwa ciągłe. Po śmierci J. Weyssenhoffa redaktorem naczelnym *Acta Physica Polonica* został W. Czyż, a redaktorem naczelnym *Postępów Fizyki* — P. I. Zieliński. PTF wspólnie z Uniwersytetem Mikołaja Kopernika wydaje *Reports on Mathematical Physics*. Redaktorem naczelnym jest R. S. Ingarden.

Halina Chęcińska

**O większy udział PTF w stymulowaniu rozwoju biofizyki w Polsce.
Postulaty Sekcji Biofizyki Oddziału Warszawskiego PTF
na XXIII Zjazd Fizyków Polskich**

Sekcja Biofizyki OW PTF (grupująca absolwentów Katedry Biofizyki Wydziału Fizycznego UW, jedynej dotychczas w Polsce placówki naukowej kształcącej biofizyków), powodowana troską o rozwój biofizyki w Polsce stwierdza, że udział fizyków w kształtowaniu programu rozwoju biofizyki w Polsce należy uznać za niedostateczny. Świadczy o tym m. in. fakt zaklasyfikowania biofizyki do biologii molekularnej w ogłoszonym w marcu 1973 r. przez Polską Akademię Nauk „Wieloletnim Programie Badań Podstawowych na okres do 1990 r.“ Takie zaklasyfikowanie biofizyki może odbić się bardzo niekorzystnie na rozwoju biofizyki submolekularnej, biofizyki układów oraz biofizyki teoretycznej. Naszym zdaniem, program rozwoju biofizyki powinien zostać wyodrębniony i znaleźć się wśród nauk fizycznych. PTF może i powinno odegrać poważną rolę w przygotowaniu takiego programu. Powstałe niedawno Polskie Towarzystwo Biofizyczne skupia głównie biochemików, biologów i lekarzy, i tylko nieznaczący procent fizyków.

Dalszy pomyślny rozwój biofizyki w Polsce wymaga intensywnego kształcenia kadr i wykorzystania kadr już wykształconych; dotychczas wykształceni młodzi biofizycy pracują w rozproszeniu, na ogół (z powodu braku odpowiednich etatów) w dziedzinach mających z biofizyką niewiele wspólnego. W związku z tym postulujemy:

1. Zewidencjonowanie istniejących i tworzenie nowych miejsc pracy dla biofizyków (Zarząd Sekcji Biofizyki OW PTF przygotował już odpowiednią ankietę).

2. Zrewidowanie programu studiów biofizycznych przy czynnym udziale absolwentów z ubiegłych lat.

3. Tworzenie większych zespołów biofizyków, z udziałem specjalistów innych dziedzin, w celu rozwiązywania określonych problemów.

4. Systematyczne drukowanie w „Acta Physica Polonica“ i „Postęпах Fizyki“ prac i artykułów z dziedziny biofizyki (dotychczas nie istnieje w Polsce czasopismo poświęcone specjalnie biofizyce).

5. Zapewnienie odpowiednich środków dewizowych na dłuższe staże biofizyków w najlepszych ośrodkach zagranicznych, w tym również dla młodych biofizyków, którzy po studiach z powodu braku etatów zatrudnieni zostali w placówkach nie związanych bezpośrednio z biofizyką.

6. Organizowanie corocznie począwszy od 1974 roku specjalnej „Szkoły Biofizyków“, w formie konferencji, na której najlepsi specjaliści krajowi i zagraniczni prezentowaliby przeglądowe i monograficzne cykle wykładów dotyczących najbardziej aktualnych zagadnień biofizyki. Natomiast przez cały rok powinno być prowadzone międzyinstytutowe seminarium poświęcone biofizyce teoretycznej; Sekcja Biofizyki OW PTF zgłasza gotowość współorganizacji takiego seminarium.

7. Uważamy bowiem, że dalsza integracja i rozwój wszystkich nauk biologicznych są niemożliwe bez intensywnego rozwoju biofizyki teoretycznej. Fizycy wyspecjalizowani w biofizyce stanowią niewykorzystany dotychczas potencjał, umożliwiający szybkie podjęcie w Polsce badań w zakresie biofizyki teoretycznej, rozwijającej się burzliwie na świecie dyscyplinie, integrującej nauki biologiczne i medyczne.

Dlatego proponujemy powołanie specjalnego Zakładu Biofizyki Teoretycznej już w 1974 r. Powołanie do życia takiego Zakładu znalazło się w planach Wydziału II PAN dopiero na dalsze lata. Naszym zdaniem powinien to być w miarę możliwości Zakład międzyresortowy, zlokalizowany ze względów kadrowych w Warszawie. Natomiast w celu szkolenia młodych kadr proponujemy utworzenie w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW Katedry Biofizyki Teoretycznej. Nakłady finansowe konieczne do uruchomienia Zakładu i Katedry, ograniczają się do zapewnienia etatów i pomieszczeń oraz odpowiedniej literatury (obecnie w Polsce praktycznie niedostępnej). Odpadają natomiast wydatki na aparaturę, stanowiące o wysokich kosztach badań w biofizyce doświadczalnej. Już w chwili obecnej należałoby podjąć odpowiednie doszkalanie przyszłych pracowników Zakładu i Katedry, poprzez staże zagraniczne i „Szkolę Biofizyki“.

Polskie Towarzystwo Fizyczne może swoją działalnością wydatnie przyczynić się do realizacji powyższych postulatów. Uprzejmie prosimy Zarząd Główny PTF o przekazanie niniejszych postulatów Polskiej Akademii Nauk, odpowiednim Resortom i Uczelniom oraz o zwrócenie większej uwagi na sprawy związane z rozwojem biofizyki. W związku z tym proponujemy, aby w skład nowego Zarządu Głównego PTF wchodził stały przedstawiciel istniejących przy kilku Oddziałach PTF Sekcji Biofizyki, którego zadaniem byłoby koordynowanie działań PTF na polu rozwoju biofizyki.

W imieniu Sekcji Biofizyki Oddziału Warszawskiego PTF

M. Majewska, W. Klonowski

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Instytucje państwowe, społeczne, zakłady pracy, szkoły itp. mogą zamówić prenumeratę wyłącznie w miejscowych Oddziałach i Delegaturach RSW „Prasa — Książka — Ruch”.

Prenumeratorzy indywidualni mogą opłacać w urzędach pocztowych i u listonoszy lub dokonywać wpłat na konto PKO 4-4-777 RSW „Prasa — Książka — Ruch” Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki, 31-548 Kraków, Al. Pokoju 5 w terminie do 10 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje RSW „Prasa — Książka — Ruch”, Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych, ul. Wronia 23, 00-840 Warszawa, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w RSW „Prasa — Książka — Ruch”, Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki w Krakowie, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić w księgarniach naukowych „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, 00-901 Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

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

The account is to be made to ARS POLONA-RUCH, Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

Wojciech Lis (1894-1973)	135
Andrzej Pikulski (1941-1973)	137
J. W. Hennel — Temperatura spinowa. Teoria i zastosowania	139
J. Kajfosz — Analiza pierwiastków śladowych przy pomocy charakterystycznego promieniowania X wzbudzanego przez cząstki naładowane	159
J. Dera, Z. Klusek, M. Brzozowska — Wybrane zagadnienia fizyki morza. Część V. Rozpraszanie dźwięku na sfalowanej powierzchni morza i dnie morskim	175
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
Z. Pająk, K. Jurga, S. Jurga — Impulsowy spektrometr jądrowego rezonansu paramagnetycznego do badania ciał stałych	193
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
W. Żdanowicz — I Ogólnopolskie Sympozjum „Fizyka Cienkich Warstw”	199
H. Rzewuski — Międzynarodowa Narada Robocza na temat „Implantacja jonów w półprzewodnikach”	202
H. Rzewuski — Międzynarodowa Narada Robocza na temat „Aparatura Implantacyjna”	203
KRONIKA	
LISTY DO REDAKCJI	
O większy udział PTF w stymulowaniu rozwoju biofizyki w Polsce. Postulaty Sekcji Biofizyki Oddziału Warszawskiego PTF na XXIII Zjazd Fizyków Polskich (M. Majewska, W. Klonowski).	219

CONTENTS

Wojciech Lis (1894-1973) In Memoriam	135
Andrzej Pikulski (1941-1973) In Memoriam	137
J. W. Hennel — Spin Temperature. Theory and Applications	139
J. Kajfosz — Trace Elements Analysis by Means of Charged Particle Induced X-Radiation	159
J. Dera, Z. Klusek, M. Brzozowska — Selected Topics on the Physics of the Sea. Part V. Underwater Sound Scattering on a Rough Sea Surface	175
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
Z. Pająk, K. Jurga, S. Jurga — NMR Pulse Spectrometer for the Study of Solids	193
MEETINGS AND CONFERENCES	
CHRONICLE	
LETTER TO THE EDITOR	