
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 40
ZESZYT 6
1989

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Doc. dr JERZY DEMBCZYŃSKI

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK

Prof. dr JÓZEF TERLECKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Doc. dr hab. JAN KALINOWSKI — *Delta*

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

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)

Doc. dr JÓZEF ŚWIĄTEK (Częstochowa)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)

Doc. dr MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)

Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)

Doc. dr SŁAWOMIR CHOJNACKI (Kielce)

Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)

Doc. dr MIECZYŚLAW PIRÓG (Opole)

Doc. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)

Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (Toruń)

Prof. dr JAN ŻYLICZ (Warszawa)

Doc. dr Ewa DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69, tel. 21-26-68

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 40, Zeszyt 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1990

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

Redaktor PWN — Wanda Lohman

Korespondenci Oddziałów PTF

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

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

Nakład 1970+90 egz. Ark. wyd. 8,75. Ark. druk. 6¹³/₁₆+3wkl. Papier druk. kl. III
70×100, 80 g. Oddano do składania w lipcu 1989. Podpisano do druku w lutym 1990.
Druk ukończono w lutym 1990. Zam. 358/89. Cena zł 200.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Józef J. Bara

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Nadprzewodniki oglądane przez pryzmat spektroskopii mössbauerowskiej * Superconductors as seen by Mössbauer spectroscopy

Abstract: The results of Mössbauer effect investigations of superconductors are reviewed.

Bednorz i Müller nie szukali wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa tam gdzie go inni nie znaleźli. Odkryli je natomiast tam... gdzie go inni nie szukali.

Czy w ostatnim półwieczu coś bardziej i powszechniej zafascynowało fizyków niż odkrycie wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa?

Co zmusza elektrony i fonony do bezkolizyjnego tolerowania kontrpartnera w nadprzewodniku? A nawet więcej — do współdziałania z nim? Są różne poglądy na ten temat, ale żaden z nich nie jest omawiany w tym artykule.

Dzięki swym wyjątkowym cechom spektroskopia mössbauerowska jest coraz szerzej stosowana w badaniach nadprzewodników.

Wykorzystanie na szerszą skalę wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa może już być udziałem tych, których daty urodzin zbiegły się z tymi doniosłymi odkryciami.

1. Refleksja historyczno-metodologiczna

Obecnie żyjemy w przededniu nowej rewolucji naukowo-technicznej. Stoimy u progu nowej ery, ery nadprzewodnictwa elektrycznego. Czegoś podobnego do tego co się ostatnio dzieje w zakresie nadprzewodnictwa w fizyce jeszcze nie było. Na początku 1987 r. profesjonaliści w tej dziedzinie zostali oszołomieni rekordowo wysokimi temperaturami krytycznymi nowoodkrytych nadprzewodników tlenkowych¹. Wielu naukowców, z własnej woli lub z konieczności, odsunęło na plan dalszy swoje dotychczasowe zainteresowania i włączyło się w pogoń za nadprzewodzącymi rekordami. Ważą oni i mieszają, sprasowują, syntezują; mierzą — i od nowa — rozdrabniają, pastylkują, dotleniają i schładzają; mierzą.

* Wykład wygłoszony podczas Letniej Szkoły Magnetyzmu, Białowieża, 13-25 czerwca 1988.

¹ O wysokotemperaturowym nadprzewodnictwie pisano już w *Postęпах Fizyki* dwukrotnie [K. I. Wysockiński, *PF* 38, 463 (1987); J. G. Bednorz, A. K. Müller, *PF* 40, 99 (1989)] (przyp. Red.).

Tak błyskawicznym rozwojem, jaki obecnie obserwujemy w zakresie wysokotemperaturowych nadprzewodników, nie może dotychczas poszczycić się żadna inna dziedzina fizyki. Informacje naukowe — często utajnione, zakodowane, z reguły niekompletne — rozchodzą się z prędkością błyskawicy. Tylko telefon, telex, radio i telewizja zapewniają wymaganą szybkość wymiany informacji naukowych. Podobna ekspansja informacji naukowych, ale na znacznie, znacznie mniejszą skalę wydarzyła się pod koniec ubiegłego stulecia. Rentgenowskie zdjęcie kośćca dłoni człowieka obiegło świat za pośrednictwem prasy w ciągu zaledwie kilku dni — wywarło na ludziach ogromne wrażenie i uświadomiło im doniosłość odkrycia promieni X. Obecnie także prawie każdy człowiek — informowany przez lawinę wywiadów i komunikatów w prasie, radiu i telewizji — dobrze wie, że na początku ubiegłego roku dokonano wielkiego odkrycia; wie, że to co odkryto nazywa się wysokotemperaturowym nadprzewodnictwem i błędnie sądzi — bo tak mu początkowo mówiono — że zjawisko to jest w zasięgu jego ręki i, jak zechce, sam je będzie mógł obserwować w najmroźniejsze dni srogiej zimy. Wszyscy zafascynowani są tym odkryciem, a wielu wierzy, że dzięki niemu już wkrótce będą mogli pokonywać ogromne odległości — podróżując w wehikułach mknących na magnetycznej poduszce z prędkościami dochodzącymi do znaczącego ułamka megametra na godzinę. Nawet ekonomiści mają nadzieję, że dzięki bezstratnemu wytwarzaniu, przesyłaniu i magazynowaniu energii elektrycznej będą mogli wydobyć swoje kraje z dręczących je kryzysów energetycznych. Nadzieje są ogromne, potencjalne możliwości duże, lecz w jakim stopniu zostaną one urzeczywistnione — przyszłość pokaże. Odkrycie wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa stanowić będzie mocny fundament dla dalszych wydarzeń, zarówno naukowych jak i technicznych, które niewątpliwie po nim nastąpią.

Jak do tego wspaniałego odkrycia doszło? Wysokotemperaturowe nadprzewodnictwo jest tylko jednym, ale za to bardzo istotnym ogniwem całego łańcucha ważnych wydarzeń kriogenicznych, które je poprzedziły, i dla których jest ono ich doniosłym rezultatem. Pierwszym ogniwem tego łańcucha były teoretyczne prace van der Waalsa, bez których nie doszłoby w 1883 r. do skroplenia powietrza przez Wróblewskiego i Olszewskiego oraz skroplenia w 1909 r. helu i odkrycia w 1911 r. niskotemperaturowego nadprzewodnictwa przez Kamerlinga Onnesa. Po tych niewątpliwych sukcesach eksperymentalnych kolej znowu przyszła na prace teoretyczne. Wśród nich na wyróżnienie zasługują prace Landaua, a zwłaszcza prace Bardeena, Coopera i Schrieffera. Wszystkie te doniosłe osiągnięcia, prócz skroplenia powietrza, zostały wyróżnione nagrodami Nobla. Od 1911 r. do 1973 r., postęp w zakresie doświadczalnych badań nadprzewodnictwa elektrycznego nie był zbyt duży. W tym czasie temperatura krytyczna została podniesiona zaledwie o 19,1 K od 4,2 K do 23,3 K. Następne 13 lat upłynęło na intensywnych, ale bezskutecznych poszukiwaniach wysokotemperaturowych nadprzewodników głównie wśród metali, stopów i związków międzymetalicznych. Dopiero Müller (fizyk) i Bednorz (krystalograf), pracownicy laboratorium badawczego firmy IBM w Zurychu, doszli do słusznego przekonania, że wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa nie należy szukać tam gdzie go inni nie znaleźli. Müller zwrócił uwagę na to, że wśród perowskitów, których strukturę badał Bednorz, mogą być wysokotemperaturowe nadprzewodniki. Wiadomo już było, że niektóre z tych związków były nadprzewodzące poniżej 13 K. W 1983 r. Bednorz i Müller rozpoczęli systematyczne poszukiwania nowych nadprzewodników i już w styczniu

1986 r. Bednorz zaobserwował nagły spadek oporu elektrycznego w 35 K w barowo-lantanowo-miedziowych tlenkach. Bez potwierdzenia (z powodu braku odpowiednich przyrządów) tej obserwacji innymi metodami, Bednorz i Müller w kwietniu 1986 r. wysłali artykuł [1] do *Zeitschrift für Physik B* wzmiankując w nim o możliwości występowania wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa w badanym związku. Artykuł nie wywołał żadnej sensacji; redakcja potraktowała go tak jak każdy inny i wydrukowała go we wrześniu 1986 r. Nawet po wydrukowaniu, artykuł nie został należycie doceniony przez czytelników. Zaliczono go do grupy takich przedwczesnych komunikatów naukowych, w których błędnie informowano o niepotwierdzonym później odkryciu wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa. Tylko dwie grupy: Tanaki z Japonii i Chu ze Stanów Zjednoczonych postanowiły sprawdzić doniesienie szwajcarskie i startując na początku listopada już po czterech tygodniach obie niezależnie od siebie potwierdziły rezultaty szwajcarskie informując o tym w Bostonie 4 grudnia 1986 r. Do współzawodnictwa natychmiast włączyły się inne laboratoria i po kilku tygodniach temperatura krytyczna została podniesiona najpierw do 40 K, a potem do 50 K. To były jednak tylko przejściowe rekordy, gdyż 29 stycznia 1987 r. Chu we współpracy z Wu otrzymali nadprzewodnik itrowo-barowo-miedziowo-tlenowy o temperaturze krytycznej około 90 K. Formalnie ogłosili o tym w raporcie z 16 lutego 1987 r., ale nie ujawnili w nim składu próbki. Dopiero w artykule [2] ogłoszonym w *Phys. Rev. Lett.* 56, 908 (1987) z 2 marca podali szczegóły. Ale do tego czasu już wiele grup, odgadując tajemnicę o składzie nadprzewodnika sobie tylko znanymi sposobami, powtórzyło sukces Chu i Wu, a każda z nich, chwając się niewątpliwym osiągnięciem, ze zdziwieniem dowiadywała się równocześnie, że nie była pierwszą grupą po Chu i Wu.

Jak się później okazało, próbka Chu i Wu składała się z dwóch faz: jedna była koloru czarnego, a druga zielonego. Czarna faza o składzie $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0,1$) była nadprzewodząca. Po tych doniosłych sukcesach Bednorza i Müllera, Tanaki oraz Chu i Wu rozpoczęto zakrojone na ogromną skalę i trwające do dnia dzisiejszego kompleksowe badania różnorodnych właściwości wysokotemperaturowych nadprzewodników. Poprzez podstawieniową wymianę pierwiastków w nadprzewodnikach dąży się do podniesienia ich temperatury krytycznej.

Wśród specjalistów od wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa można wyróżnić trzy nawzajem uzupełniające się grupy. Jedni konstruują skomplikowane hamiltoniany oddziaływania, wprowadzają do nich różnego rodzaju parametry, zaprzęgają do pracy niestrudzone komputery, analizują ich wydruki i ogłaszają, że są na dobrej drodze do wyjaśnienia mechanizmu wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa. Okiełznanie tego mechanizmu poprzez jego sparametryzowanie byłoby bardzo cennym osiągnięciem. Umożliwiłoby dokładne jego poznanie i podjęcie próby zmuszenia go do funkcjonowania powyżej temperatury pokojowej. Duże osiągnięcia w badaniach wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa mają doświadczalnicy. Przy użyciu wyspecjalizowanych metod badają oni chemiczne, krystaliczne, elektryczne, mikrodynamiczne, mechaniczne i magnetyczne właściwości substancji nadprzewodzących. Ich wysiłki zmierzają m. in. do znalezienia odpowiedzi na pytanie, które atomy w nadprzewodniku uczestniczą w kolektywnym przekazie ładunku i dlaczego czynią to za darmo. Nie bez sukcesów są również technolodzy i technicy. Ci niestrudzenie walczą o rekordy w temperaturach krytycznych i prądach

nadprzewodzących. Tym trzem grupom z uwagą przyglądają się niespecjaliści w zakresie nadprzewodnictwa. Niektórym z nich, od czasu do czasu, udaje się włączyć wyniki swoich badań do tej ożywionej i bardzo interesującej dyskusji na temat nadprzewodnictwa.

Wśród metod stosowanych w badaniach nadprzewodników coraz częściej spotyka się ostatnio spektroskopię mössbauerowską. Przed nią stawia się szereg podstawowych pytań i wśród wyników jej badań szuka się na nie odpowiedzi. A oto niektóre z nich: czy przy przejściu substancji w stan nadprzewodzący zmienia się widmo fononowe? Czy nadprzewodnictwo elektryczne może współistnieć z magnetyzmem? Jakie jest najbliższe otoczenie atomów biorących udział w nadprzewodnictwie? Odpowiedzi na te pytania szuka spektroskopia mössbauerowska w zaawansowanych eksperymentach. Wykorzystuje w tym celu izotopy mössbauerowskie będące naturalnymi składnikami nadprzewodników (np. ^{119}Sn w Nb_3Sn ; RE [rare earths — ziemie rzadkie] w $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) lub izotopy będące domieszkami (np. ^{57}Fe w $\text{REBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$) podstawiającymi atomy nadprzewodnika. O dużych możliwościach spektroskopii mössbauerowskiej decydują jej jedyne w swoim rodzaju właściwości.

Krzywa rezonansowej absorpcji jądrowej promieniowania gamma przedstawia nadzwyczaj ostry rezonans energetyczny. Ostrość tego rezonansu wynika z bardzo małego rozmycia energetycznego wzbudzonych poziomów jądrowych zaangażowanych w rezonansowym przekazie energii. Dla poziomu jądrowego 14,4 keV w izotopie ^{57}Fe szerokość połówkowa tego rozmycia stanowi niezmiernie małą część ($3 \cdot 10^{-13}$) jego energii, co decyduje o nadzwyczaj dużej energetycznej zdolności rozdzielczej spektroskopii mössbauerowskiej. Dzięki tej zalecie metodą spektroskopii mössbauerowskiej można badać nanoelektronowoltowe (^{57}Fe), a nawet pikoelektronowoltowe (^{67}Zn) przesunięcia i rozszczepienia poziomów jądrowych. Swoje bardzo szerokie zastosowania i dynamiczny rozwój spektroskopii mössbauerowskiej zawdzięcza możliwości badania przy jej pomocy elektrycznych i magnetycznych oddziaływań nadsztylnych występujących między jądrem atomowym a powłoką elektronową atomu. Oddziaływania te powodują nanoelektronowoltowe przesunięcia i rozszczepienia poziomów jądrowych. W tych rozszczepieniach zakodowane są informacje o właściwościach jądra atomowego, powłoki elektronowej atomu, najbliższego otoczenia izotopu mössbauerowskiego, a także informacje o krystalicznych, magnetycznych i mikrodynamicznych właściwościach substancji. Te informacje wydobywamy z jąder za pośrednictwem bezodrutowo wyemitowanych i rezonansowo absorbowanych kwantów gamma. W przypadku występowania nadsztylnych oddziaływań jądra z powłoką elektronową atomu w widmie mössbauerowskim pojawia się nie pojedyncza linia lecz zespół odpowiednio powiązanych ze sobą linii. Z ich położenia na skali prędkości można wyznaczyć energie oddziaływań nadsztylnych a z wartości tych energii wyciągnąć informacje o właściwościach badanych substancji. O gęstości elektronów s lub elektronów przewodnictwa w obszarze jądra dowiadujemy się z izomerycznego przesunięcia widma mössbauerowskiego, o gradiencie pola elektrycznego działającego na jądro mössbauerowskie mówi nam rozszczepienie kwadrupolowe, a o nadsztylnym polu magnetycznym — zeemanowskie rozszczepienie widma mössbauerowskiego. Izotop mössbauerowski — niezależnie od tego czy jest naturalnym czy domieszkowym składnikiem badanej substancji — jest doskonałą sondą, wrażliwą na chemiczne, krystaliczne, magnetyczne i mikrodynamiczne właściwości swojego otoczenia.

Dzięki możliwości wszechstronnych zastosowań spektroskopia mössbauerowska jest metodą komplementarną w stosunku do wielu innych metod stosowanych w badaniach nadprzewodników. Dokładniejsze informacje na temat tej nowoczesnej metody i jej zastosowań można znaleźć m. in. w artykułach [3–6].

2. Mössbauerowskie charakterystyki całkowite widma fononowego kryształu

Spektroskopia mössbauerowska dostarcza pewnych ważnych informacji o mikrodynamicznych właściwościach substancji. Od tych właściwości zależą bowiem prawdopodobieństwo bezdrutowej emisji (absorpcji) promieniowania gamma oraz temperaturowe lub relatywistyczne przesunięcie widma mössbauerowskiego. Prawdopodobieństwo emisji bezdrutowej jest wykładniczą funkcją,

$$f(T) = \exp(-k^2 \langle x^2 \rangle_T), \quad (1)$$

średniej wartości kwadratu amplitudy drgań $\langle x^2 \rangle_T$ atomu mössbauerowskiego w kierunku wektora k emitowanego promieniowania gamma. Temperaturowe przesunięcie widma mössbauerowskiego jest natomiast liniową funkcją,

$$\delta(T) = \langle v^2 \rangle_T / 2c, \quad (2)$$

średniej wartości kwadratu prędkości $\langle v^2 \rangle_T$ drgań termicznych atomu mössbauerowskiego, gdzie c jest prędkością światła. Obie te zależne od temperatury wielkości, $f(T)$ oraz $\delta(T)$, są całkowitymi charakterystykami widma fononowego kryształu. Średnie $\langle x^2 \rangle_T$ i $\langle v^2 \rangle_T$ można, w harmonicznym przybliżeniu drgań sieci krystalicznej, wyrazić poprzez odpowiednie momenty,

$$\langle \omega^1 \rangle = \int F(\omega) (\bar{n} + 1/2) \omega^1 d\omega, \quad (3)$$

widma fononowego $F(\omega)$ kryształu

$$\langle x^2 \rangle_T = \hbar \langle \omega^{-1} \rangle / M \quad (4)$$

oraz

$$\langle v^2 \rangle_T = 3\hbar \langle \omega \rangle / M, \quad (5)$$

gdzie \bar{n} określa obsadzenie stanów o energii $\hbar\omega$, \hbar — jest stałą Plancka podzieloną przez 2π , a M — masą atomu sieci krystalicznej. Dla debyeowskiego rozkładu częstości drgań cieplnych sieci krystalicznej $\langle x^2 \rangle_T$ i $\langle v^2 \rangle_T$ można opisać całkowitymi funkcjami temperatury Debye'a θ sieci krystalicznej

$$\langle x^2 \rangle_T = \frac{3\hbar}{Mk\theta} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \int_0^{\theta/T} \frac{x dx}{e^{-x} - 1} \right] \quad (6)$$

oraz

$$\langle v^2 \rangle_T = \frac{9k\theta}{M} \left[\frac{1}{8} + \left(\frac{T}{\theta} \right)^4 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^{-x} - 1} \right], \quad (7)$$

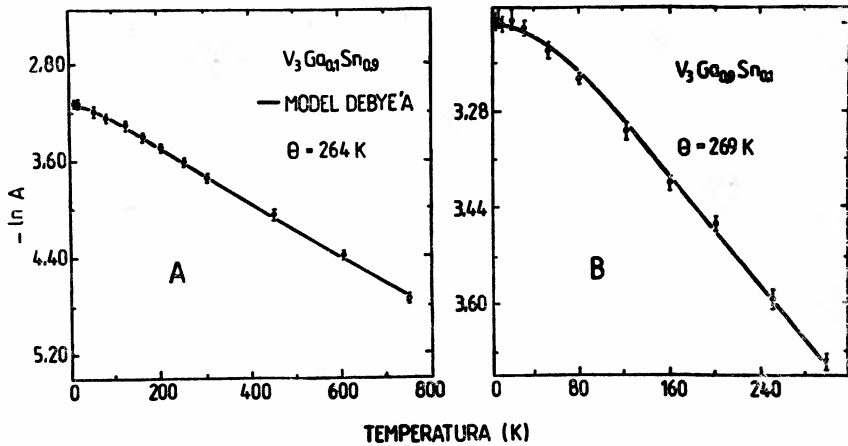
gdzie k jest stałą Boltzmanna, a T — temperaturą wyrażoną w kelwinach. Stosunek

$$S(T) = \frac{-\ln f(T)}{\delta(T)} \sim \frac{\langle \omega \rangle}{\langle \omega^{-1} \rangle}, \quad (8)$$

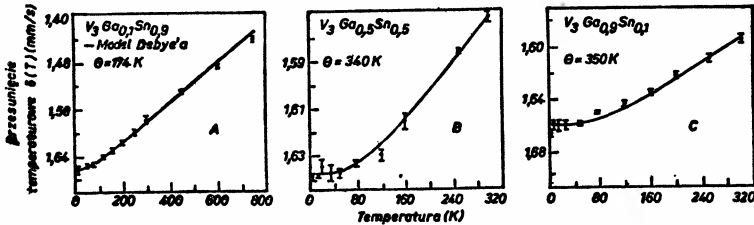
którego wartość można wyznaczyć z widm mössbauerowskich, jest ważnym parametrem określającym temperaturę krytyczną nadprzewodników w zaproponowanym przez McMillana przybliżeniu teorii BCS [7].

Prawdopodobieństwo bezdrutowej emisji promieniowania gamma można wyznaczyć z powierzchni widma mössbauerowskiego; jest ona wprost proporcjonalna do tego prawdopodobieństwa. Położenie środka ciężkości widma mössbauerowskiego na skali prędkości jest sumą izomerycznego przesunięcia i temperaturowego przesunięcia. Jeżeli w badanej substancji nie zachodzą zmiany strukturalne, to izomeryczne przesunięcie widma prawie nie zależy od temperatury. Wywołane zmianą temperatury zmiany położenia środka ciężkości widma na skali prędkości można wówczas przypisać jego temperaturowemu przesunięciu.

Stosunkowo wysokie (18 K) temperatury krytyczne niektórych międzymetalicznych nadprzewodników (Nb_3Sn) o strukturze A15 jedni wiązali z niską efektywną temperaturą Fermiego, a inni z wywołanymi obniżeniem temperatury zmianami widma fononowego: zmiękczenie modu, wzrost udziału drgań anharmonicznych. Takie zmiany widma fononowego ujawniły się dla Nb_3Sn podczas rozpraszania neutronów, rozpraszania promieniowania rentgenowskiego oraz w eksperymentach mössbauerowskich. Bardziej systematyczne mössbauerowskie badania tego ważnego zagadnienia przeprowadzono [8] dla roztworów stałych V_3Sn (4 K)– V_3Ga (15 K). Postanowiono porównać mössbauerowskie charakterystyki widm fononowych składów bogatych w gal z charakterystykami składów bogatych w cynę. Dla pierwszych oczekiwano, a dla drugich nie oczekiwano, zmian ich widm fononowych w niskich temperaturach. Dla wybranych składów na rys. 1 pokazane są, w skali półlogarytmicznej, temperaturowe zależności powierzchni widm mössbauerowskich, na rys. 2 — zmiany temperaturowego przesunięcia tych widm. Pomiaru wykonano dla linii 23,8 keV izotopu ^{119}Sn , a ich wyniki porównano z modelem Debye'a sieci krystalicznej, reprezentowanym na rys. 1 i 2 przez linie ciągłe i podane wartości temperatur Debye'a. Zaobserwowane w niskich temperaturach dla składów bogatych w gal odstępstwa danych doświadczalnych od krzywych teoretycznych (rys. 1 B; 2 B i C) wyjaśniono wzrostem, przy obniżeniu temperatury, udziału drgań nieharmonicznych. Okazało się ponadto, co było do przewidzenia, że model Debye'a źle opisuje widmo fononowe badanych próbek. Wartości temperatur Debye'a wyznaczone dla danego składu z temperaturowych zmian prawdopodobieństwa absorpcji bezdrutowej różniły się bowiem znacznie od wartości wyznaczonych z temperaturowego przesunięcia widm mössbauerowskich. Wyjaśnienia tych różnic trzeba szukać w tym, że różne części widma fononowego mają

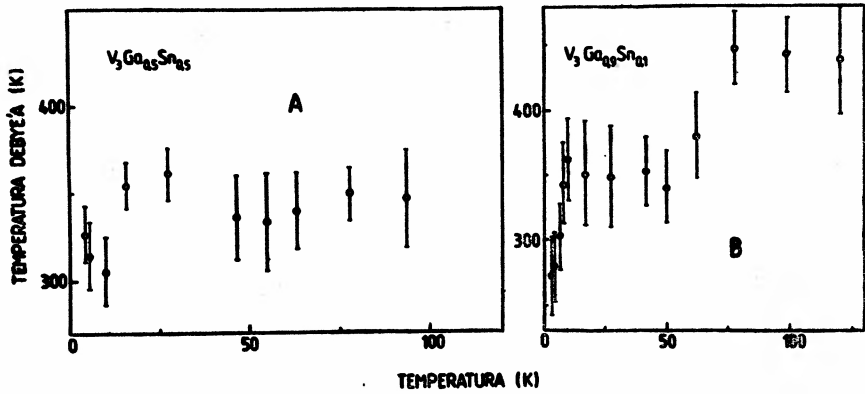


Rys. 1. Zależność od temperatury logarytmu naturalnego z powierzchni widm mössbauerowskich wyznaczonych dla (A) $V_3Ga_{0,1}Sn_{0,9}$ i (B) $V_3Ga_{0,9}Sn_{0,1}$ [8]

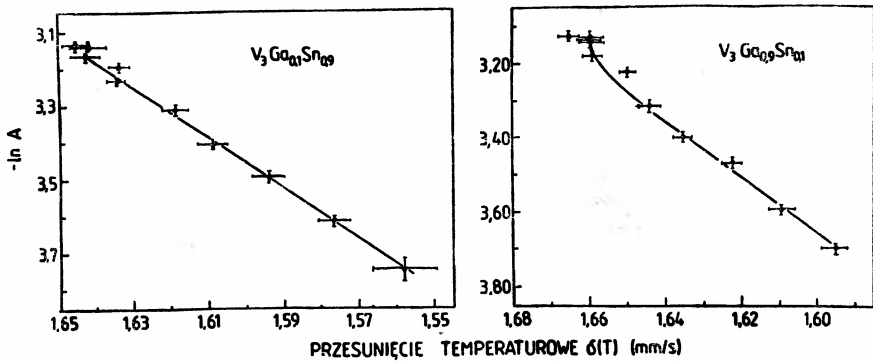


Rys. 2. Zależność od temperatury temperaturowego przesunięcia widm mössbauerowskich wyznaczonych dla (A) $V_3Ga_{0,1}Sn_{0,9}$ (B) $V_3Ga_{0,5}Sn_{0,5}$ i (C) $V_3Ga_{0,9}Sn_{0,1}$ [8]

inny wkład do $f(T)$ i do $\delta(T)$, a ich odstępstwa od modelu Debye'a nie są jednakowe i ponadto mogą być zależne od temperatury. Jeśli kształt widma fononowego zmienia się z temperaturą, to chcąc zastosować model Debye'a do opisu temperaturowego przesunięcia widma mössbauerowskiego należy przyjąć, że temperatura Debye'a badanej substancji nie jest wielkością stałą, lecz zależy od temperatury. Wartości temperatur Debye'a wyznaczone w różnych temperaturach z $\delta(T)$ pokazane są na rys. 3 dla dwóch badanych składów. Zaobserwowany przy obniżaniu temperatury od 80 K do 50 K duży spadek wartości temperatury Debye'a dla składu bogatego w gal (rys. 3B) został uznany jako mössbauerowska ewidencja zmiany widma fononowego (zmiękczenie modu). Dla składu uboższego w gal takiej zmiany, zgodnie z przewidywaniem, nie zaobserwowano (rys. 3A). Tak więc wyniki badań przeprowadzonych metodą spektroskopii mössbauerowskiej okazały się konsyistentne z wynikami otrzymanymi innymi metodami. Należy podkreślić, że $f(T)$ i $\delta(T)$ są bardzo wartościowymi parametrami opisującymi widmo fononowe, ale jako całkowite charakterystyki widma są mało czułe na jego detale. Na rys. 4 pokazana jest zależność logarytmu naturalnego z powierzchni widma mössbauerowskiego od temperaturowego przesunięcia tego widma. Ilustruje ona funkcję $S(T)$ wyrażoną wzorem 8. Linia ciągła reprezentuje model Debye'a. Jej odstępstwa od liniowości obserwowane



Rys. 3. Zależność od temperatury charakterystycznej temperatury Debye'a wyznaczonej z widm mössbauerowskich dla (A) $V_3Ga_{0.5}Sn_{0.5}$ i (B) $V_3Ga_{0.9}Sn_{0.1}$ [8]



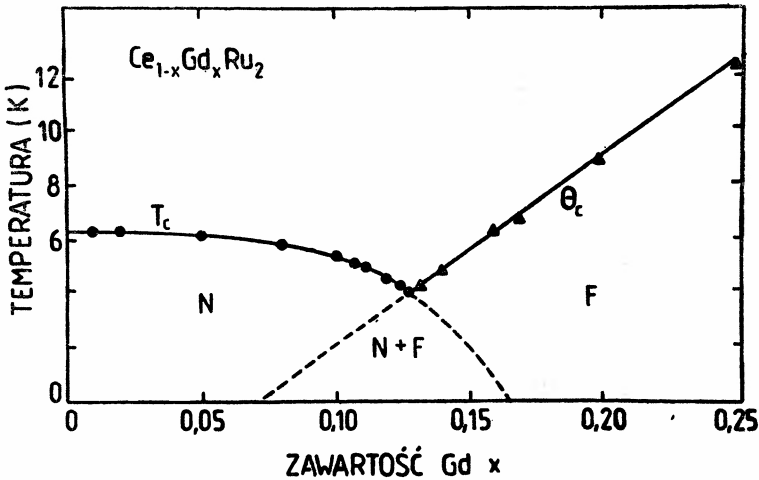
Rys. 4. Zależność logarytmu naturalnego z powierzchni widm mössbauerowskich, wyznaczonych w różnych temperaturach dla związków $V_3Ga_{0.1}OSn_{0.9}$ i $V_3Ga_{0.9}Sn_{0.1}$, od temperaturowych przesunięć tych widm [8],

w niskich temperaturach dla $V_3Ga_{0.9}Sn_{0.1}$ są ewidencją tego, że model Debye'a jedną i niezależną od temperatury wartością θ nie może równocześnie poprawnie opisać $f(T)$ i $\delta(T)$ dla badanego związku.

3. Współistnienie nadprzewodnictwa i magnetyzmu

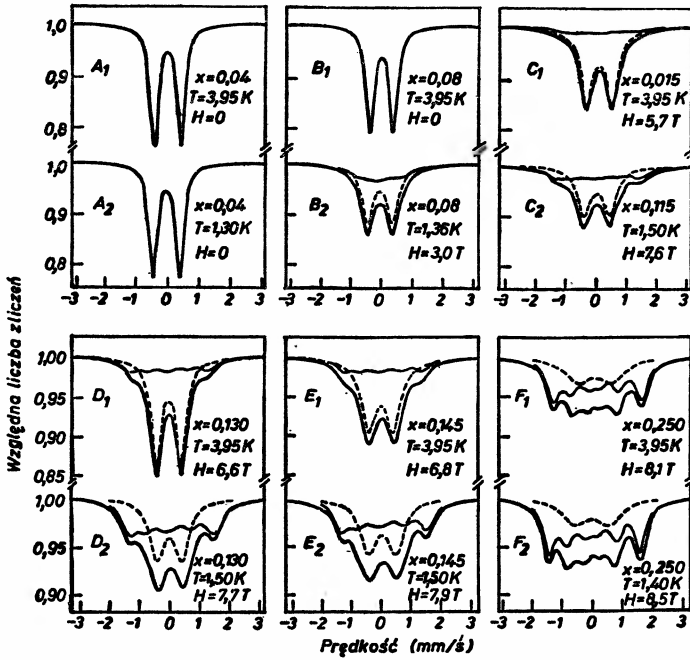
Pięknym wkładem spektroskopii mössbauerowskiej do badań niskotemperaturowych nadprzewodników był pierwszy eksperymentalny dowód współistnienia nadprzewodnictwa i magnetyzmu. Możliwość współistnienia nadprzewodnictwa i magnetyzmu od wielu lat intrygowała specjalistów. Jedni przytaczali argumenty przemawiające za taką możliwością, inni natomiast — przeciw takiej możliwości. O bezpośredni doświadczalny dowód współistnienia nadprzewodnictwa i magnetyzmu było trudno, gdyż większość metod stosowanych w badaniach magnetyków wymaga użycia zewnętrznego pola magnetycznego, a ono nie wnika do nadprzewodników. Ograniczeń takich nie ma spektroskopia mössbauerowska; można nią badać magnetyczne właściwości substancji poddanych lub

nie poddanych działaniu zewnętrznych pól magnetycznych. Nic też dziwnego, że zastosowano ją do pierwszego bezpośredniego dowodu współistnienia w roztworach stałych $Ce_{1-x}Gd_xRu_2$ nadprzewodnictwa i magnetyzmu [9]. O możliwości współistnienia w badanych związkach tych dwóch nadzwyczaj interesujących zjawisk wywnioskowano z pokazanego na rys. 5 diagramu fazowego wyznaczonego metodą pomiarów podatności magnetycznej. Linia ciągła oznaczona literą T_c pokazuje jak od składu nadprzewodnika zależy jego temperatura krytyczna. Druga linia ciągła, oznaczona przez θ_c , przedstawia zależność temperatury Curie od składu. Przedłużenia tych zależności liniami przerywanymi wyznaczają obszar prawdopodobnego współistnienia nadprzewodnictwa i magnetyzmu.



Rys. 5. Zależność temperatury krytycznej T_c i temperatury Curie θ_c nadprzewodnika $Ce_{1-x}Gd_xRu_2$ od zawartości gadolinu [9]. N — faza nadprzewodząca, F — faza ferromagnetyczna

Składy bogate w cer są nadprzewodzące i niemagnetyczne, natomiast skład bogate w gadolin są magnetyczne i nienadprzewodzące. Chociaż badania mössbauerowskie można było przeprowadzić dla jednego z sześciu izotopów mössbauerowskich gadolinu, to jednak najłatwiej je było wykonać dla linii 14,4 keV izotopu ^{57}Fe . Wprowadzono więc substytucyjnie niewielką ilość radioaktywnego kobaltu (^{57}Co) w pozycje zajmowane w sieci krystalicznej badanych związków przez atomy rutenu. Badane próbki były więc źródłami mössbauerowskimi. Emitowane przez nie promieniowanie gamma, unoszące z jąder informacje o magnetycznych właściwościach substancji, analizowane było przy pomocy standardowego absorbenta mössbauerowskiego o pojedynczej linii. Rys. 6 pokazuje widma mössbauerowskie wyznaczone w dwóch temperaturach dla sześciu badanych składów. Gruba linia ciągła przedstawia widmo eksperymentalne. Linia przerywana przedstawia dublet kwadrupolowy, a cienka linia ciągła — sekstuplet zeemanowski; są to składowe widma eksperymentalnego. Kształty widm mössbauerowskich kryją w sobie informacje o właściwościach związków $Ce_{1-x}Gd_xRu_2$. Na jądra izotopu mössbauerowskiego działają w badanych związkach gradienty pól elektrycznych. Dlatego to w stanie paramagnetycznym ($T > \theta_c$) widma mössbauerowskie A_1 , A_2 i B_1 pokazane na rys. 6 są dubletami kwadrupolowymi. Poniżej temperatury Curie ($T < \theta_c$) podsieć gadolinowa



Rys. 6. Widma mössbauerowskie wyznaczone w dwóch różnych temperaturach dla sześciu związków $\text{Ce}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Ru}_2$ o różnych składach [9]. Tutaj H oznacza wartość nadsubtelnego pola magnetycznego działającego na jądra ^{57}Fe w fazie ferromagnetycznej

porządkuje się ferromagnetycznie. Poprzez oddziaływanie magnetyczne z tą podsicią porządkują się również momenty magnetyczne atomów mössbauerowskich, ale tylko tych, które w swoim najbliższym otoczeniu mają atomy gadolinu. Na jądra uporządkowanych magnetycznie atomów mössbauerowskich prócz gradientu pola elektrycznego działa jeszcze dodatkowo nadsubtelne pole magnetyczne. Tym uporządkowanym magnetycznie atomom mössbauerowskim odpowiada sekstuplet zeemanowski. Ma on kształt asymetryczny, gdyż jego linie są w odpowiedni sposób nieco poprzesuwane na skali prędkości poprzez kwadrupolowe oddziaływanie elektryczne. Sekstuplet zeemanowski jest bezpośrednią eksperymentalną ewidencją magnetycznego uporządkowania atomów mössbauerowskich, a tym samym i atomów gadolinu w badanym związku. Te spośród atomów mössbauerowskich, które nie mają w najbliższym swoim otoczeniu atomów gadolinu nie są uporządkowane magnetycznie i im w widmie mössbauerowskim odpowiada dublet kwadrupolowy. Dlatego to poniżej temperatury Curie eksperymentalne widmo mössbauerowskie składa się z, nałożonych na siebie, sekstupletu zeemanowskiego i dubletu kwadrupolowego. Jest rzeczą zrozumiałą, że udział w widmie mössbauerowskim sekstupletu zeemanowskiego rośnie wraz ze wzrostem koncentracji gadolinu w badanych związkach, a także wraz z obniżeniem temperatury pomiaru. W pierwszym przypadku więcej mössbauerowskich atomów ma gadolinowych sąsiadów, w drugim natomiast wzrostowi w niskich temperaturach namagnesowania podsiści gadolinowej odpowiada silniejsze porządkowanie momentów magnetycznych atomów mössbauerowskich, nawet

tych nieco dalej położonych od atomów gadolinu. Widma mössbauerowskie C_2 , D_1 , D_2 i E_2 pokazane na rys. 6 zostały wyznaczone w takich temperaturach, w których badane związki były równocześnie nadprzewodzące i ferromagnetyczne. To właśnie obserwowane w tych widmach sekstuplety zeemanowskie są bezpośrednią eksperymentalną ewidencją mössbauerowską współistnienia w badanych związkach nadprzewodnictwa i magnetyzmu. W taki ładny sposób pokazano, że magnetyzm nie wyklucza nadprzewodnictwa. Widma E_1 , F_1 i F_2 (rys. 6) wyznaczone zostały dla próbek magnetycznych, ale nienadprzewodzących.

Współistnienie nadprzewodnictwa i magnetyzmu obserwowano także, metodą spektroskopii mössbauerowskiej, w wysokotemperaturowych nadprzewodnikach.

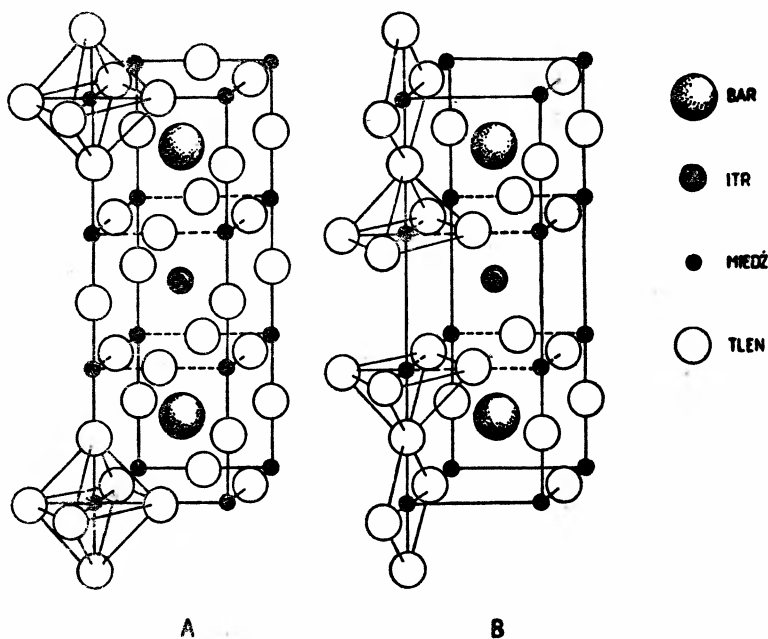
4. Wysokotemperaturowe nadprzewodnictwo

Obecnie wieloma różnorodnymi metodami prowadzi się bardzo intensywne badania trzech klas wysokotemperaturowych nadprzewodników. Wszystkie te substancje są wieloskładnikowymi tlenkami zawierającymi miedź, której na równi z tlenem powszechnie przypisuje się główną rolę w mechanizmie nadprzewodnictwa elektrycznego. W pierwszej grupie nadprzewodników, $(La_{1-x}A_x)_2CuO_4$ ($A = Ba, Sr, Ca$; $T_c \approx 20$ do 40 K), miedź zajmuje jeden rodzaj pozycji w sieci krystalicznej. W drugiej natomiast, $REBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ ($RE = Y$ lub ziemia rzadka; $M = Fe, Ni, Co, Al, Ga, \dots$; $T_c \approx 90$ K), miedź zajmuje dwa rodzaje nierównoważnych pozycji: CuI i CuII. Pozycje CuI tworzą łańcuchy miedziowo-tlenowe wzdłuż osi b kryształu, natomiast pozycje CuII tworzą płaszczyzny miedziowo-tlenowe prostopadle usytuowane do osi c . Stechiometria i struktura krystaliczna trzeciej grupy nadprzewodników, Bi-Ca-Sr-Cu-O ($T_c \approx 105$ K), nie są jeszcze dokładnie znane. Wiadomo jednak, że nadprzewodniki te mają dwie płaszczyzny miedziowo-tlenowe zlokalizowane między płaszczyznami bizmutowo-tlenowymi. Dotychczas kilka prac mössbauerowskich poświęcono pierwszej grupie wysokotemperaturowych nadprzewodników i kilkadziesiąt drugiej.

4.1. Struktura krystaliczna $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Przyjrzyjmy się nieco bliżej strukturze krystalicznej nadprzewodnika itrowo-barowo-miedziowego i przeanalizujmy wyniki dotychczas opublikowanych prac mössbauerowskich na jego temat. Wysokotemperaturowy nadprzewodnik $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ma warstwową strukturę krystaliczną. Można powiedzieć, że jest ona pochodną struktury krystalicznej perowskitu lub lepiej, że można ją otrzymać ze struktury perowskitu przez wytworzenie w niej pewnej liczby luk tlenowych. W typowym perowskicie, takim jak $BaTiO_3$, na każde dwa atomy metali przypadają trzy atomy tlenu. Gdyby związek $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ miał idealną strukturę krystaliczną perowskitu wówczas jego cząsteczka, zawierając sześć atomów metali, musiałaby mieć dziewięć atomów tlenu. Taka idealna perowskitowa komórka elementarna związku $YBa_2Cu_3O_9$ pokazana jest na rys. 7. Składa się ona z trzech nałożonych jeden na drugi sześciątów perowskitowych. Każdy z tych trzech sześciątów ma w swoim geometrycznym środku atom metalu. I tak, sześciąt środkowy jest przestrzennie centrowany atomem itru, a sześciąty górny i dolny są centrowane przestrzennie

atomami baru. Taka sekwencja, (Ba–Y–Ba)–(Ba–Y–Ba)–..., powtarza się w idealnej sieci krystalicznej związku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$. Naroża sześcianów obsadzone są atomami miedzi, a w połowie każdej krawędzi sześcianów znajduje się atom tlenu. Tak więc każdy atom miedzi otoczony jest sześcioma atomami tlenu, gdyż zlokalizowany jest w środku ośmiościanu, na narożach którego rozmieszczone są atomy tlenu. Sąsiednie ośmiościany CuO_6 mają wspólne wierzchołki. Każdy atom baru, podobnie każdy atom itru, otoczony jest przez 12 atomów tlenu. Jak się przypuszcza, związek $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$, o tak pięknej budowie jak pokazana na rys. 7, gdyby istniał, nie byłby nadprzewodnikiem, nie byłby nawet przewodnikiem, byłby izolatorem. Na szczęście łatwo by było z niego zrobić wysoko-

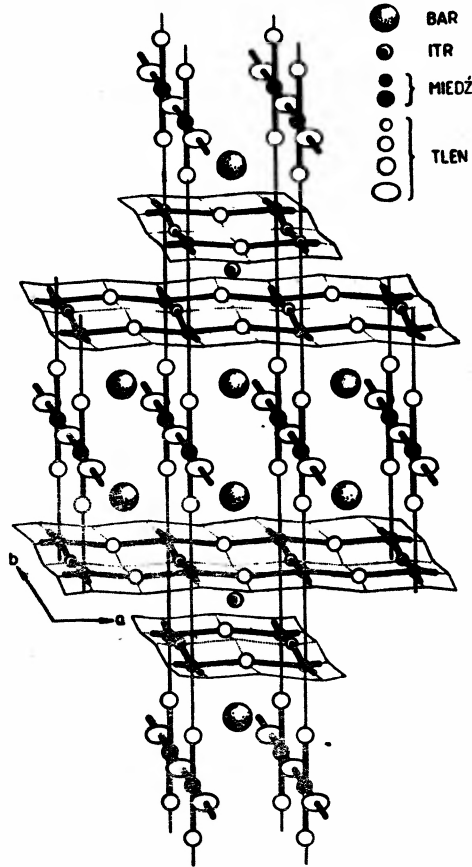


Rys. 7. Komórka elementarna: A — hipotetycznego związku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$, B — wysokotemperaturowego nadprzewodnika $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$

temperaturowy nadprzewodnik przez usunięcie z każdej lub z prawie każdej z jego komórek elementarnych średnio od 2 do 2,5 atomów tlenu. Lewa strona rys. 7 pokazuje idealną perowskitową komórkę elementarną hipotetycznego związku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$, a prawa jego strona — komórkę elementarną wysokotemperaturowego nadprzewodnika $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Przez porównanie tych dwóch komórek wyraźnie widać, że przez selektywne odtlenienie można usunąć wszystkie atomy tlenu z płaszczyzn itrowo-tlenowych i po dwa atomy tlenu z dolnej i górnej podstawy komórki elementarnej. Po takim selektywnym odtlenieniu próbki atomy itru są otoczone tylko 8, a nie 12 atomami tlenu; atomy baru natomiast otoczone są 10, a nie 12 atomami tlenu. Atomy miedzi leżące w płaszczyznach położonych bezpośrednio nad i bezpośrednio pod atomami itru są teraz otoczone 5, a nie 6 atomami tlenu i leżą w środku kwadratowych podstaw piramid tlenowych. Atomy miedzi leżące

na narożach podstawy dolnej i podstawy górnej komórki elementarnej są teraz otoczone 4, a nie jak dotychczas 6 atomami tlenu i tworzą z nimi płaskie konfiguracje CuO_4 w płaszczyznach prostopadłych do leżących nad nimi i pod nimi płaszczyzn miedziowo-tlenowych.

Zwróćmy szczególną uwagę na dwa różne położenia atomów miedzi: w płaskich konfiguracjach CuO_4 i w podstawach piramid tlenowych CuO_5 . Pierwszych położen (CuI) jest dwa razy mniej niż drugich (CuII). W te dwa rodzaje położen można podstawieniowo



Rys. 8. Płaszczyzny miedziowo-tlenowe i łańcuchy miedziowo-tlenowe w strukturze $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

wprowadzać niewielkie ilości atomów innych pierwiastków chemicznych, np. izotopu ^{57}Fe , i badać przy pomocy takich sond właściwości substancji nadprzewodzącej różnymi metodami, np. metodą spektroskopii mössbauerowskiej. W bezpośrednim sąsiedztwie tych położen są luki tlenowe, bez których nie byłoby nadprzewodnictwa elektrycznego.

Patrząc na strukturę krystaliczną związku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ nie z najbliższej odległości lecz z lotu ptaka można w niej zauważyć większe elementy strukturalne (rys. 8). Są nimi pofałdowane warstwy CuO_2 leżące w płaszczyźnie a-b. Słabo są one związane ze sobą jednowymiarowymi łańcuchami złożonymi z płaskich konfiguracji CuO_3 leżących w pł-

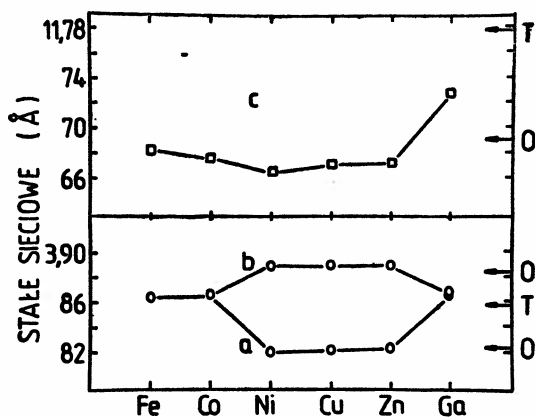
szczególnie b-c. Pofałdowanie płaszczyzn CuO_2 spowodowane jest tym, że atomy baru są większe od atomów itru. Potrzebują więc więcej miejsca w komórce elementarnej i dlatego przesuwiają atomy tlenu w stronę atomów itru. Usunięcie w procesie obróbki termicznej wszystkich czterech atomów tlenu z płaszczyzn itrowo-tlenowych tłumaczy się brakiem miejsca spowodowanym tym przesunięciem.

Opisana struktura krystaliczna nadprzewodnika $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ jest wyidealizowana. W rzeczywistych próbkach zdarza się, że niektóre luki tlenowe są w sposób nieuporządkowany obsadzone przez atomy tlenu. Czasem atom tlenu można znaleźć w innej, nie oczekiwanej dla niego pozycji. Od czasu do czasu sekwencja (Ba-Y-Ba)-(Ba-Y-Ba)-... w ułożeniu komórek elementarnych jest przerwana przez wtrącenie między nie atomu itru. Uważa się, że rodzaj, ilość i rozmieszczenie defektów mają wpływ na właściwości nadprzewodników tlenkowych.

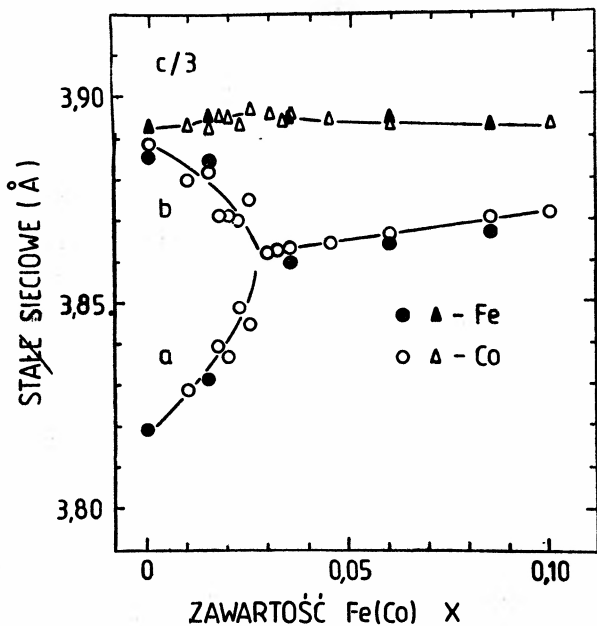
Symetria komórki elementarnej związku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ zależy od zawartości tlenu w jego cząsteczce. Zmienia się z ortorombowej ($a = 3,830 \text{ \AA}$, $b = 3,880 \text{ \AA}$, $c = 11,637 \text{ \AA}$) dla $\delta = 0$ w tetragonalną ($a = 3,360 \text{ \AA}$, $c = 11,806 \text{ \AA}$) dla $\delta = 1$.

4.2. Zmiany właściwości nadprzewodnika $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ wywołane przez jego domieszkowanie

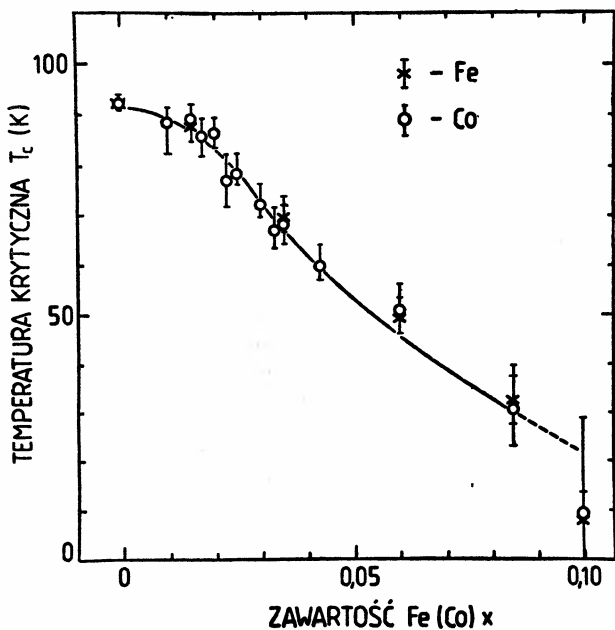
Zmiana symetrii kryształu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ spowodowana może być nie tylko przez jego odtlenienie, ale także przez podstawienie w nim niewielkiej liczby atomów miedzi atomami innych pierwiastków (rys. 9), np.: Fe, Co, Ni, Zn, Ga. Przy interpretacji widm Mössbauera otrzymanych dla izotopu ^{57}Fe należy mieć na uwadze to, że dla nadprzewodników domieszkowanych żelazem zmiana symetrii z ortorombowej w tetragonalną zachodzi już przy zastąpieniu około 2% miedzi żelazem (rys. 10). Jeżeli jednak wywołane odtlenieniem przejście od fazy ortorombowej do tetragonalnej prowadzi do zniszczenia nadprzewodnictwa elektrycznego związku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, to podobna zmiana jego symetrii spowodowana zastąpieniem niewielkiej liczby atomów miedzi atomami innych



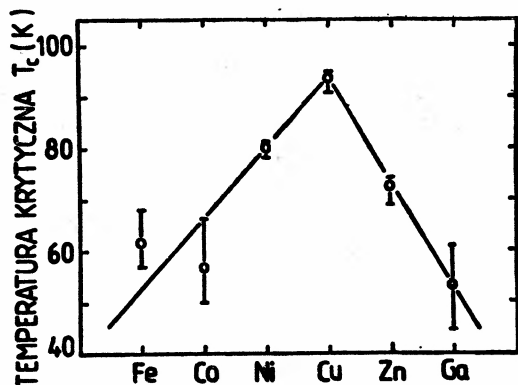
Rys. 9. Parametry siatki dla $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$; M = Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Ga; $x = 0,033$ [10]. Parametry siatkiowe dla fazy ortorombowej (O) i fazy tetragonalnej (T) niedomieszkowanego nadprzewodnika ($x = 0$) pokazane są za pomocą strzałek



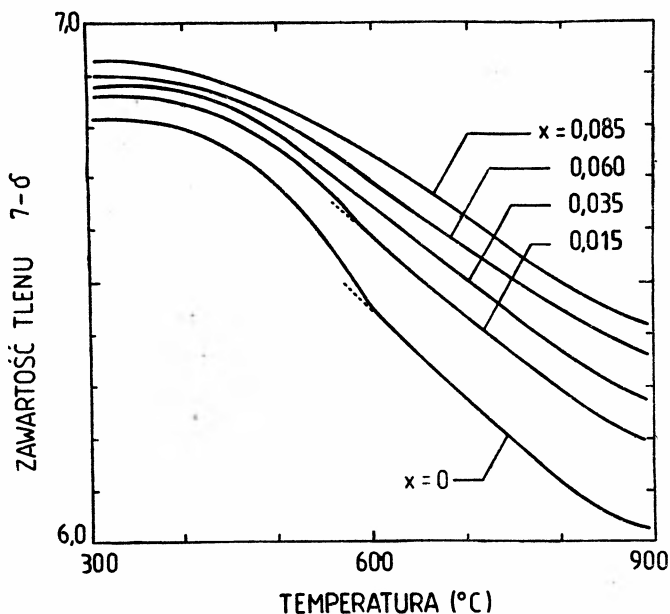
Rys. 10. Parametry sieciowe wyznaczone w temperaturze pokojowej dla nadprzewodników $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$; M = Fe, Co [11]



Rys. 11. Zależność temperatury krytycznej nadprzewodnika $\text{YBa}(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ od koncentracji x podstawnika: M = Fe, Co [11]. Temperatury odpowiadające spadkowi oporu o 10% i 90% zaznaczone są końcami pionowych kresek



Rys. 12. Temperatury krytyczne domieszkowanych nadprzewodników $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$: M = Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Ga; $x = 0,033$ [11]. Temperatury odpowiadające spadkowi oporu o 10% i 90% zaznaczone są końcami pionowych kresiek



Rys. 13. Zależność od temperatury zawartości tlenu w związku $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$ [11]

pierwiastków, nadprzewodnictwa nie niszczy; dla małych wartości x obie fazy, ortorombowa i tetragonalna, związków $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M = Fe, Co, Ni, Zn, Ga) są nadprzewodzące. W miarę jednak wzrostu stężenia obcego pierwiastka, wypierającego miedź z nadprzewodnika, temperatura krytyczna nadprzewodnika obniża się (rys. 11) w tempie zależnym od rodzaju podstawnika (rys. 12). Zastąpienie w związku $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ około 10% miedzi żelazem nie niszczy jeszcze nadprzewodnictwa. Jest interesujące, że obecność żelaza utrudnia odtlenianie związku $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$ (rys. 13) i to tym

bardziej im większe jest stężenie żelaza. Stwierdzono, że podczas podgrzewania dotlenionego związku $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ tlen jest uwalniany intensywnie w dwóch temperaturach: $T_1 \approx 700 \text{ K}$ i $T_2 \approx 1080 \text{ K}$ [11]. Temperatura T_1 wolno maleje ze wzrostem zawartości żelaza. Temperatura T_2 natomiast prawie nie zależy od x i dlatego uważa się, że charakteryzuje ona wiązanie tlenu z miedzią, a nie z żelazem.

4.3. Mössbauerowskie badania nadprzewodników $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ prowadzone przy użyciu izotopów pierwiastków ziem rzadkich

Najbardziej naturalną możliwością zastosowania spektroskopii mössbauerowskiej do badań wysokotemperaturowych nadprzewodników jest wykorzystanie izotopów pierwiastków ziem rzadkich, które są naturalnymi składnikami tych związków: $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (RE = pierwiastki ziem rzadkich). Spektroskopia mössbauerowska może odpowiedzieć na szereg interesujących pytań. Czy pierwiastki ziem rzadkich występują w nadprzewodnikach jako jony dwu-, czy trójwartościowe? Jaka jest symetria ich najbliższego otoczenia? Czy obecność w nadprzewodniku jonów magnetycznych (Gd) nie niszczy nadprzewodnictwa? Czy z wysokotemperaturowym nadprzewodnictwem związana jest zmiana widma fononowego?

Badania mössbauerowskie wykonane przy użyciu izotopów ^{151}Eu [12–14] i ^{155}Gd [14–19] wykazały, że izotopy te występują w związkach $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ jako jony trójwartościowe. W nadprzewodniku gadolinowym nie stwierdzono momentów magnetycznych zlokalizowanych na jonach miedzi. Stwierdzono natomiast, że w tym nadprzewodniku faza nadprzewodząca współistnieje poniżej temperatury Néela (2,24 K) z fazą antyferromagnetyczną podsieci gadolinowej, w której momenty magnetyczne uporządkowane są równoległe do osi c kryształu. Jak wynika z badań mössbauerowskich, uporządkowanie to ma wyraźnie dwuwymiarowy charakter. Jest ono rezultatem antyferromagnetycznego oddziaływania nadwymennego — poprzez kowalencyjne wiązanie z atomami tlenu — występującego między atomami gadolinu zlokalizowanymi w płaszczyźnie (a, b). Odległości między sąsiednimi płaszczyznami gadolinowymi (12 Å) są znacznie większe od odległości między najbliższymi atomami gadolinu (3,8 Å) w każdej z nich. Minimalne różnice występujące między magnetycznymi właściwościami próbek nadprzewodzących ($\delta = 0$) i nienadprzewodzących ($\delta \approx 1$) wskazują na to, że oddziaływanie magnetyczne między atomami gadolinu poprzez elektrony przewodnictwa nie odgrywa w nadprzewodniku większej roli. Wydaje się więc, że współistnienie w nadprzewodniku $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nadprzewodnictwa i magnetyzmu jest uwarunkowane wyraźną przestrzenną separacją tych dwóch zjawisk. Nadprzewodnictwo zlokalizowane jest w płaszczyznach miedziowo-tlenowych, a magnetyzm w płaszczyznach gadolinowych. Położenia sieciowe zajmowane w wysokotemperaturowym nadprzewodniku $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ przez atomy pierwiastków ziem rzadkich nie mają punktowej symetrii kubicznej. Z tego powodu na jądra zlokalizowanych w nich izotopów mössbauerowskich działa gradient pola elektrycznego. Informacje o nim można otrzymać z widm mössbauerowskich. W badaniach mössbauerowskich wykonanych przy użyciu izotopu ^{155}Gd stwierdzono, że oś z tego gradientu pokrywa się z osią c kryształu, składowa V_{xx} ma znak ujemny, a parametr asymetrii η jest w niskich temperaturach większy od zera zarówno dla próbki orto-

rombowej ($\delta \approx 0$), jak i tetragonalnej ($\delta > 0,5$). W obydwóch więc badanych fazach pozycje zajmowane przez atomy gadolinu nie miały osiowej symetrii punktowej, gdyż η było różne od zera. Nie stwierdzono wyraźnej zależności izomerycznego przesunięcia i kwadrupolowego rozszczepienia widm gadolinowych od zawartości tlenu w nadprzewodnikach ani zmiany tych parametrów przy przejściu próbki w stan nadprzewodnictwa elektrycznego.

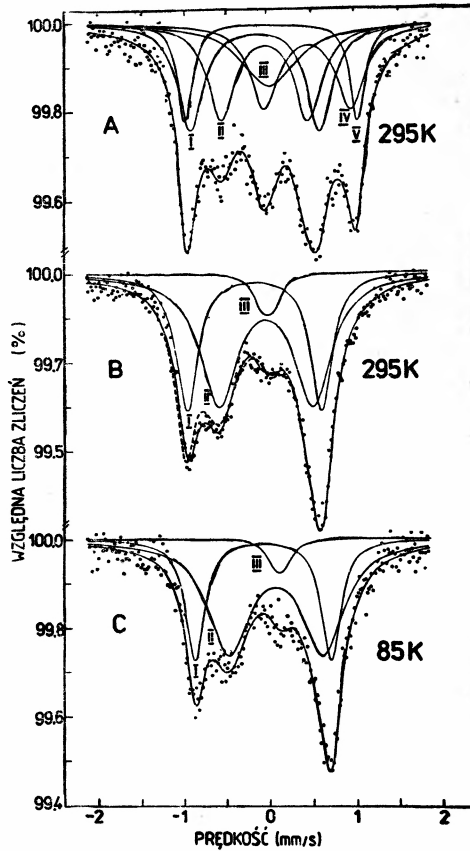
Wywołane zmianą temperatury zmiany prawdopodobieństwa bezdrzewowej absorpcji jądrowej promieniowania gamma oraz temperaturowego przesunięcia widm mössbauerowskich dostarczają wartościowych informacji o widmie fononowym badanych związków. Stwierdzono, że w nadprzewodniku $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ atomy gadolinu biorą udział w drganiach akustycznych i w drganiach optycznych. Pierwsze mogą być opisane przez ciągły debyeowski, a drugie — przez dyskretny einsteinowski rozkład częstości. Stwierdzono, że zmiana zawartości tlenu w nadprzewodniku $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ pociąga za sobą zmianę debyeowskiej częstości odcięcia odpowiadającej drganiom akustycznym oraz zmianę charakterystycznej częstości Einsteina opisującej drgania optyczne.

Jak się powszechnie przypuszcza, co potwierdziły zresztą omawiane badania mössbauerowskie, jony pierwiastków ziem rzadkich nie biorą bezpośredniego udziału w wysokotemperaturowym nadprzewodnictwie; nie wnoszą istotnego wkładu do pasma elektronów przewodnictwa. Odgrywają one jednak bardzo ważną rolę w strukturze nadprzewodników ze względu na swoje rozmiary i zlokalizowany na nich ładunek elektryczny. Ich trójwartościowość, dwuwartościowość jonów baru i odpowiednia stechiometria tlenu prowadzą do takiego stopnia utlenienia atomów miedzi (2,4), który umożliwia metaliczny charakter przewodnictwa elektrycznego wysokotemperaturowych nadprzewodników elektrycznych.

4.4. Mössbauerowskie badania wysokotemperaturowych nadprzewodników $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ prowadzone przy użyciu izotopu ^{57}Fe

Ostatnio coraz więcej uwagi poświęca się mössbauerowskim badaniom wysokotemperaturowych nadprzewodników prowadzonym przy użyciu izotopu ^{57}Fe , wprowadzonego podstawieniowo w niewielkich ilościach w położenia sieciowe miedzi. Jony miedzi, pospołu z atomami tlenu a także i lukami tlenowymi, są odpowiedzialne za wysokotemperaturowe nadprzewodnictwo. Sonda mössbauerowska (^{57}Fe) jest zlokalizowana w pozycjach otoczonych lukami tlenowymi. Jest ona nadzwyczaj wrażliwa na rodzaj, liczbę i rozmieszczenie swoich najbliższych sąsiadów. Tą wrażliwością i nie w pełni kontrolowanymi warunkami syntezy i termicznej obróbki próbek ($\delta \approx ?$) należy tłumaczyć ogromną mozaikę wyników badań mössbauerowskich [20, 21, 23–43] i towarzyszącą tej mozaice różnorodność stawianych hipotez interpretacyjnych. Badane dotychczas domieszkowane nadprzewodniki $\text{REBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ różniły się między sobą głównie stężeniem żelaza ($0,001 < x \leq 0,10$) i trudną do dokładnego określenia zawartością tlenu w cząsteczce. Obydwa te parametry mają, jak wiemy, istotny wpływ na strukturę krystaliczną nadprzewodnika (ortorombowa, tetragonalna) z czego — zwłaszcza w początkowym okresie badań — nie zdawano sobie dokładnie sprawy.

Widmo mössbauerowskie niedotlenionego nadprzewodnika $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0,999}^{57}\text{Fe}_{0,001})_3$



Rys. 14. Widma mössbauerowskie wyznaczone dla związku $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0,999}^{57}\text{Fe}_{0,001})_3\text{O}_{7-\delta}$ [20]: A — próbka niedotleniona, B i C — próbka dotleniona. Krzywa przerywana pokazuje widmo C nasunięte na widmo B

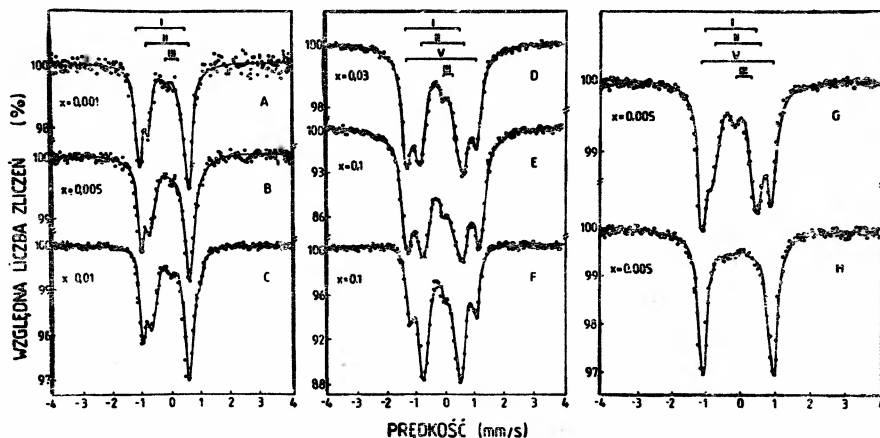
$\text{O}_{7-\delta}$ wyraźnie różni się od widma nadprzewodnika dotlenionego [20]. Można je (rys. 14) rozłożyć na pięć symetrycznych dubletów kwadrupolowych (I do V), różniących się między sobą przesunięciami izomerycznymi, a zwłaszcza kwadrupolowymi rozszczepieniami, szerokościami połówkowymi linii i swoimi udziałami w sumarycznym widmie. Należyte dotlenienie nadprzewodnika znacznie upraszcza kształt widma. Znikają dwa dublety kwadrupolowe (IV i V), a parametry trzech pozostałych nie zmieniają się w sposób znaczący (tab. 1). Przejście próbki w stan nadprzewodnictwa elektrycznego nie powoduje widocznych zmian kształtu jej widma mössbauerowskiego (rys. 14), a więc przejściu temu nie towarzyszy zmiana konfiguracji elektronowych atomów mössbauerowskich.

Jak wynika z numerycznej analizy widm mössbauerowskich w nadprzewodniku dotlenionym atomy żelaza posiadają trzy nierównoważne sobie rodzaje otoczeń, a w próbce niedostatecznie dotlenionej jeszcze dodatkowo dwa inne. Przyporządkowanie każdemu dubletowi kwadrupolowemu jednego, jemu odpowiadającego, typu otoczenia atomów mössbauerowskich nie jest rzeczą łatwą. Próbka niezupełnie dotleniona ($0 < \delta < 1$) jest z pewnością mieszaniną fazy ortorombowej i fazy tetragonalnej, próbka odpowiednio dotleniona ($\delta \approx 0$) jest czystą fazą ortorombową, a próbka silnie odtleniona ($\delta \approx 1$) —

Tabela 1. Parametry oddziaływań nadsubtelnych wyznaczone z widm mössbauerowskich związku $\text{YBa}(\text{Cu}_{0,999}\text{Fe}_{0,001})_2\text{O}_{7-\delta}$. T — temperatura, DK — dublet kwadrupolowy, δ — izomeryczne przesunięcie względem żelaza metalicznego, ΔE — kwadrupolowe rozszczepienie, Γ — szerokość połowkowa linii, A — względna powierzchnia dubletu [20].

Próbka	T [K]	DK	δ [mm/s]	ΔE [mm/s]	Γ [mm/s]	A (%)
Niedotleniona	295	I	$-0,16 \pm 0,01$	$1,50 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,03$	25 ± 4
		II	$-0,05 \pm 0,01$	$1,00 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,07$	24 ± 8
		III	$-0,01 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$	$0,73 \pm 0,09$	16 ± 13
		IV	$0,44 \pm 0,01$	$1,00 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,05$	22 ± 4
		V	$0,02 \pm 0,01$	$2,00 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,01$	13 ± 2
Dotleniona	295	I	$-0,17 \pm 0,01$	$1,56 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,01$	36 ± 2
		II	$-0,03 \pm 0,01$	$1,10 \pm 0,01$	$0,52 \pm 0,03$	58 ± 5
		III	$-0,01 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$	$0,23 \pm 0,06$	6 ± 2
	78	I	$-0,08 \pm 0,01$	$1,58 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,02$	32 ± 4
		II	$0,07 \pm 0,01$	$1,08 \pm 0,01$	$0,59 \pm 0,04$	63 ± 7
		III	$0,12 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,08$	$0,27 \pm 0,21$	5 ± 5

fazą tetragonalną. Dublety kwadrupolowe I, II i III — które występują w widmach obydwóch próbek — należy przypisać fazie ortorombowej, natomiast dublety IV i V — obecne tylko w widmie próbki nienależycie dotlenionej — wyłącznie fazie tetragonalnej. Za takim przyporządkowaniem przemawia również to, że udział dubletu V w widmie wyraźnie maleje po dotlenieniu nadprzewodnika (rys. 15, porównaj E i F), a rośnie po jego odtlenieniu (rys. 15, porównaj G i H). Proces pierwszy, jak wiemy, prowadzi do poprawy nadprzewodzących właściwości próbki a drugi do zmiany struktury krystalicznej z ortorombowej w tetragonalną. Można stąd wnosić, że dublet V odpowiada żelazu w pozycji CuI pozbawionej czterech atomów tlenu w płaszczyźnie (a, b), a więc w pozycji mającej tetragonalną symetrię punktową. Występuje on w widmach mössbauerowskich wszystkich tych próbek, w których oprócz fazy ortorombowej występuje jeszcze faza tetragonalna lub jest ona jedyną fazą w całej próbce. Pochodzenie dubletu IV nie jest znane. Korzystając wyłącznie z analizy absorpcji jądrowej promieniowania gamma przez żelazo zlokalizowane w pozycjach CuI i CuII można by sądzić, że dublet I należy przypisać pozycjom CuI, a dublet II — pozycjom CuII, występującym w nadprzewodniku o fazie ortorombowej. Jeżeli żelazo jednakowo łatwo, co nie jest jednak takie oczywiste, wchodzi do obydwóch pozycji, to przy małej jego koncentracji w próbce powinno być go dwa razy więcej w pozycjach CuII niż w CuI. W podsieci CuII żelazo powinno zatem około dwa razy silniej absorbować promieniowanie gamma niż w CuI. Dla cienkiego absorbenta, a taki był użyty przy wyznaczaniu widm pokazanych na rys. 14, powierzchnia widma mössbauerowskiego jest proporcjonalna do całkowitej absorpcji jądrowej promieniowania gamma. Stosunek powierzchni dubletu II do powierzchni dubletu I (rys. 14, tab. 1) wynosi dwa, a więc jest taki sam jak przewidywany stosunek całkowitej ilości żelaza w pozycjach CuII do ilości żelaza w pozycjach CuI. Stąd możliwość przyporządkowania dubletu I pozycjom CuI a dubletu II pozycjom CuII. Dziwi jednak znacznie większa szerokość połowkowa linii dubletu II niż linii dubletu I, świadcząca o dużym rozmyciu gradientu pola elektrycznego w pozycjach CuII, mimo tego że większego nie-



Rys. 15. Widma mössbauerowskie związków $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ wyznaczone w temperaturze pokojowej dla dobrze dotlenionych próbek (A do F), dla próbki niewystarczająco dotlenionej (G) oraz dla próbki hartowanej z 1273 K (H) [21]: A ($x = 0,001$), B ($x = 0,005$), C ($x = 0,01$), D ($x = 0,03$), E ($x = 0,1$), F ($x = 0,1$ — dłużej dotleniana niż E), G ($x = 0,005$), H ($x = 0,005$)

porządku w rozmieszczeniu luk tlenowych należy oczekiwać wokół pozycji CuI a nie CuII. Szerokości połówkowe linii dubletu I i II wydają się więc wskazywać na poprawność odwrotnego przyporządkowania: dubletu I pozycjom CuII, a dubletu II pozycjom CuI. Takie przyporządkowanie pociąga jednak za sobą konieczność przyjęcia hipotezy, że żelazo preferencyjnie obsadza pozycje CuI w nadprzewodniku, znacznie łatwiej wchodzi do pozycji CuI niż do CuII. Wydaje się, że nie jest to niemożliwe, gdyż w pozycji CuI atom żelaza może znaleźć dla siebie więcej miejsca niż w CuII — łatwiej więc do niej wchodzi. Jest jeszcze inna przesłanka, na podstawie której można by sądzić, że pozycjom CuI odpowiada dublet II, a pozycjom CuII — dublet I. Opiera się ona na porównaniu wartości gradientów pól elektrycznych pochodzących od sieci krystalicznej i działających w pozycjach CuI i CuII. Wartości stosunku gradientów pól elektrycznych wyznaczone dla jąder atomów miedzi metodą elektrycznego rezonansu kwadrupolowego [22] a dla jąder atomów żelaza metodą spektroskopii mössbauerowskiej [20] wynoszą odpowiednio 1,423 i 1,418. Duża zbieżność tych wartości, wyznaczonych różnymi metodami, przemawia na korzyść zaproponowanego przyporządkowania dubletu I pozycjom CuII a dubletu II pozycjom CuI. Nie wiadomo jednak czy gradienty pól elektrycznych, mierzone każdą z użytych metod, były wyłącznie pochodzenia sieciowego; atomy danego pierwiastka zlokalizowane w pozycjach CuI i CuII mogą mieć różne konfiguracje elektronowe i mogą dawać różne własne przyczynki do gradientu pola elektrycznego. Zbieżność przytoczonych liczb może więc być zupełnie przypadkowa. Nie wykluczone jest nawet, że nie tylko dublet V, ale także dublet I oraz dublet II należy przypisać pozycjom CuI — mającym jednak w każdym z tych trzech przypadków inne otoczenia tlenowe — i ta hipoteza wydaje się być najbardziej prawdopodobną. Uzasadnienia dla niej należy szukać wśród wyników badań mössbauerowskich przeprowadzonych dla nadprzewodników zawierających bardzo małe ilości żelaza ($x < 0,01$) i mających różne stopnie dotlenienia ($0 < \delta < 1$).

Wydaje się jednak, że poza dwoma przypadkami [20, 21] wszystkie dotychczasowe

badania mössbauerowskie zostały wykonane prawie wyłącznie dla próbek o strukturze tetragonalnej, uwarunkowanej małym stopniem dotlenienia lub częściej — za dużą ilością żelaza. W tych dwóch przypadkach badania przeprowadzono między innymi dla nadprzewodników czysto ortorombowych — dobrze dotlenionych i zawierających bardzo małe ilości żelaza ($x = 0,001$; $0,05$) — i otrzymano dla nich stosunkowo proste widma mössbauerowskie (rys. 14B i C oraz rys. 15A, B i C). Widma te nie posiadają dubletu V — o rozszczepieniu 2 mm/s. Dublet ten odpowiada, jak wiemy, żelazu w pozycjach CuI pozbawionych czterech atomów tlenu w płaszczyźnie (a, b), czyli w pozycjach mających tetragonalną symetrię punktową. Takich tetragonalnych otoczeń pozycji CuI nie ma w nadprzewodnikach dobrze dotlenionych o ortorombowej strukturze krystalicznej. Ale nawet dla próbek ubogich w żelazo ($x = 0,005$) można, przez niewystarczające ich dotlenienie, otrzymać mieszaninę fazy ortorombowej i tetragonalnej (rys. 15G) lub głównie fazę tetragonalną (rys. 15H), w widmie mössbauerowskim której dominuje dublet V. Obecność tego dubletu w widmie próbki ubogiej w żelazo świadczy o tym, że była ona źle zsyntezowana; posiada za mało tlenu. Dobrze dotleniona próbka o tej samej zawartości żelaza nie ma w swoim widmie mössbauerowskim dubletu V (rys. 15, porównaj B i G). Dublety I, II i III — występujące w widmach mössbauerowskich pokazanych na rysunkach 14B i C oraz 15A, B i C — wskazują jednoznacznie na to, że atomy żelaza w ortorombowych nadprzewodnikach mają trzy nierównoważne sobie rodzaje otoczeń. Wygrzanie próbki $x = 0,001$ przez 5 minut w atmosferze argonu w temperaturze zaledwie 623 K spowodowało prawie całkowite zniknięcie otoczeń odpowiadających dubletowi I na rzecz otoczeń reprezentowanych przez dublet II [21]. Jest mało prawdopodobne by w tak niskiej temperaturze zachodziła, poprzez dyfuzję, migracja atomów żelaza między pozycjami CuI i CuII. Możliwe jest natomiast częściowe odtlenienie nadprzewodnika i to prawie wyłącznie z otoczeń CuI. Można stąd wnosić, że dublety I i II odpowiadają atomom żelaza zlokalizowanym w pozycjach CuI ale o innym otoczeniu tlenowym, bogatszym w tlen w pierwszym a uboższym w drugim przypadku. Jeśli dublet I reprezentuje żelazo w pozycji CuI o symetrii ortorombowej, czyli otoczonej w płaszczyźnie (b, c) czterema atomami tlenu, to dublet II należałoby przyporządkować żelazu zlokalizowanemu w pozycji CuI ale otoczonej tylko trzema atomami tlenu w płaszczyźnie (b, c). Rezultatem silnego niedotlenienia próbki jest zanikanie dubletów I i II widocznych na rys. 15G na rzecz dubletu V dominującego w pokazanym na rys. 15H widmie mössbauerowskim próbki bardzo ubogiej w tlen. Wydaje się więc, że dublety I, II i V odpowiadają atomom żelaza znajdującym się w pozycjach CuI o różnych otoczeniach tlenowych: I — cztery atomy tlenu w płaszczyźnie (b, c), II — trzy atomy tlenu w płaszczyźnie (b, c), V — brak atomów tlenu w płaszczyźnie (a, b). Skojarzenie dubletów I, II i V z atomami żelaza zlokalizowanymi wyłącznie w pozycjach CuI znajduje także potwierdzenie w widmach mössbauerowskich [23] wyznaczonych dla tetragonalnej próbki nadprzewodzącej ($x = 0,033$) przed jej odtlenieniem i po kilkusekundowym jej odtlenieniu w próżni w temperaturze zaledwie 427 K. Odtlenienie spowodowało silną redukcję amplitud środkowych linii widma, pochodzących od dubletów I i II, na rzecz linii zewnętrznych odpowiadających dubletowi V. Wydaje się, że w temperaturze 473 K możliwe jest tylko usuwanie tlenu z pozycji CuI. Rezultatem tego procesu były obserwowane zmiany amplitud linii du-

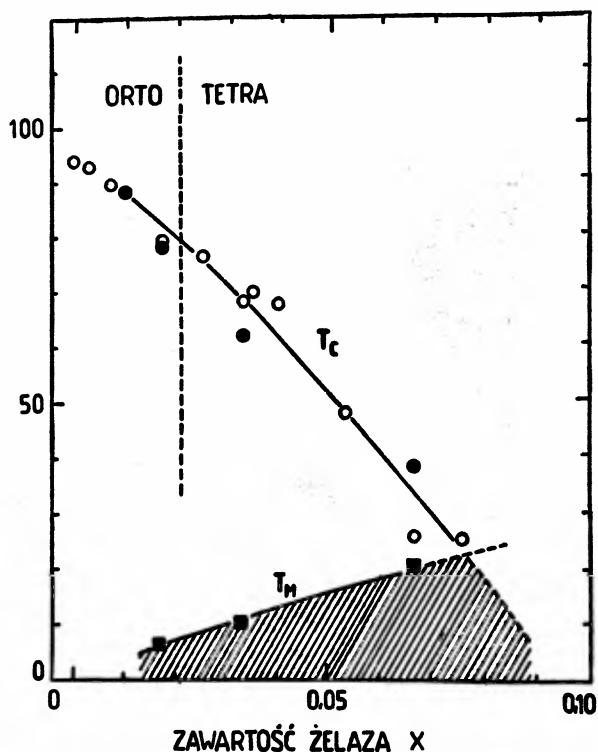
bletów I, II i V kojarzonych z różnymi konfiguracjami atomów tlenu wokół pozycji Cu I zajmowanych przez atomy żelaza.

Dublet III pokazany na rysunkach 14 i 15 odpowiada niewątpliwie takim pozycjom zajmowanym przez atomy żelaza w nadprzewodniku, które mają najbardziej symetryczne swoje otoczenie; wydaje się, że są to pozycje Cu II. Przypuszcza się, że za ten dublet odpowiedzialne jest żelazo trójwartościowe o wysokospinowej konfiguracji elektronowej $5S_{2/2}$. Nadształta magnetyczna struktura widm mössbauerowskich obserwowana w niskich temperaturach dla nadprzewodników wysokotemperaturowych $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$ wydaje się potwierdzać powyższe przypuszczenie.

Zastosowanie zewnętrznego pola magnetycznego nie ma wyraźnego wpływu na kształt widma mössbauerowskiego wyznaczonego dla związku w stanie nadprzewodzącym i to bez względu na to czy nadształta struktura widma jest wyłącznie rezultatem kwadrupolowego oddziaływania elektrycznego, czy jeszcze dodatkowo dipolowego oddziaływania magnetycznego. To z całą pewnością należy tłumaczyć diamagnetycznym ekranowaniem jąder żelaza od zewnętrznego pola magnetycznego występującym w próbce w stanie nadprzewodnictwa elektrycznego. Metodą efektu Mössbauera próbowano nawet oszacować stopień tego ekranowania w poszczególnych pozycjach sieci krystalicznej zajmowanych przez atomy żelaza [24].

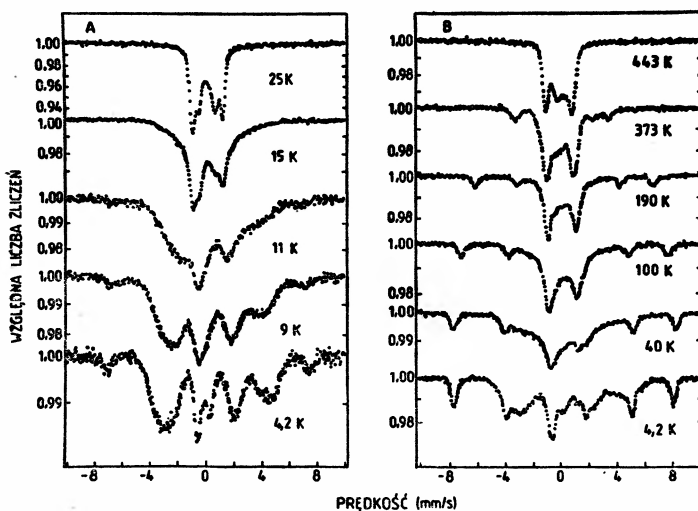
Z dużym zainteresowaniem oczekiwano od spektroskopii mössbauerowskiej odpowiedzi na intrygujące pytanie czy w związkach $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$ mogą, w tej samej podsiłci, współistnieć nadprzewodnictwo i magnetyzm. W wielu laboratoriach [21, 23–38] obserwowano nadształtną strukturę magnetyczną w widmach mössbauerowskich wyznaczonych w niskich temperaturach dla nadprzewodników $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$. Nie wyjaśniono jeszcze definitywnie czy jest ona zawsze dowodem długozasięgowego uporządkowania momentów magnetycznych żelaza, czy rezultatem paramagnetycznego rozszczepienia zcemanowskiego poziomów jądrowych, obserwowanego metodą spektroskopii mössbauerowskiej przy długich czasach relaksacji spinowej. Nie można wykluczyć, że zależy to od koncentracji żelaza w próbce. Przy wzroście zawartości żelaza w nadprzewodniku magnetyczna struktura widma mössbauerowskiego pojawia się w wyższych temperaturach. Można stąd wnosić, że dla nadprzewodników bogatych w żelazo jest ona rezultatem dalekozasięgowych oddziaływań magnetycznych występujących między atomami żelaza. Metodą spektroskopii mössbauerowskiej można stosunkowo łatwo określić temperaturę, w której pojawia się w nadprzewodniku uporządkowanie magnetyczne atomów żelaza. Na rys. 16 pokazano zależność temperatury krytycznej nadprzewodników $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$ i zależność temperatury uporządkowania magnetycznego w tych nadprzewodnikach od ilości zawartego w nich żelaza. W obszarze łączącym pod krzywymi przedstawiającymi te zależności współistnieją nadprzewodnictwo i magnetyzm. Nie wiadomo jednak czy pojawienie się magnetycznego uporządkowania atomów żelaza ma znaczny wpływ na nadprzewodnictwo elektryczne próbki.

Próbka dotleniona (nadprzewodząca) ma zupełnie inne właściwości magnetyczne niż próbka niedotleniona (półprzewodząca). Ilustrują to pokazane na rys. 17 widma mössbauerowskie [25]. Zostały one wyznaczone w różnych temperaturach dla dwóch próbek zawierających te same ilości żelaza ($x = 0,08$); jedna była dotleniona (A) a druga



Rys. 16. Zależność temperatury krytycznej nadprzewodników (T_c) i zależność temperatury ich uporządkowania magnetycznego (T_M) od koncentracji żelaza (x). W obszarze zakreśkowanym nadprzewodnictwo współistnieje z magnetyzmem. Granicę między fazą ortorombową i fazą tetragonalną nadprzewodników zaznaczono pionową linią przerywaną [23]

niedotleniona (B). Obie te próbki musiały posiadać strukturę tetragonalną; nadprzewodząca ze względu na stosunkowo dużą zawartość żelaza. Obie miały takie same otoczenia tlenowe wokół pozycji CuII, ale różniły się otoczeniami tlenowymi wokół pozycji CuI. Różniły się z pewnością jeszcze tym, że w próbce niedotlenionej atomy miedzi w pozycjach CuII — jak wynika z badań neutronowych [44] — były uporządkowane antyferromagnetycznie, a w próbce dotlenionej nie były. Jak się wydaje, właśnie te dwie różnice doprowadziły do (obserwowanych metodą efektu Mössbauera) odmienności magnetycznych badanych próbek. Widmo mössbauerowskie próbki niedotlenionej wyznaczone w temperaturze 373 K (rys. 17B) nie ma dubletów I, II i III a składa się głównie z dubletu V — odpowiadającego żelazu zlokalizowanemu w pozycjach CuI pozbawionych czterech atomów tlenu w płaszczyźnie (a, b) — oraz sekstupletu zeemanowskiego o wyraźnie widocznych liniach zewnętrznych. Ten sekstuplet pochodzi od atomów żelaza zlokalizowanych w pozycjach CuII i jest bezpośrednim dowodem uporządkowania ich momentów magnetycznych poprzez sprzężenie z antyferromagnetycznie uporządkowanymi atomami miedzi. Wraz z obniżeniem temperatury wzrasta natężenie nadsubtelnego pola magnetycznego działającego na jądra atomów żelaza w pozycjach CuII do wartości 50 T, którą przyjmuje w temperaturze 4,2 K. Jest to typowa wartość dla wysokospinowej kon-



Rys. 17. Widma mössbauerowskie wyznaczone w różnych temperaturach dla związku $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.92}\text{Fe}_{0.08})_3\text{O}_{7-\delta}$ [25]: A — próbka dotleniona (nadprzewodząca), B — próbka hartowana (półprzewodząca)

figuracji elektronowej trójwartościowego żelaza. Z temperaturowej zależności tego pola wyznaczono temperaturę uporządkowania magnetycznego (423 K), której wartość dobrze zgadza się z wartością temperatury Néela wyznaczoną wcześniej metodą dyfrakcji neutronów dla niedomieszkowanych związków $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ubogich w tlen. Poniżej 200 K zaczyna się porządkowanie momentów magnetycznych pozostałych atomów żelaza w próbce, które w początkowej fazie objawia się rozmyciem linii widma w środkowej jego części. Dotlenienie próbki hartowanej (półprzewodzącej) spowodowało zniknięcie sekstupletu zeemanowskiego [26] i pojawienie się dubletu III. Ta obserwacja potwierdza przypuszczenie, że dublet III należy wiązać z atomami żelaza znajdującymi się w pozycjach CuII.

Dla próbki dotlenionej (nadprzewodzącej), z powodu braku antyferromagnetycznego uporządkowania atomów CuII, magnetyczna struktura widma mössbauerowskiego (rys. 17A) zaczyna się pojawiać w znacznie niższej temperaturze (< 25 K) niż dla próbki hartowanej (rys. 17B) o tej samej zawartości żelaza. Odwrotnie niż w próbce hartowanej, w miarę obniżania temperatury magnetyczne porządkowanie się atomów żelaza zaczyna się w próbce nadprzewodzącej najpierw tam, gdzie żelaza jest więcej, a więc w pozycjach CuI, a dopiero później (w niższej temperaturze) w pozycjach CuII. Jak wynika z badań mössbauerowskich znacznie więcej żelaza wchodzi do pozycji CuI niż do CuII mimo tego, że pierwszych pozycji jest dwa razy mniej niż drugich.

Wiele już wiadomo na temat wysokotemperaturowych nadprzewodników, ale tajemnic jest jeszcze ogromnie dużo. Należy mieć nadzieję, że dalsze badania już wkrótce wyjaśnią znaczną część istniejących jeszcze wątpliwości i skorygują niektóre zaprezentowane w tym artykule wstępne opinie.

5. Zakończenie

Nauka i technika wkraczają obecnie w nowy okres rewolucji naukowo-technicznej, w erę wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa elektrycznego. O tempie i zakresie rozwoju tej rewolucji zadecydują trzy ważne zastosowania nadprzewodnictwa: wytwarzanie energii elektrycznej w reakcji fuzji, zachodzącej w ultragorącej plazmie, która musi być utrzymywana w ograniczonej objętości przestrzeni przez bardzo silne pola magnetyczne cewek nadprzewodzących; bezstratne wytwarzanie, przesyłanie i magazynowanie energii elektrycznej; beztarciowy transport oparty na lewitacji magnetycznej. Prace prowadzone w tym zakresie są już w dużym stopniu zaawansowane; projekty są przemyślane. W związku z tym należy spodziewać się szybkiego postępu. Możliwości urzeczywistnienia tych projektów już od dawna istniały ale dopiero teraz stały się opłacalne. Utrzymanie urządzeń nadprzewodzących w temperaturze ciekłego azotu jest około 1000 razy tańsze niż w temperaturze ciekłego helu. Urzeczywistnienie tych trzech projektów na skalę światową byłoby dla ludzkości tak ważne, jak ważne było opanowanie ognia, zdobycie umiejętności wytopu żelaza, wykorzystania pary wodnej i paliw płynnych, ujarznienia energii jądrowej.

Można mieć nadzieję, że nowe źródła energii, oszczędne jej przesyłanie i magazynowanie, powszechny beztarciowy transport, ultraszybkie superkomputery, powszechnie dostępne tomografy, mniejsze i sprawniejsze akceleratory cząstek naładowanych ... mogą być już dziełem tych, których daty urodzin zbiegły się z odkryciami wysokotemperaturowych nadprzewodników.

Literatura

- [1] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
- [2] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torn, P. F. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, C. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 908 (1986).
- [3] J. J. Bara, „Spektroskopia Mössbauerska: Badania Magnetyków”, *Materiały Letniej Szkoły Magnetyzmu Białowieża — 1987*.
- [4] J. Bara, *Postępy Fizyki* **17**, 593 (1966).
- [5] J. Bara, *Postępy Fizyki* **18**, 13 (1967).
- [6] J. J. Bara, *Postępy Fizyki* **40**, 261 (1989).
- [7] W. L. McMillan, *Phys. Rev.* **167**, 331 (1968).
- [8] C. W. Kimball, S. P. Taneja, L. Weber, F. Y. Fradin, *Mössbauer Effect Methodology*, red. I. J. Gruverman, C. W. Sidel, Plenum Press, New York—London 1973, t. 9, str. 93.
- [9] D. J. Erickson, C. E. Olsen, R. D. Taylor, *Mössbauer Effect Methodology*, red. I. J. Gruverman, C. W. Sidel, R. D. Taylor, Plenum Press, New York—London 1974, t. 8, str. 73.
- [10] Y. Maeno, T. Tomita, M. Kyogoku, S. Awaji, Y. Aoki, K. Hoshino, A. Minami, T. Fujita, *Nature* **328**, 512 (1987).
- [11] Y. Maeno, T. Fujita, *Proceedings of Int. Conf. on High Temperature Superconductors and Materials and Mechanisms of Superconductivity, Interlaken, Switzerland 1988*, red. J. Mullen and J. L. Olsen, *Physica C*. **153-155** 1105 (1988).
- [12] M. Taniwaki, H. Sasaki, *Physica C*. **153-155**, 1549 (1988).
- [13] M. Eibschutz, D. W. Murphy, S. Sunshine, L. G. Van Uitert, S. M. Zahurak, W. H. Grodkiewicz, *Phys. Rev.* **B35**, 8714 (1988).

- [14] P. Dalmas de Réotier, P. Vulliet, A. Yaouanc, P. Chaudouet, S. Garçon, J. P. Sénateur, F. Weiss, L. Asch, G. M. Kalvius, *Physica C* **153-155**, 1543 (1988).
- [15] P. Dalmas de Réotier, P. Vulliet, A. Yaouanc, O. Hartmann, E. Karlsson, R. Wäppling, P. Chaudouët, S. Garçon, J. P. Sénateur, F. Weiss, T. O. Niinikoski, *Physica C* **153-155**, 1541 (1988).
- [16] G. Wortmann, C. T. Simmons, G. Kaindl, *Solid State Commun.* **64**, 1057 (1987).
- [17] H. H. A. Smit, M. W. Dirken, R. C. Thiel, L. J. de Jongh, *Solid State Commun.* **64**, 695 (1987).
- [18] H.-J. Bornemann, G. Czjzek, D. Ewert, C. Meyer, B. Renker, *J. Phys.* **F17**, L337 (1987).
- [19] C. Meyer, H.-J. Bornemann, H. Schmidt, R. Arhens, D. Ewert, B. Renker, G. Czjzek, *J. Phys.* **F17**, L345 (1987).
- [20] J. J. Bara, B. F. Bogacz, A. Szytuła, Z. Tomkowicz, *Solid State Commun.* **66**, 431 (1988).
- [21] E. Baggio-Saitovitch, I. Souza Azevedo, R. B. Scorzelli, H. Saitovitch, S. F. da Cunha, A. P. Guimaraes, P. R. Silva, A. Y. Takeuchi, *Phys. Rev.* **B37**, 7967 (1988).
- [22] M. Mali, D. Drinkmann, L. Pauli, J. Ross, H. Zimmermann, J. Hulliger, *Phys. Rev. Lett.* **A124**, 112 (1988).
- [23] T. Tamaki, T. Komai, A. Ito, Y. Maeno, T. Fuita, *Solid State Commun.* **65**, 43 (1988).
- [24] J. L. Dormann, S. C. Bhargava, C. Djega-Mariadassou, J. Jove, O. Gorochov, R. Suryaranarayan, H. Pankowska, *Physica C* **153-155**, 1553 (1988).
- [25] N. Nasu, H. Kitagawa, T. Kohara, Y. Oda, T. Shinjo, K. Asayama, F. E. Fujita, *Proc. of Int. Symp. on Non-equilibrium Sol. Phases (JIMIS), March 14-18, 1988, Kyoto.*
- [26] S. Nasu, H. Kitagawa, T. Kohara, Y. Oda, T. Shinjo, K. Asayama, F. E. Fujita, *Proc. MKS Symposium, 30 May — 3 June, 1988, Tokyo.*
- [27] J. M. D. Coey and K. Donnelly, *Z. Physik* **B67**, 513 (1987).
- [28] Z. Q. Qiu, Y. W. Du, H. Tang, J. C. Walker, W. A. Bryden, K. Moorjani, *J. Magn. Magn. Mat.* **69**, L221 (1987).
- [29] E. R. Bauminger, M. Kowitt, I. Felner, I. Nowik, *Solid State Commun.* **65**, 123 (1988).
- [30] X. Z. Zhou, M. Raudsepp, Q. A. Pankhurst, A. H. Morrish, Y. L. Luo, I. Maartense, *Phys. Rev.* **B36**, 7230 (1987).
- [31] Q. A. Pankhurst, A. H. Morrish, X. Z. Zhou, I. Maartense, *Hyperfine Interactions* **42**, 1235 (1988).
- [32] Q. A. Pankhurst, A. H. Morrish, X. Z. Zhou, *Phys. Lett.* **A127**, 231 (1988).
- [33] S. Nasu, H. Kitagawa, Y. Oda, T. Kohara, T. Shinjo, S. Asyama, F. E. Fujita, *Physica* **B148**, 484 (1987).
- [34] M. Takano, Y. Takeda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L1862 (1987).
- [35] M. W. Dirken, R. C. Thiel, H. H. A. Smit, H. W. Zandbergen, *Physica C* (w druku).
- [36] P. Imbert, G. Jéhanno, *J. Phys. (France)* **49**, 7 (1988).
- [37] P. Chaudouet, S. Garçon, J. P. Sénateur, F. Weiss, P. Dalmas de Réotier, P. Vulliet, A. Yaouanc, *Physica C* **153-155**, 1539 (1988).
- [38] I. S. Ljubutin, E. M. Smirnovskaja, V. G. Terziev, A. Ja. Szapiro, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **47**, 196 (1988).
- [39] B. Chevalier, L. Fournes, J. C. Grenier, N. Lagueyte, B. Lepine, J. Etourneau, M. Pouchard, *Physica C* **153-155**, 1561 (1988).
- [40] R. Gomez, S. Aburto, M. L. Marquina, M. Jiménez, V. Marquina, C. Quintanar, *Phys. Rev.* **B36**, 7226 (1987).
- [41] V. M. Czerenanov, M. A. Czyev, S. S. Jakimov, V. Ja. Gonczarov, S. A. Smirnov, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **47**, 354 (1988).
- [42] A. I. Czumakov, R. S. Łarina, G. V. Smirnov, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **47**, 324 (1988).
- [43] R. P. Sharma, K. G. Prasad, B. Jayaram, S. K. Agarwal, A. Gupta, A. V. Narlikar, *Phys. Lett.* **A128**, 217 (1988).
- [44] J. M. Tranquada, D. E. Cox, W. Kunnmann, H. Moudden, S. K. Shnhairane, M. Suenaga, P. Zolliker, D. Vaknin, S. K. Sinha, M. S. Alvarez, A. J. Jacobson, D. C. Johnston, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 156 (1988).

Ernst Brun

Universität Zürich
Zürich, Szwajcaria

Hierarchie uporządkowania *

Hierarchies of order in nonlinear systems

Abstract: Experimental observations and computer simulations of the nonlinear response are discussed for synergetic systems showing self-order. Experimental and theoretical evidence is presented that the instabilities, which lead to fixed point behaviour, limit-cycle behaviour and deterministic chaos, show a hierarchical structure. For many different systems these hierarchies are of universal nature.

1. Wprowadzenie

1.1. Układy synergetyczne

W ostatnim dziesięcioleciu rozwinęła się dziedzina badań, którą Hermann Haken [1] trafnie nazwał synergetyką. Jest to nauka o współdziałaniu części układu, a przedmiotem jej zainteresowania jest samorzutne uporządkowanie wywołane działaniem kolektywnym. Synergetyka bada złożone układy makroskopowe wielu składników oddziałujące z otoczeniem.

Części składowe (elementy) tych układów obdarzone indywidualnymi cechami będziemy dla uproszczenia nazywać cząstkami. Dla fizyka będą to atomy, jądra atomowe, fotony (kwanty światła), fonony (kwanty dźwięku), magnony (elementarne wzbudzenia magnetyczne), spiny (własne momenty pędu) i wiele innych. Dla chemików i naukowców zajmujących się biologią molekularną będą to przeważnie cząsteczki chemiczne, dla zoologów i botaników organella, organizmy, zwierzęta i rośliny. Dla socjologów mogą to być nawet ludzie. Możliwość wyobrażenia sobie jednakowych cząstek jest dla fizyka oczywistością, dla biologa możliwość taka jest co najmniej wątpliwa, dla socjologa wyobrażenie sobie dwóch jednakowych osobników ludzkich jest wprawdzie możliwe, lecz niezbyt przydatne jako zbyt daleko idące uproszczenie.

Przedmiotem naszych rozważań będą zjawiska opisywane równaniami nieliniowymi zachodzące w układach wielu cząstek. Słowo cząstka należy przy tym rozumieć w wyjaśniony powyżej sposób. Najprostszymi układami tego typu będą te, które składają się z cząstek identycznych, jak np. proste gazy i ciecze. Bardziej skomplikowane układy tego typu możemy sobie wyobrazić jako dwa bądź więcej podukładów składających się z różnego rodzaju cząstek. Części składowe układu winny przy tym oddziaływać nie tylko z innymi cząstkami tego układu, lecz również z otoczeniem. Oddziaływanie układu z otoczeniem jest odpowiedzialne za wymianę energii, pędu, momentu pędu, ładunku, materii,

* Artykuł „Ordnungs — Hierarchien” ukazał się w *Neujahrsblatt der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich*, 1986. Został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission]. (Przyp. Red.)

zasobów naturalnych, informacji itd. W uproszczeniu można oddziaływania podzielić na dwie klasy: na oddziaływania przeciwdziałające efektom korelacyjnym pomiędzy cząstkami i dlatego powodujące zachowanie indywidualności przez cząstki oraz na takie, które niejako zmuszają cząstki do „postępowania” kolektywnego. Pierwsza z tych klas oddziaływań obejmuje siły dysypatywne prowadzące m. in. do równowagi termodynamicznej, a przez to do możliwości zdefiniowania temperatury układu fizycznego. Oddziaływania należące do drugiej klasy umożliwiają samoorganizację. Pod ich wpływem cząstki tracą swą indywidualność, zaczynają się porządkować tak, że całość jest czymś więcej niż sumą swych części.

Oba typy oddziaływań współistnieją i prowadzą do nieliniowej dynamiki procesu. Jeżeli przeważają procesy kolektywne, wówczas dochodzi samorzutnie do powstania wspomnianych form uporządkowania w skali makroskopowej. Jeżeli decydującą rolę grają procesy o charakterze dysypatywnym, wówczas przedmiot rozważań ewoluuje w kierunku nieuporządkowania na poziomie indywidualnych cząstek. Współzawodnictwo pomiędzy oddziaływaniami o charakterze kolektywnym i dysypatywnym prowadzi na skutek nieliniowości do niestabilności i stanów dynamicznych o wielkiej różnorodności form.

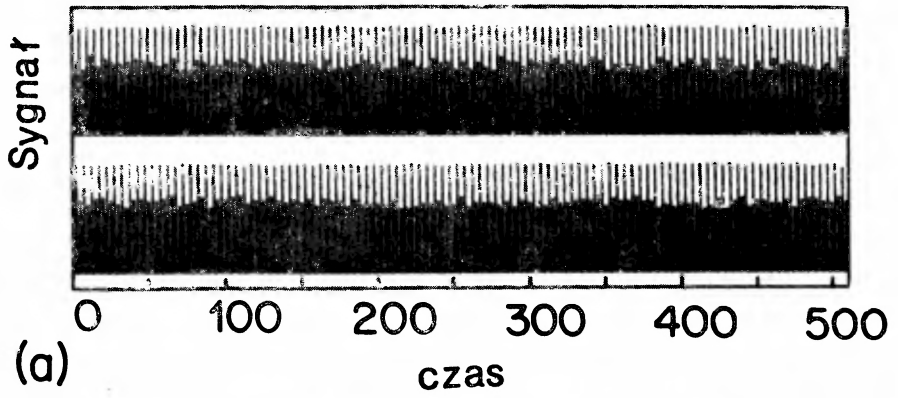
1.2. Parametr uporządkowania

Ponieważ układy będące przedmiotem naszych rozważań składają się z wielkiej liczby cząstek, posiadają one odpowiednio wiele stopni swobody. Precyzyjne określenie losów pojedynczej cząstki w takim układzie byłoby przedsięwzięciem niezwykle uciążliwym. Tutaj jednakże sama przyroda wychodzi nam naprzeciw. Wiele stopni swobody traci swój wpływ na przebieg procesu na skutek wspomnianego wyżej współzawodnictwa i związanych z nim uśrednień. W rozważaniach makroskopowych — a do takich chcemy się ograniczyć — owe stopnie swobody nie grają istotnej roli. Najczęściej tylko niewielka ich część ma znaczenie dla makroskopowej dynamiki procesu. Tym właśnie stopniom swobody odpowiadają w wielu wypadkach wielkości możliwe do zaobserwowania (mierzalne wartości średnie), którym możemy przyporządkować zmienne makroskopowe. One właśnie określają makroskopowy stan układu. Jeżeli wartości ich są różne od zera, to wartości te można uważać za miarę uporządkowania układu. Zdziwiający jest przy tym fakt, iż są one często jedynymi zmiennymi odpowiedzialnymi za uporządkowanie w układzie. Zmienne te są funkcjami czasu, bądź położenia i czasu.

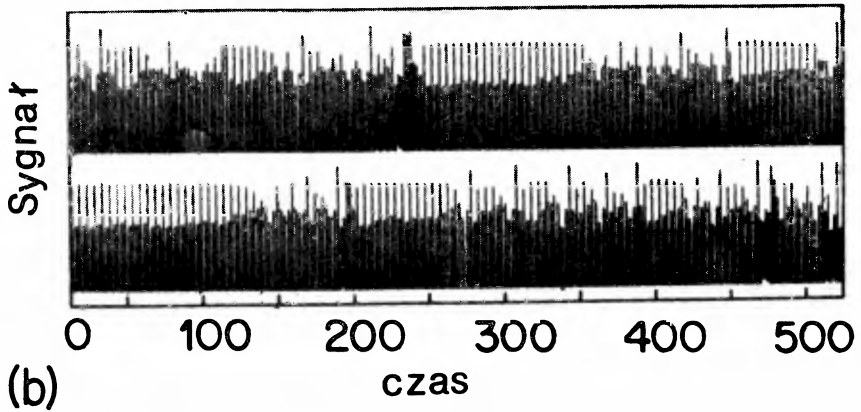
1.3. Zjawisko samoorganizacji

Zarówno doświadczenia dnia powszedniego, jak i eksperymenty naukowe dostarczają nam przykładów na powstawanie i zanik struktur samouporządkowanych (tworów makro- i mikroskopowych o charakterze fizycznym lub nie), nawet gdy zjawisk narodzin i śmierci stworzeń żywych nie będziemy tutaj brać pod uwagę.

Na przykład chmury są nie tylko regularnymi skupiskami najdrobniejszych cząstek wody, lecz również tworami dynamicznymi o fascynujących często kształtach. Na zdjęciach satelitarnych pojawiają się one jako obszerne wiry, regularne pasma lub uporządkowane, podobne do szachownicy zbiorowiska. Są to formy porządkowania się mas powietrza poddanego działaniu czynników mechanicznych i termicznych. Również pustynie i wy-

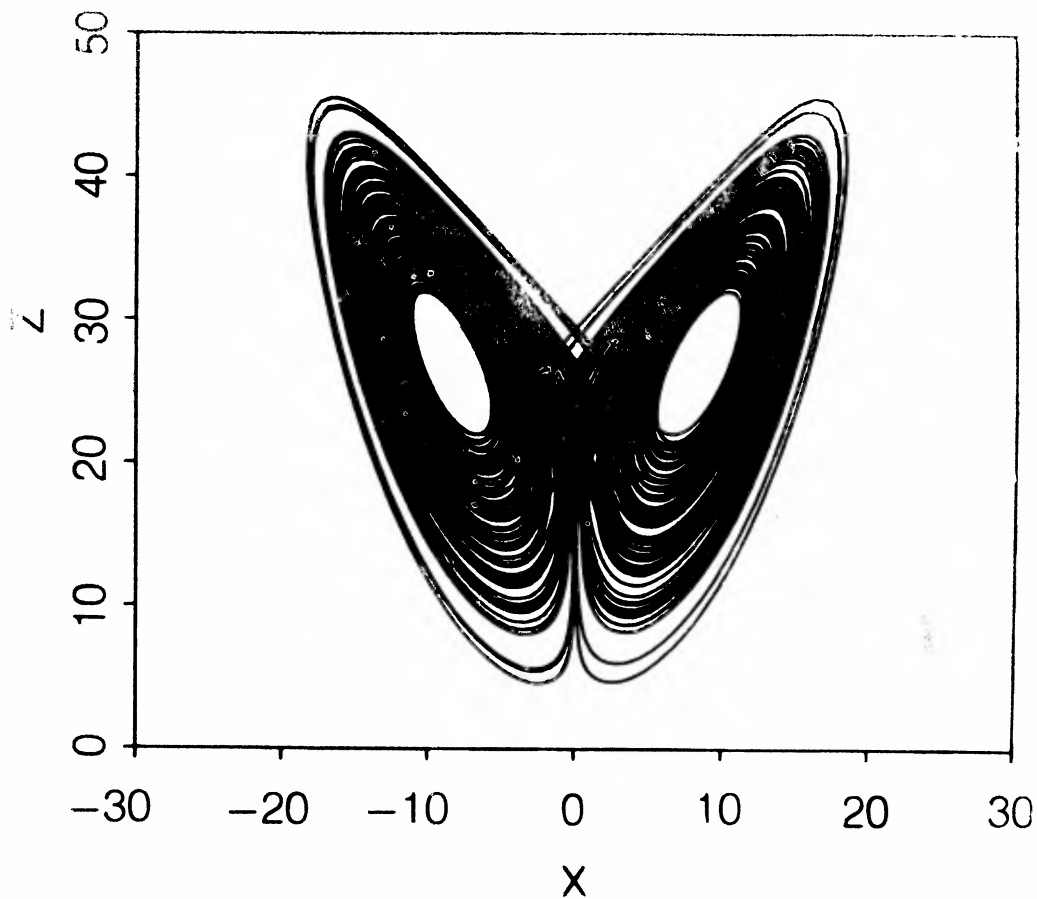


(a)



(b)

Rys. 22. Eksperymentalna zależność czasowa aktywności rasera w oknie periodyczności o okresie P5 (a) i następującej intermitencji (b) przy obniżaniu amplitudy modulacji



Rys. 23. Otrzymany numerycznie diagram: fazowy chaotycznego atraktora Lorenza. Rozwiązania $X(t)$ oraz $Z(t)$ równań (8.1, 2, 3) dla $r = 28$, $\sigma = 10$, $b = 8/3$ przedstawiono dla stanu stacjonarnego

brzeża nie są jedynie zamętem miliardów ziaren piasku. Wiatr i woda tworzą uporządkowane, wydmopodobne struktury powierzchniowe uderzające swą różnorodnością.

Szczególnie pouczającym przykładem samoorganizacji są tzw. komórki konwekcyjne Bénarda powstające w ogrzewanych gazach i cieczech. Aby komórki te móc zaobserwować, wystarczy umieścić mieszaninę oleju silikonowego z drobnoziarnistym, sproszkowanym aluminium w płaskim tyglu, który należy następnie ogrzewać od spodu. Przy powolnym ogrzewaniu olej pozostaje w spoczynku, chociaż ciepło przepływa w kierunku chłodnej powierzchni. Jeżeli zwiększymy dopływ ciepła, w oleju pojawią się powstałe spontanicznie prądy konwekcyjne. Po przekroczeniu krytycznej wartości strumienia ciepłego przepływającego przez mieszaninę ciecz, uprzednio pozostająca w spoczynku, staje się niestabilna. Szybko — najpierw pojedynczo, a potem w większej ilości — powstają nieregularne komórki konwekcyjne, jak to pokazano na rys. 1. Z fazą spontanicznego powstawania komórek Bénarda [2] łączy się dłużej trwające stadium przejściowe (stadium dopasowania), po którego zakończeniu dochodzi do „ujednoczenia” komórek ze względu na ich kształt i wzajemne odstępy. Osiągnięty wówczas stan jest stanem dynamicznym o wysokim stopniu uporządkowania, co nietrudno zauważyć na rys. 2.

Innym dobrym przykładem samoorganizacji jest tworzenie się ścieżek przepływu w cieczy znajdującej się pomiędzy dwoma koncentrycznymi walcami, z których zewnętrzny spoczywa, a wewnętrzny wiruje wokół swojej osi z częstością f_0 . Jeżeli wartość f_0 jest dostatecznie mała, wówczas ustala się równowaga dynamiczna — ciecz ma przepływ laminarny wokół osi walca. Jeśli f_0 będzie wzrastać, to po przekroczeniu krytycznej wartości f_c przepływ laminarny stanie się niestabilny — zaczynają się tworzyć pojedyncze komórki przepływu, które ostatecznie przechodzą w periodyczną strukturę komórkową. Te tzw. komórki Taylora [3, 4] można zaobserwować, jak to pokazano na rys. 3, jeżeli do cieczy znajdującej się pomiędzy cylindrami doda się drobnoziarnistego, sproszkowanego aluminium. Przy dokładniejszej obserwacji można stwierdzić, że pyłki aluminium poruszają się nie tylko wokół osi cylindra, ale również w jasnym, centralnym obszarze komórki na zewnątrz, a na ciemnych brzegach do wewnątrz. Widocznie ten dodatkowy ruch prowadzi do powstawania samoporządkujących się komórek przepływu.

Jak już podkreślaliśmy, powstawanie komórek Bénarda i Taylora w nieuporządkowanej cieczy związane jest z niestabilnością układu. Pojawia się ona wówczas, gdy pewien parametr kontrolny zmienia się powoli, aż do osiągnięcia lub przekroczenia pewnej wartości krytycznej. W przypadku komórek konwekcyjnych Bénarda parametrem tym jest gradient temperatury w warstwie oleju, w przypadku komórek Taylora — częstość obrotów ruchomego walca.

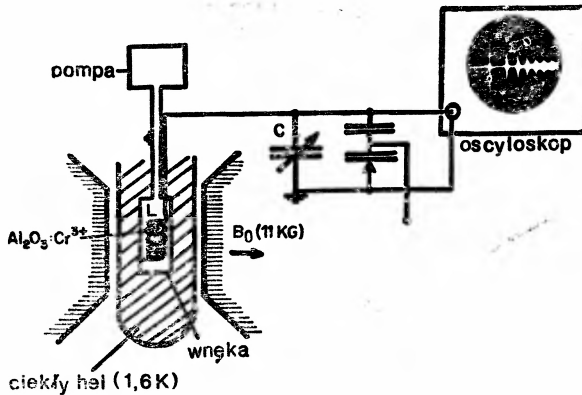
1.4. Równowaga trwała i nietrwała

Zjawisko kolektywnej organizacji, podczas której struktura uporządkowana powstaje z tworzywa bezpostaciowego jest wynikiem subtelnej współpracy cząstek układu synergetycznego. Przy ustalonych warunkach brzegowych cząstki te ewoluują w kierunku dynamicznego stanu równowagi. Stan ów można określić przy użyciu parametrów uporządkowania (zmiennych makroskopowych), które są bądź niezmiennie w czasie (punkty stałe), bądź charakteryzują się oscylacjami o stałej amplitudzie (cykle graniczne), bądź odznaczają się

stacjonarnymi nieregularnościami (jak „przypadkowo” wyglądające odchylenia). Stabilne stany równowagi nazywane są „przyciągaczami” (atraktorami). Jeżeli jakiś zewnętrzny parametr kontrolny będzie się zmieniał, wtedy atraktor może stać się niestabilny. Zmienia się on wówczas w „odpychacz” (repeler), a układowi nie pozostaje nic innego, jak wyszukanie sobie nowego atraktora, co ma miejsce podczas fazy przejściowej.

2. Bifurkacje

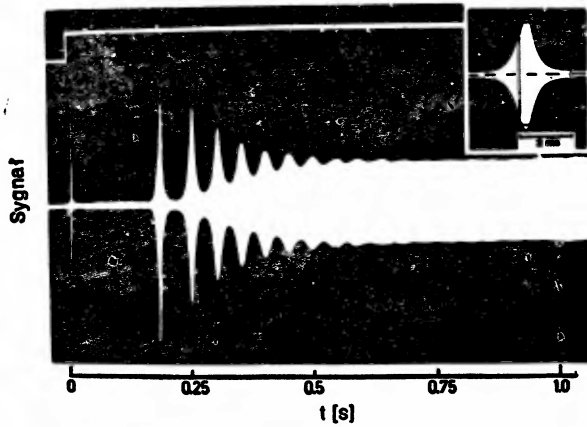
Obok rozpatrzonych już niestabilności prowadzących od nieuporządkowanych do uporządkowanych stanów równowagi, występują również inne polegające na zmianach stopnia uporządkowania, tzn. parametru uporządkowania. Spodziewamy się, iż parametry kontrolne mogą mieć większą liczbę punktów krytycznych a_n , przy których przekraczaniu struktura makroskopowa układu zmienia się spontanicznie. Jeżeli sytuacja taka rzeczywiście istnieje, wówczas mówimy o rozwidleniu lub bifurkacji w zachowaniu układu. W punkcie bifurkacji a_n atraktor zmienia się w repeler i jednocześnie powstaje nowy atraktor. Przed układem otwiera się droga prowadząca w kierunku nowego stanu



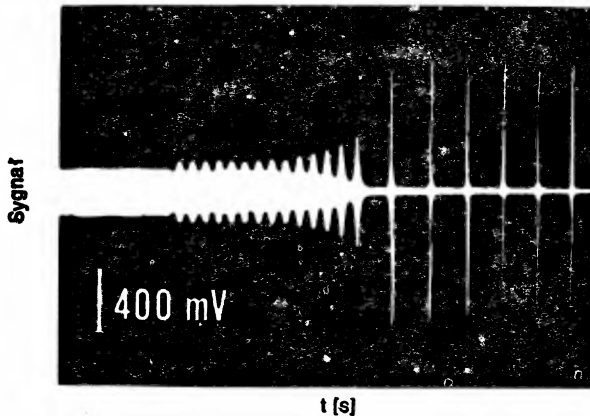
Rys. 4. Schemat raseru. Pompowane z częstotliwością mikrofalową spiny jąder ^{27}Al monokryształu rubinu ($Al_2O_3:Cr^{3+}$) wewnątrz cewki L wytwarzają sygnały o wysokiej częstotliwości radiowej, wtedy gdy L nastrojone jest za pomocą kondensatora o regulowanej pojemności C (regulacja z grubsza) i elektronicznie sterowanej diody o zmiennej pojemności (varicap) na częstotliwość magnetycznego rezonansu jądrowego (NMR) w polu B_0 .

uporządkowania, który zostaje osiągnięty spontanicznie po wyraźnej fazie przejściowej (ang. *transient*). Rozważania te zilustrujemy na przykładzie szczegółowo zbadanego lasera NMR [5, 6], który dalej będziemy nazywali raserem (od ang. *radio wave amplification by stimulated emission of radiation*), a którego schemat przedstawiony został na rys. 4.

Zasadniczą częścią raseru jest monokryształ rubinu (Al_2O_3 domieszkowany jonami Cr^{3+}) umieszczony wewnątrz cewki o indukcyjności L , która wraz z kondensatorem o regulowanej pojemności C tworzy obwód rezonansowy o częstotliwości rezonansowej $\omega_c = 1/\sqrt{LC}$. W silnym polu magnetycznym B_0 i w temperaturze ciekłego helu dochodzi do częściowego ustawienia się spinów jąder ^{27}Al wzdłuż kierunku pola magnetycznego. Wielkość i znak polaryzacji spinów są kontrolowane za pomocą pompowania mikro-



Rys. 5. Przebieg drgań przejściowych (ang. *transient*) aktywności raseru. Po ostrym impulsie o dużej amplitudzie trwającym ok. 2 ms, który jest przedstawiony w górnym prawym rogu w ok. 30-krotnym zmniejszeniu, następują po przerwie trwającej ok. 0,2 s. drgania relaksacyjne aktywności raseru, aż po ok. 0,75 s pojawi się stacjonarny sygnał o częstotliwości radiowej



Rys. 6. Niestabilność w zachowaniu raseru prowadzi spontanicznie od aktywności stacjonarnej (lewa strona rysunku) poprzez drgania o rosnącej amplitudzie (środek rysunku) aż do stacjonarnej pulsacji na wyjściu raseru (prawa strona rysunku)

falowego. Jeżeli ω_c jest różna od $\omega_0 = \gamma B$ (częstości rezonansowej magnetycznego rezonansu jądrowego), gdzie γ jest stosunkiem giromagnetycznym ^{27}Al , wówczas spiny jądra wykonują niespójną precesję wokół kierunku B_0 . Ten dynamiczny, nieuporządkowany stan równowagi jest bezpromienisty. Oscyloskop dołączony do obwodu LC rejestruje wówczas sygnał zerowy. Jeżeli zmienimy parametr kontrolny ω_c dostrajając obwód LC do częstości rezonansowej magnetycznego rezonansu jądrowego ($\omega_c = \omega_0$), dochodzi do bifurkacji. Bezpromienisty stan równowagi z atraktora staje się repelerem. Spiny jądra zaczynają się spontanicznie porządkować, by wykonywać spójną precesję wokół kierunku pola magnetycznego B_0 i indukują przy tym w cewce L napięcie o częstości radiowej, które może zostać zarejestrowane i sfotografowane na ekranie oscyloskopu.

Jak możemy wywnioskować z rys. 5, poszukiwaniom przez układ nowego atraktora podczas bifurkacji towarzyszy silny, krótki impuls, a po niedługiej przerwie bezpromienistej, powolne, tłumione drgania relaksacyjne aktywności raser. Asymptotycznie zostaje osiągnięty stan równowagi. Aktywność raser nie zmienia się, a atraktor jest punktem stałym.

Z rysunku 6 dla przykładu raser widać, że małe zmiany parametru kontrolnego prowadzą w pewnych warunkach do nowego stanu uporządkowania. W stanie wyjściowym aktywność raser oscyluje ze stałą amplitudą i częstością radiową w obecności zewnętrznego pola elektromagnetycznego. Jeżeli w określonej chwili natężenie tego pola zostanie lekko podwyższone, dochodzi do bifurkacji — raser staje się niestabilny. Aktywność waha się narastając wykładniczo, by ostatecznie osiągnąć stan równowagi dynamicznej, w którym fazy bezpromieniste występują na przemian z ostrymi impulsami aktywności (ang. *spiking*). Przejście to prowadzi najwidoczniej od niestabilnego punktu stałego do stabilnego cyklu granicznego. Stała w czasie aktywność raser staje się periodyczna. Raser w stanie stacjonarnym przekształca się przy tym w regularnie pulsujące źródło fal o częstości radiowej. Podobnie jak w przypadku opisanego wyżej impulsu, wewnętrzne właściwości układu określają częstość pulsacji.

3. Drogi do chaosu

Systematyczne badania niestabilności w układach nieliniowych w ostatnich latach nie tylko dostarczyły dużej liczby danych, lecz również doprowadziły do nowych odkryć o podstawowym charakterze. Okazało się, że sekwencje hierarchicznie uporządkowanych bifurkacji prowadzą od punktów stałych, poprzez cykle graniczne, do stanów, w których parametr uporządkowania wykazuje nieregularności stacjonarne, to znaczy wyglądające na przypadkowe odchylenia od stanów podstawowych. Takie zachowanie układu określa się mianem chaotycznego. Hierarchiczną sekwencję przechodzących w siebie niestabilności nazywa się drogą do chaosu.

Zwłaszcza fizyka i chemia dostarczają dzisiaj wielu przykładów na to, iż struktury uporządkowane w czasie i w przestrzeni spontanicznie ewoluują i w końcu, poprzez zhierarchizowane kroki, mogą być przeprowadzone w chaotycznie wyglądające formy. Ze zdziwieniem można przy tym skonstatować, że do chaosu prowadzi jedynie niewiele dróg, które są za to typowe i bywają w dodatku często niezależne od specyficznych właściwości układu. Z tego powodu drogi te nazywa się — zresztą zgodnie z duchem czasu — scenariuszami. Trzema najbardziej znanymi drogami do chaosu są: słynny scenariusz Feigenbauma [7], gdzie chaos zostaje osiągnięty poprzez kolejne bifurkacje z podwojeniem okresu; scenariusz Ruelle'a-Takensa [8], w którym do chaosu prowadzą poprzez niewspółmiernie oscylujące cykle graniczne co najmniej dwie bifurkacje; scenariusz Pomeau-Manneville'a [9], gdzie periodyczny stan równowagi zostaje osiągnięty przez zmiany parametru kontrolnego w nierównomiernych odstępach tak, że fazy quasi-periodyczne występują nieregularnie na przemian z chaotycznymi impulsami. Ze wzrostem zmian parametru kontrolnego nieregularność przerywania (migotania, intermitencji) staje się coraz większa, aż w końcu fazy quasi-periodyczne zanikają i chaotyczne zachowanie

układu przeważa. Obok trzech wymienionych scenariuszy, które zyskały szczególny rozgłos dzięki swojej uzasadnionej matematycznie uniwersalności, istnieją również inne, jak na przykład scenariusz Waldnera-Yamasakiego [10], który daje się zaobserwować w magnesach, i który charakteryzuje się tym, że droga do chaosu przebiega w nieregularnych okresach.

W pełni zaskakujące było odkrycie, iż chaos na poziomie parametru kontrolnego nie jest zjawiskiem nieuporządkowanym, lecz zhierarchizowaną formą dynamicznego uporządkowania. Dlatego drogi do chaosu stają się jednocześnie drogami poprzez chaos. Aby zilustrować ten ważny punkt widzenia, z bogatego materiału doświadczalnego wybierzemy kilka przykładów, które szczególnie nadają się do przedstawienia wyżej naszkicowanych idei. Na początku przedstawimy elementarny przykład z matematyki dynamiki dyskretniej, który posłuży nam także do sprecyzowania wprowadzonych wcześniej pojęć.

4. Dyskretna dynamika logistyczna

Stojąc przed zadaniem symulacji ewolucji pewnego gatunku roślin lub zwierząt założymy, że liczebność populacji x_{n+1} w chwili $n+1$ zależy jednoznacznie od liczebności populacji x_n w chwili n , a zatem że może zostać przedstawiona w postaci

$$x_{n+1} = f(x_n), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

zadnostkowe odstępów czasu są określone przez biologiczny rytm zjawiska. Na przykład zależność liczebności x_{n+1} populacji ryb lub insektów na ograniczonym obszarze w lecie roku $n+1$ od liczebności x_n populacji w roku n można opisać w ten właśnie sposób.

Idealizując model postulujemy, że $f(x)$ ma postać funkcji logistycznej

$$f(x) = 4ax(1-x). \quad (1)$$

Funkcja $f(x)$ jest nieliniowa; ekolodzy mówią, że jest ona zależna od gęstości. Funkcja ta jawnie rośnie dla małych wartości x — mamy do czynienia ze wzrostem liczebności populacji. Od pewnej wartości liczebności populacji indywidualne osobniki zaczynają przeszkadzać w dalszym jej rozwoju, czego jednym z powodów mogłaby być niewystarczająca wielkość zasobów pożywienia. Interesuje nas teraz dynamika liczebności populacji podczas wielu jednostek czasowych przy ograniczonej możliwości rozwoju populacji jako funkcji dowolnie w modelu dobieralnego parametru kontrolnego a . Przyjmujemy przy tym pewną z góry unormowaną liczebność populacji (gęstość) w taki sposób, że $f(x=0) = f(x=1) = 0$. Dla $x = 0,5$ osiągnięta zostaje maksymalna gęstość populacji $f(x=0,5) = a$. Funkcja f jest symetryczna względem prostej $x = 0,5$ i ma kształt paraboli z maksimum w punkcie $x = 0,5$. Zależność

$$x_{n+1} = 4ax_n(1-x_n); \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

odzworowuje liczbę x_n z przedziału $[0, 1]$ w liczbę x_{n+1} z tego samego przedziału, o ile parametr a leży między 0 i 1.

4.1. Podwajanie się okresu

Zajmijmy się zachowaniem stacjonarnym populacji (o ile takie istnieje) po długim czasie. Wychodząc z początkowej wartości liczebności populacji x_0 będziemy obliczać sukcesywnie wartości iteracji według wzoru (2)

$$x_n = f(f(\dots f(f(x_0)) \dots)) = f^n(x_0),$$

gdzie f_n oznacza n -tą iterację funkcji f . Iterację tego typu można z łatwością przeprowadzić za pomocą programowalnego kalkulatora.

Jako przykład podajemy w tab. 1 kilka wartości iteracji dla parametrów kontrolnych $a = 0,15$, $a = 0,625$ oraz $a = 0,8$. Jako wartość początkową wybrano $x_0 = 0,1$. Pierwsze iteracje dają wartości nieregularne reprezentujące stan braku równowagi; mówimy, że

Tablica 1. Trzy ciągi wartości iteracji x_n odwzorowania logistycznego $f(x) = 4ax(1-x)$

	$a = 0,15$	$0,625$	$0,8$
x_0	0,1	0,1	0,1
x_1	0,054	0,225	0,288
x_2	0,03065	0,43594	0,65618
x_3	0,01783	0,61474	0,72195
x_4	0,01051	0,59209	0,64237
·			
·			
x_{11}	0,00029	0,60006	0,78543
x_{12}	0,00017	0,59997	0,53930
x_{13}	0,00010	0,60002	0,79506
x_{14}	0,00006	0,59999	0,52141
x_{15}	0,00004	0,60000	0,79853

są to efekty włączeniowe. Jednakże już po niewielu iteracjach zbieżność wartości x_n staje się oczywista. Dla $a = 0,15$ wartości iterowanej funkcji zbiegają szybko do zera — populacja wymiera. Dla $a = 0,625$ mamy do czynienia ze zbieżnością do stałej wartości 0,6 — liczebność populacji ustala się. Dla $a = 0,8$ zauważamy, że x_n osiągają wartości z przedziału pomiędzy pewnymi wielkościami granicznymi $x_{2n} = 0,51304$ i $x_{2n+1} = 0,79946$, zbliżając się na przemian to do dolnej, to do górnej granicy przedziału. Populacja osiąga dynamiczny stan równowagi o okresie równym dwóm jednostkom czasu. Dla pewnej wartości parametru kontrolnego pomiędzy 0,625 i 0,8, a ściślej dla $a_1 = 0,75$, dochodzi do bifurkacji od statycznego do periodycznego zachowania układu, który po bifurkacji posiada stabilną ścieżkę o okresie 1, lub inaczej cykl jednostkowy, czy też atraktor o okresie 1 (P1).

Przy dalszym wzroście parametru kontrolnego dochodzi dla kolejnych wartości a_2, a_3, a_4, \dots do dalszych bifurkacji z podwojeniem okresu. Dla $a_1 < a < a_2$ mamy do czynienia z cyklem o okresie 2 (P2), dla $a_2 < a < a_3$ P4, dla $a_3 < a < a_4$ P8 itd. W tab. 2 podane są wartości parametru kontrolnego a , przy których dochodzi do bifurkacji liczebności populacji, różnicy d_n pomiędzy kolejnymi a_n jak również ilorazu δ_n tych różnic.

Tablica 2. Krytyczne wartości a_n , przy których dochodzi do bifurkacji z podwajaniem okresu, różnice $d_n = a_{n+1} - a_n$ oraz ich ilorazy $\delta_n = d_n/d_{n+1}$

Bifurkacja w	Różnica $d_n = a_{n+1} - a_n$	Iloraz $\delta_n = d_n/d_{n+1}$
$a_1 = 0,75$	0,1123724	
$a_2 = 0,8623724$	0,0236502	4,7513
$a_3 = 0,8860226$	0,0050792	4,6563
$a_4 = 0,8911018$	0,0010880	4,6682
$a_5 = 0,8921898$		

Warta podkreślenia jest szybka zbieżność $d_n \rightarrow 0$ wartości a_n oraz przybliżona stałość ilorazu δ_n . Można przypuszczać, iż ciąg wartości a_n , przy których występują bifurkacje, jest ciągiem geometrycznym o granicy równej pewnej wartości krytycznej a_c . Przypuszczenie to potwierdza się, przy czym z dużą dokładnością określono wartość a_c jako

$$a_c = 0,8924864179.$$

Na rysunku 7 przedstawiono wartości iteracji x_n dla wartości początkowej $x_0 = 0,55$. Dla zneutralizowania efektów włączeniowych równanie logistyczne poddano wstępnie stu iteracjom, a dopiero punkty odpowiadające kolejnym dwustu wartościom iteracji naniesiono na wykres w funkcji $\ln[(a_c - a)/(a_c - 0,6)]$. Krzywe pokazują wyraźnie ścieżki o okresach P1, P2, P4, P8 i P16, a także sekwencję bifurkacji z podwajaniem okresu.

4.2. Uniwersalność

Zadziwiający jest fakt, iż przy zbieżności podwajania się okresów w funkcji parametru kontrolnego zarówno samo zjawisko bifurkacji, jak i wartość graniczna

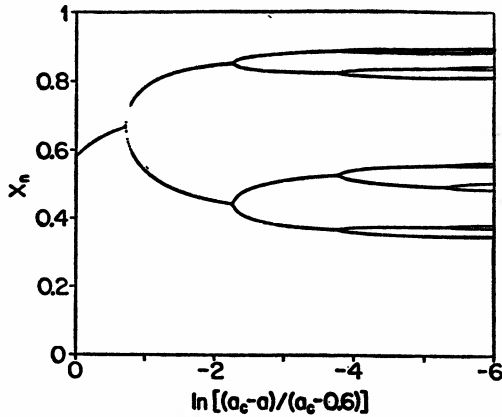
$$\delta_c = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{a_{n+1} - a_n}{a_{n+2} - a_{n+1}} \quad (3)$$

są niezależne od postaci równania iteracyjnego. Funkcja trygonometryczna

$$f_a(x) = a \sin(x\pi) \quad (4)$$

daje przy $a \rightarrow a_c$ dokładnie taki sam obraz jak funkcja logistyczna. Ta uniwersalność została odkryta empirycznie w 1978 r. przez M. Feigenbauma. Jako wartość graniczną (3) otrzymał on tę samą liczbę δ_c dla wszystkich odwzorowań, które miały maksimum kwadratowe. Obok tego tak zwanego zachowania skalującego dla parametru a istnieją jeszcze inne reguły skalowania, dające się scharakteryzować pewnymi uniwersalnymi stałymi zwanymi stałymi Feigenbauma.

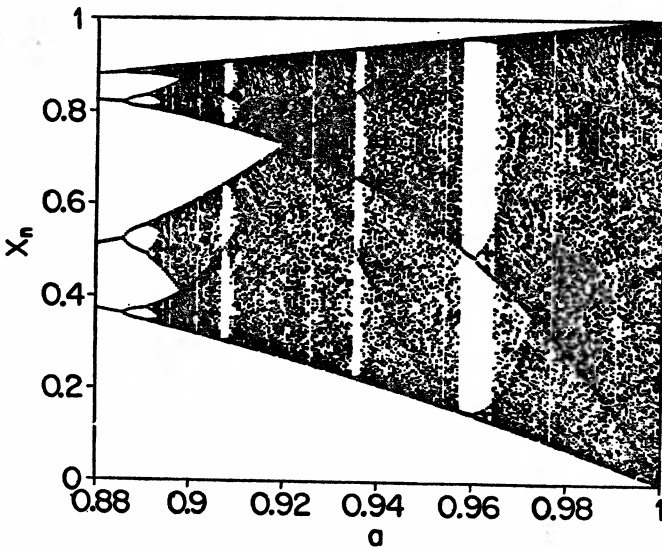
Godny podkreślenia jest fakt, że nie istnieje dotychczas żadna teoria, która wyjaśniałaby istnienie owych stałych. Istnieją jedynie uzasadnienia uniwersalności takiego nieliniowego zachowania, przeprowadzone metodami numerycznymi.



Rys. 7. Diagram bifurkacyjny dla stacjonarnych wartości iteracji x_n odwzorowania logistycznego w funkcji parametru kontrolnego a dla obszaru periodyczności $a < a_c = 0,8924\dots$

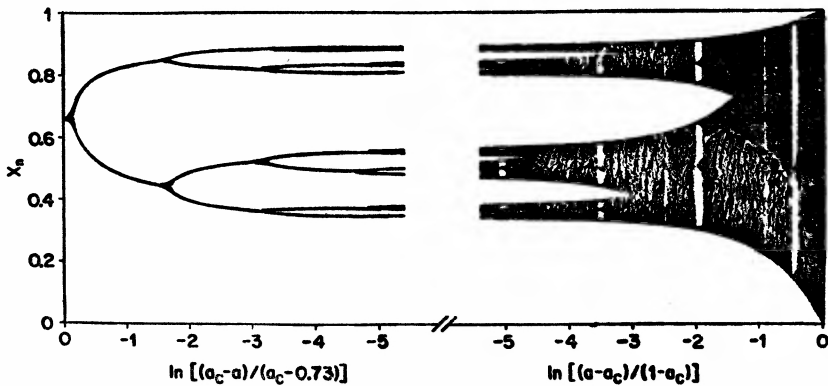
4.3. Chaos logistyczny

Omawialiśmy dotychczas zachowanie się funkcji logistycznej dla $a < a_c$. A co dzieje się dla $a_c \leq a \leq 1$? Na wstępie warto zauważyć, że przy eksperymentach przeprowadzanych przy użyciu komputerów zawsze trzeba się liczyć ze skończoną dokładnością zapamiętywania liczb i wykonywania operacji obliczeniowych. W zależności od dokładności maszyny liczącej można jeszcze obserwować cykle o okresach 128, 256 czy 512. Dla obserwacji cykli wyższego rzędu trzeba już używać komputerów o średniej, a nawet dużej mocy.



Rys. 8. Diagram bifurkacyjny dla stacjonarnych wartości iteracji x_n odwzorowania logistycznego w funkcji parametru kontrolnego a z przedziału $0,88 < a < 1$

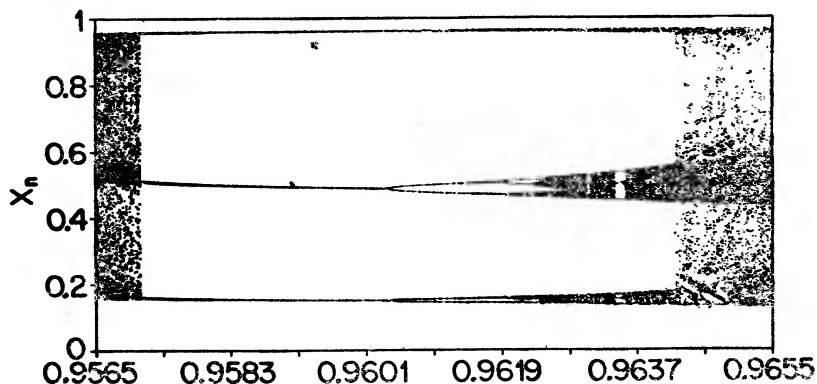
Po obliczeniu ciągu wartości x_0, x_1, x_2, \dots dla wartości parametru kontrolnego powyżej jego wartości krytycznej, okazuje się najczęściej, że nie istnieje już żaden atraktor o charakterze periodycznym. Ciąg obliczonych liczb wydaje się chaotyczny. Jego wartości rozłożone są w sposób pseudolosowy, przy czym w tym kontekście używamy przedrostka „pseudo” dlatego, że wartości x_n są ściśle określone przez postać iterowanej funkcji i przez wartość początkową x_0 . Z powodu ograniczonej dokładności obliczeń trudno jest przy tym odróżnić za pomocą komputera ciągi pseudolosowe od ciągów periodycznych o bardzo długich okresach. Istnieją jednak kryteria — wykładniki Lapunowa, które



Rys. 9. Zestawienie diagramów bifurkacyjnych dla stacjonarnych wartości iteracji x_n odwzorowania logistycznego dla parametru kontrolnego a z obszaru periodycznego (po lewej stronie) i z obszaru chaotycznego (po prawej stronie)

nam to rozróżnienie umożliwiają. Jak to widać na rys. 8, dla $a > a_c$ mamy do czynienia z chaosem deterministycznym. Na rysunku tym z powodu ograniczonej rozdzielczości widać jedynie atraktory o okresach 4, 8 i 16. Na prawo od nich występuje obszar chaosu mający osobliwą strukturę — w tym białe okna. W oknach tych istnieją atraktory o skończonych okresach związane z bifurkacjami z podwojeniem okresu. Wyraźnie widoczne są również ograniczone pasma chaotyczne w pobliżu krańca obszaru chaosu deterministycznego $a \simeq a_c$. Dochodzą do tego wartości iteracji, które występują szczególnie często i wobec tego powodują powstawanie na wykresach ciemnych, wygiętych linii. Obszar chaosu wykazuje najwyraźniej wysoki stopień uporządkowania z cechami charakterystycznymi, których odpowiedników można by się doszukiwać w obszarze periodyczności. Istnieje zadziwiająca symetria pomiędzy zachowaniem dynamicznym układu dla $a < a_c$ i $a > a_c$, którą widać szczególnie wyraźnie, gdy wartości iteracji przedstawione są w skali logarytmicznej, tak jak na rys. 9. Wynika z niego wyraźnie, że punkty styku pasm chaotycznych są odbiciem lustrzanym punktów wykresu dla $a < a_c$, oraz że szerokie, jasne pasy pojawiają się w obszarze chaosu parami w równomiernych odstępach. W obszarze chaotycznym mamy najwidoczniej do czynienia z hierarchiami elementów składowych wykresu, podobnie jak w przypadku podwajania się okresu według scenariusza Feigenbauma.

Na rys. 10 widzimy w silnym powiększeniu okno położone w pobliżu $a \simeq 0,958$,

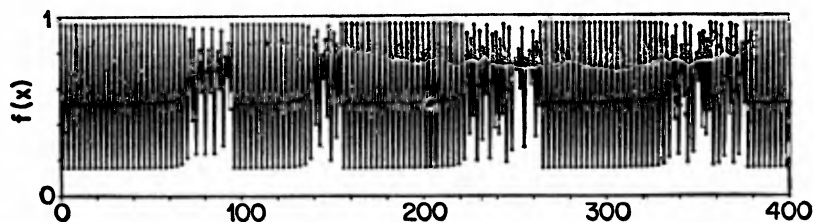


Rys. 10. Diagram bifurkacyjny dla stacjonarnych wartości iteracji x_n odwzorowania logistycznego w jednym z okien periodyczności znajdującym się w pobliżu $a \simeq 0,96$, gdzie występuje ścieżka o okresie P3, która ulega bifurkacji wraz ze wzrostem a według scenariusza Feigenbauma

w którym istnieje ścieżka o okresie równym 3. Wraz ze wzrostem parametru kontrolnego a dochodzi do kolejnych bifurkacji typu Feigenbauma z ostatecznym przejściem do chaosu, z tym że ścieżki występujące w tym obszarze mają okresy P3, P6, P12, ... Jak widać zjawisko podwajania się okresu można obserwować w różnych skalach, które jednak niczego nie zmieniają w strukturze zjawiska.

4.4. Przerywanie

W obszarze okien periodyczności można zaobserwować również zjawisko przerywania (intermitencji). Rys. 11 przedstawia ewolucję czasową populacji x_n w dolnym krańcu okna periodyczności P3 dla ustalonej wartości parametru $a = 0,957$, która odpowiada chaotyczne-



Rys. 11. Stacjonarne zjawisko przerywania wartości iteracji dla lewego, odpowiadającego chaosowi brzegu okna periodyczności P3 z rys. 10

mu zachowaniu układu. Obserwując zachowanie populacji w dłuższych przedziałach czasowych można by dojść do wniosku, że mamy do czynienia ze ścieżką o okresie 3, gdyby nie występowanie pewnych nieregularności (po których x_n powraca do oscylacji o okresie 3), które kończą się ponownym wystąpieniem nieregularności. Dla rosnącej liczby iteracji sytuacja ta powtarza się, jakiegokolwiek przewidywanie częstości występowania opisanych nieregularności jest jednak niemożliwe.

4.5. Dziwne atraktory

Wiele już mówiliśmy o chaotycznym zachowaniu układu, a na rys. 8, 9 i 10 uzyskaliśmy dla $a > a_c$ obraz tego zachowania i jego hierarchicznej struktury dla układu modelowego. Mimo to brakuje nam właściwej definicji zachowania tego typu. Odważymy się teraz na próbę definicji tak zwanego chaosu deterministycznego. Można przy tym zapytać, czy sam termin „chaos deterministyczny” nie jest obarczony błędem zwanym *contradictio in adiecto*? Wyrazy „chaotyczny” i „deterministyczny” wydają się nawet antonimami. Aby odpowiedzieć na to pytanie rozważmy ponownie iteracje określone odwzorowaniem logistycznym (2).

Jeżeli w obszarze periodyczności ($a < a_c$) rozpoczniemy iterację w dwóch położonych blisko siebie punktach początkowych x_0 i x'_0 , to wartości otrzymywane po kolejnych iteracjach zbliżają się do siebie, to znaczy odległość $|x_n - x'_n|$ maleje wraz ze wzrostem liczby iteracji n . W stacjonarnym punkcie równowagi, który, jak wiadomo, jest atraktorem, odległość ta staje się równa zero. Równowaga w stacjonarnych stanach układu nie zależy zatem od wartości początkowych.

Zupełnie inaczej wygląda zachowanie się wartości x_n i x'_n w obszarze chaosu ($a > a_c$). Nawet wówczas, gdy obie wartości początkowe leżą dowolnie blisko siebie ($|x_0 - x'_0| = \varepsilon \ll 1$), wartości iteracji już po niewielu krokach będą od siebie znacznie oddalone. Oznacza to, że niedokładność wyboru x_0 — jakkolwiek mała by ona była — może prowadzić do znacznej rozbieżności w wynikach iteracji. Dlatego w tego typu wypadkach mówi się o silnej zależności od warunków początkowych.

Dwa przypadkowo blisko położone stany ewoluują w kierunku stanów, pomiędzy którymi różnica wzrasta, chociaż przyszłość obu układów jest w pełni zdeterminowana. Przyszłość układu jest nie do przewidzenia, jako że w praktyce zawsze mamy do czynienia z niedokładnościami (eksperymentalnymi lub numerycznymi) wyznaczenia warunków początkowych. Teoretycznie ściśle określona przyszłość układu jest zatem w praktyce nieokreślona, co w dynamice układu wyraża się zachowaniem chaotycznym.

Jednakże nawet w stanie chaosu mogą zostać osiągnięte swoiste stany równowagi — mianowicie wówczas, gdy wartości iteracji x_n są rozłożone w pewnym przedziale węższym od przedziału zmienności x_n w ogóle, to znaczy dla wszystkich dopuszczalnych wartości parametru kontrolnego a . Owe przedziały grają rolę atraktorów. Na skutek silnej zależności od wartości początkowych nazywane są one „dziwnymi atraktorami” (ang. *strange attractor*) lub atraktorami chaotycznymi.

4.6. Wykładniki Lapunowa

Jak dotąd nie podaliśmy żadnego kryterium pozwalającego w sposób jednoznaczny odróżnić właściwe atraktory stabilne (punkty stałe i stabilne cykle graniczne) od atraktorów dziwnych. Do tego celu możemy zastosować metody liniowej analizy stabilności. W przypadku naszego modelu dyskretnego obliczamy pierwszą pochodną funkcji logistycznej (1) w punkcie x_n , następnie dodajemy logarytmy naturalne wartości bezwzględnych owych pochodnych obliczanych dla każdego kroku i normujemy całą sumę

dzieląc ją przez liczbę iteracji. Wykładnik Lapunowa jest wówczas zdefiniowany wzorem

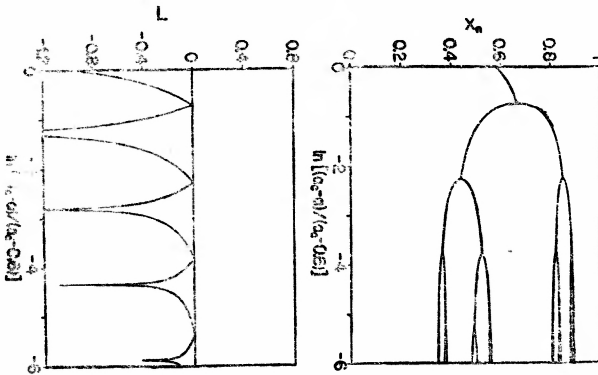
$$L = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N \ln |f'(x_n)|. \quad (5)$$

Przejście graniczne zastosowano po to, by L było niezależne od punktu początkowego x_0 .

W przypadku ścieżki stabilnej o okresie P wykładnik Lapunowa przyjmuje wartość ujemną, $L(a_p) < 0$. Jeżeli $L = -\infty$ mówi się nawet o ścieżce superstabilnej. Niestabilności (bifurkacje) pojawiają się wówczas, gdy $L = 0$. Dla $L(a_{st}) > 0$ mamy do czynienia z silną zależnością od warunków początkowych.

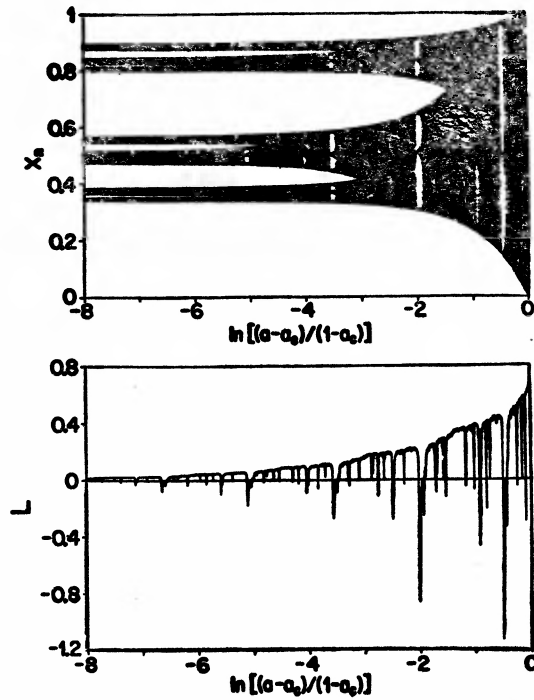
Ogólnie możemy stwierdzić, że dodatnie wartości wykładnika Lapunowa L wiążą się z narastaniem odchylenia od stanu stabilnego. Przeciętny wzrost odchylenia w czasie jednego kroku iteracyjnego wynosi e_L . Ścieżki odpowiadające takiej sytuacji są chaotyczne. Ujemne wartości L oznaczają, że w miarę postępowania procesu iteracyjnego niedokładności wyznaczenia warunków początkowych grają coraz mniejszą rolę, a dzieje się to tym szybciej, im mniejsze jest L , a więc najszybciej w przypadku ścieżek superstabilnych.

Wartości wykładników Lapunowa (5) nietrudno obliczyć przy wykorzystaniu komputera. Na rys. 12 przedstawiono wykładniki Lapunowa dla $a < a_c$. W punktach bifurkacji L zbiega ku zeru, co pozwala na zastosowanie bardzo precyzyjnej interpolacji w celu określenia a_n , to znaczy wartości parametru kontrolnego, dla których zachodzą bifurkacje. Wartości L dla $a > a_c$ przedstawiono na rys. 13. Dla jasności na rys. 11 i 12



Rys. 12. Porównanie wartości stacjonarnych iteracji x_n z wykładnikami Lapunowa odwzorowania logistycznego w obszarze periodycznym

zaznaczono wartości iteracji. Dzięki skali logarytmicznej, w której przedstawiono zmienność parametru kontrolnego, widać wyraźnie ujemne wartości L odpowiadające okresowi 3 oraz ścieżkom P6 i P12. Pomimo ograniczonej rozdzielczości rysunków można zauważyć, że ścieżki chaotyczne stają się jeszcze bardziej nieuporządkowane wraz ze wzrostem parametru kontrolnego a , to znaczy że odchylenia są tym silniejsze im większa jest wartość a . Jeszcze raz chcielibyśmy zwrócić uwagę na fakt, iż w całym obszarze zmienności parametru kontrolnego istnieją okna, w których mamy do czynienia ze stabilnymi ścież-



Rys. 13. Porównanie wartości stacjonarnych iteracji x_n z wykładnikami Lapunowa odwzorowania logistycznego w obszarze chaosu, w którym występują okna periodyczności

kami periodycznymi. Ponieważ szerokość tych okien jest w większości przypadków niewielka, odpowiadające im lokalne minima wartości L są bardzo ostre.

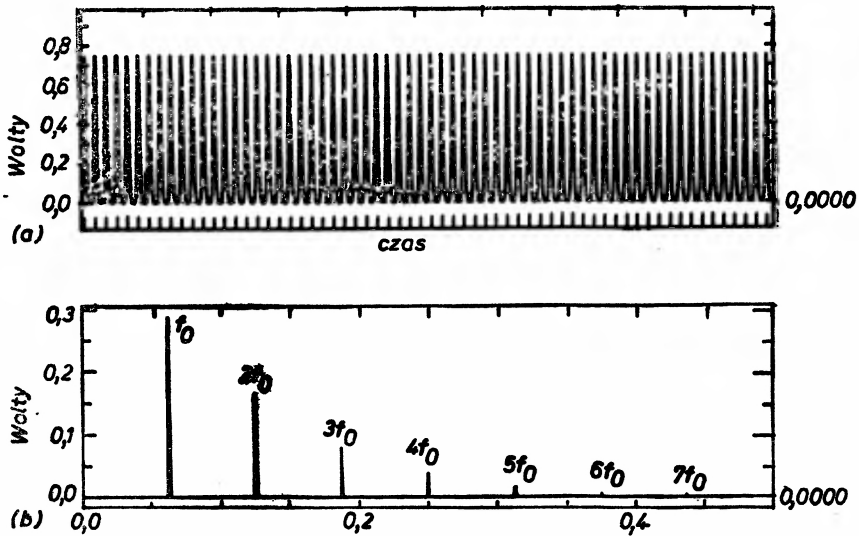
Po tych rozważaniach matematycznych można postawić sobie pytanie, czy tego typu formy uporządkowania spotykane są w przyrodzie. Aby móc odpowiedzieć twierdząco na to pytanie, przyjrzyjmy się bliżej omawianemu już wcześniej raserowi.

5. Chaos w laserze

Rozpatrywany już raser jest doskonałym obiektem badań dotyczących dynamiki nieliniowej, ponieważ łatwo jest go wprowadzić w stan chaosu [11-13]. Poza tym jego zachowanie jest charakterystyczne również dla wielu laserów innego typu. Z naszego bogatego materiału doświadczalnego zacerpiemy kilka rezultatów, które okażą się pomocne przy próbie dokładniejszego zrozumienia złożoności dróg do chaosu.

Włączmy raser tak, by jego aktywność A była stabilna. Jeżeli teraz któryś z parametrów fizycznych układu (np. dostrojenie ω_c , wydajność pompy lub dobroć układu rezonansowego) będzie modulowany harmonicznie z częstotliwością f_0 , wówczas raser reaguje na to modulując, na ogół nieliniowo, swoją aktywność. W widmie fourierowskim odpowiedzi rasera na opisaną wyżej modulację jednego z parametrów obok częstotliwości podstawowej f_0 wystąpią także wyższe harmoniczne o częstotliwościach równych całkowitym

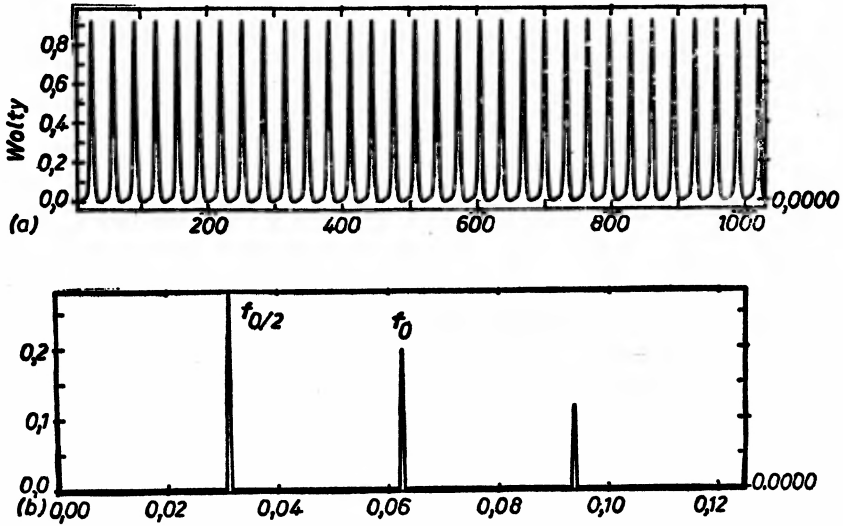
wielokrotnościom f_0 . Kształt widma zależy przy tym silnie od amplitudy F i częstości f_0 modulacji wybranego parametru. Silna nieliniowość wystąpi na przykład wtedy, gdy f_0 leży w przedziale pomiędzy 50 a 100 Hz. Na rys. 14 przedstawiono modulowaną aktywność ramera i jej widmo Fouriera dla małych wartości amplitudy modulacji F . Okres zmian aktywności $A(t)$ jest równy okresowi modulacji $T_0 = 1/f_0$, co widać z rys. 14a, gdy zauważymy się, że oś czasu na tym rysunku wyskalowana jest w jednostkach T_0 . Na rys. 14b widać obok częstości podstawowej także szereg harmonicznych wyższych rzędów. Ten dynamiczny stan równowagi odpowiada cyklowi granicznemu o okresie T_0 , który odąd będziemy nazywać okresem 1 lub P1 w ogólności P_n , $n = 1, 2, 3, \dots$



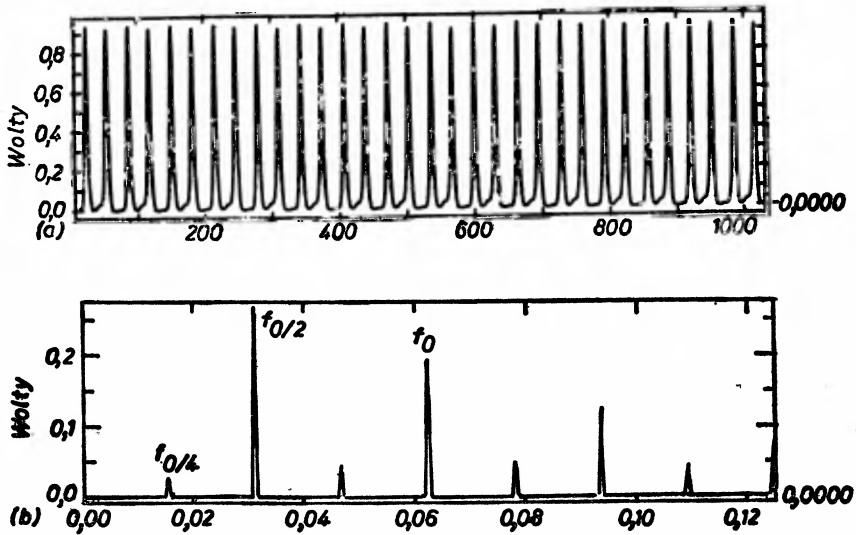
Rys. 14. Obserwowane zachowanie się w czasie (a) oraz widmo Fouriera (b) aktywności ramera modulowanego harmonicznie (modulacja dobroci układu rezonansowego). Jednostka na osi czasu odpowiada wybranemu okresowi $T_0 = 1/f_0$ sygnału modulującego

Jeśli będziemy teraz zwiększać wartość F , aktywność ramera będzie doznawała bifurkacji prowadzących do stanów równowagi dynamicznej o okresach $2T_0, 4T_0, 8T_0, \dots$, w ogólności do cykli granicznych $P2^n$, po których następuje stan chaosu. Rys. 15, 16, 17 i 18 pokazują zachowanie w czasie aktywności A wraz z odpowiadającymi widmami Fouriera, obserwowane dla czterech różnych wartości F . Na powyższych rysunkach widać zarówno początek szeregu bifurkacji z podwojeniem okresu, jak również chaotyczną odpowiedź układu. Widma Fouriera pokazują wyraźnie pojawianie się po bifurkacjach nowych subharmonicznych o częstości f_0/n , jak również występowanie szerokopasmowych „szumów”, charakterystycznych dla chaotycznego zachowania układu.

Występowanie podwojeń okresu można szczególnie wyraźnie zauważyć na diagramach fazowych przedstawionych na rys. 19. Na osi pionowej odłożono aktywność ramera, a na osi poziomej sygnał modulujący, przy czym przebiegi rejestrowano przez wiele okresów T_0 . Dla małych wartości F trajektoria jest krzywą zamkniętą i taką też pozostaje po każdej bifurkacji przejawiającej się rozdwojeniem tej trajektorii. Dla wystarczająco

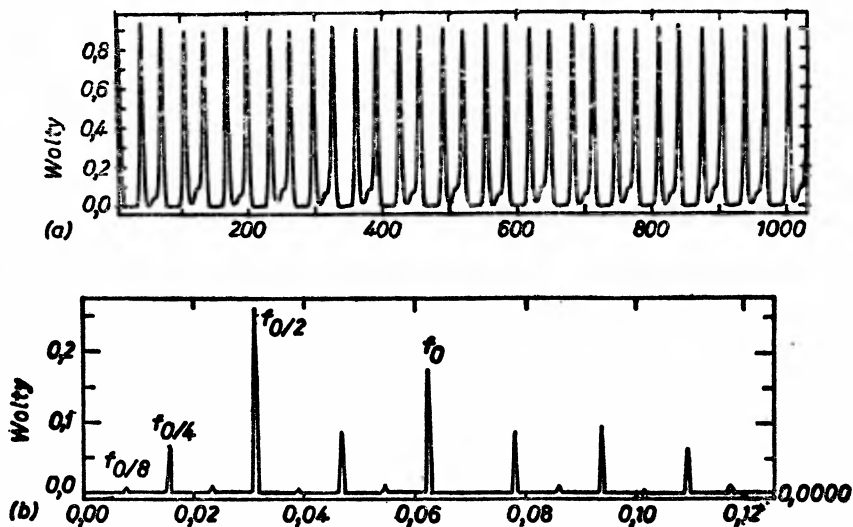


Rys. 15. Obserwowane zachowanie się w czasie (a) oraz widmo Fouriera (b) aktywności modulowanego rasera po bifurkacji od cyklu granicznego P1 (rys. 14) do cyklu granicznego o okresie $2T_0$ (modulacja dobroci układu rezonansowego)

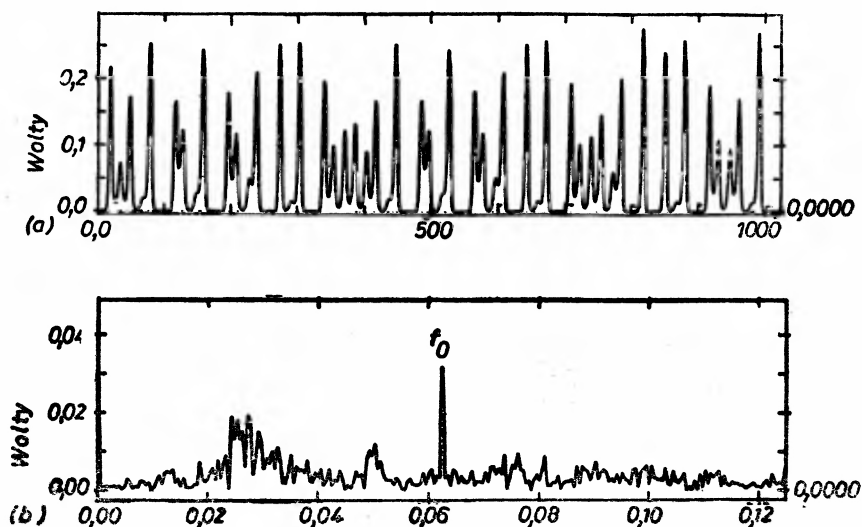


Rys. 16. Obserwowane zachowanie się w czasie (a) oraz widmo Fouriera (b) aktywności modulowanego rasera po bifurkacji od cyklu granicznego P2 (rys. 15) do cyklu granicznego P4 o okresie $4T_0$ (modulacja dobroci układu rezonansowego)

dużego, odpowiadającego chaosowi, parametru F trajektoria jest splątana i nie zamyka się. Diagramy tego typu są niezwykle czułe na bifurkacje. W kształtach tych trajektorii odzwierciedlają się wpływy zakłóceń zewnętrznych uniemożliwiających, ze względu na trudności związane z długotrwałym utrzymaniem układu w jednakowych warunkach,



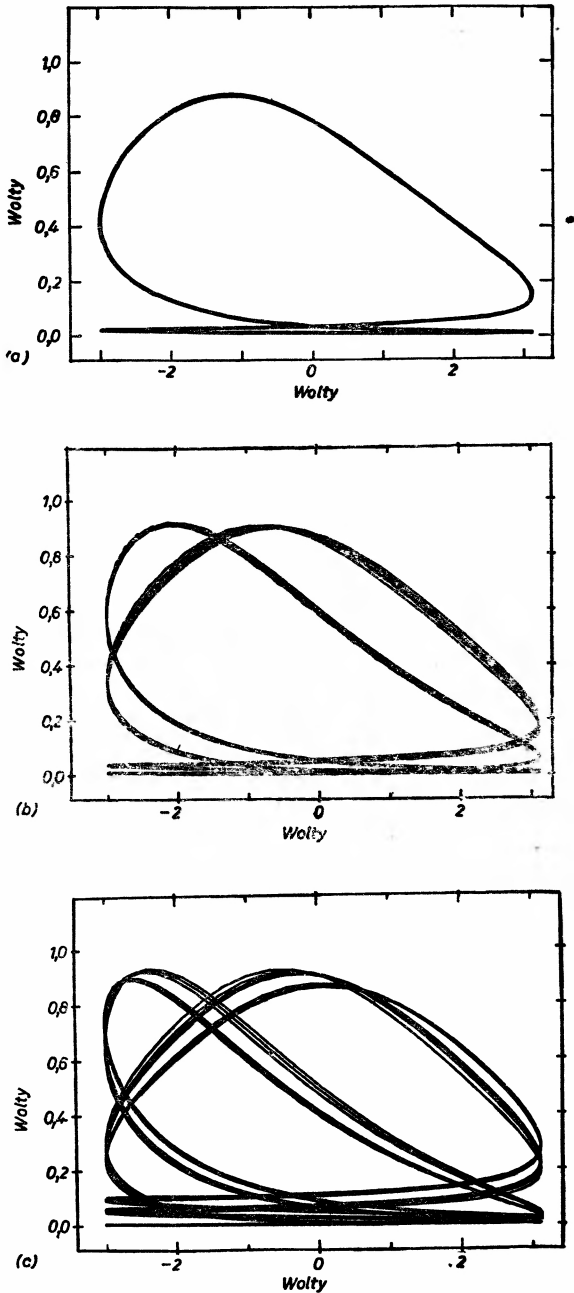
Rys. 17. Obserwowane zachowanie się w czasie (a) oraz widmo Fouriera (b) aktywności modulowanego rasera po bifurkacji od cyklu granicznego P4 (rys. 16) do cyklu granicznego P8 o okresie $8T_0$ (modulacja dobroci układu rezonansowego)

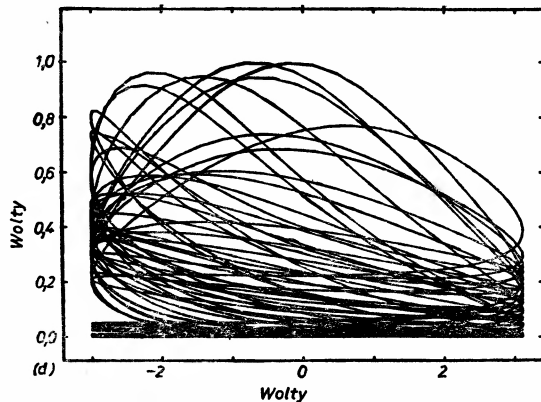


Rys. 18. Obserwowane zachowanie się w czasie (a) oraz widmo Fouriera (b) aktywności modulowanego rasera po bifurkacji od cyklu granicznego P8 (rys. 17) i przejściu do chaosu charakteryzującego się występowaniem nieregularnych impulsów aktywności na tle szerokopasmowego widma szumów (modulacja dobroci układu rezonansowego)

obserwację cykli długookresowych. Mimo wszystko jednak, stwierdzony stan rzeczy pozwala z dużym prawdopodobieństwem utrzymywać, że w przypadku rasera mamy do czynienia z bifurkacjami zachodzącymi zgodnie ze scenariuszem Feigenbauma.

Dla dokładniejszego poznania własności strukturalnych obszaru chaotycznego niezwykle przydatne jest próbkowanie wielkości mierzalnych. W tym celu rejestruje się te wielkości w równych odstępach czasu (najczęściej z częstością równą częstości modulacji), a zmierzone wartości nanosi na wykres, czego wynikiem może być diagram bifurkacyjny o cechach znanych nam już z rys. 8. Rys. 20 pokazuje kilka diagramów tego typu dla



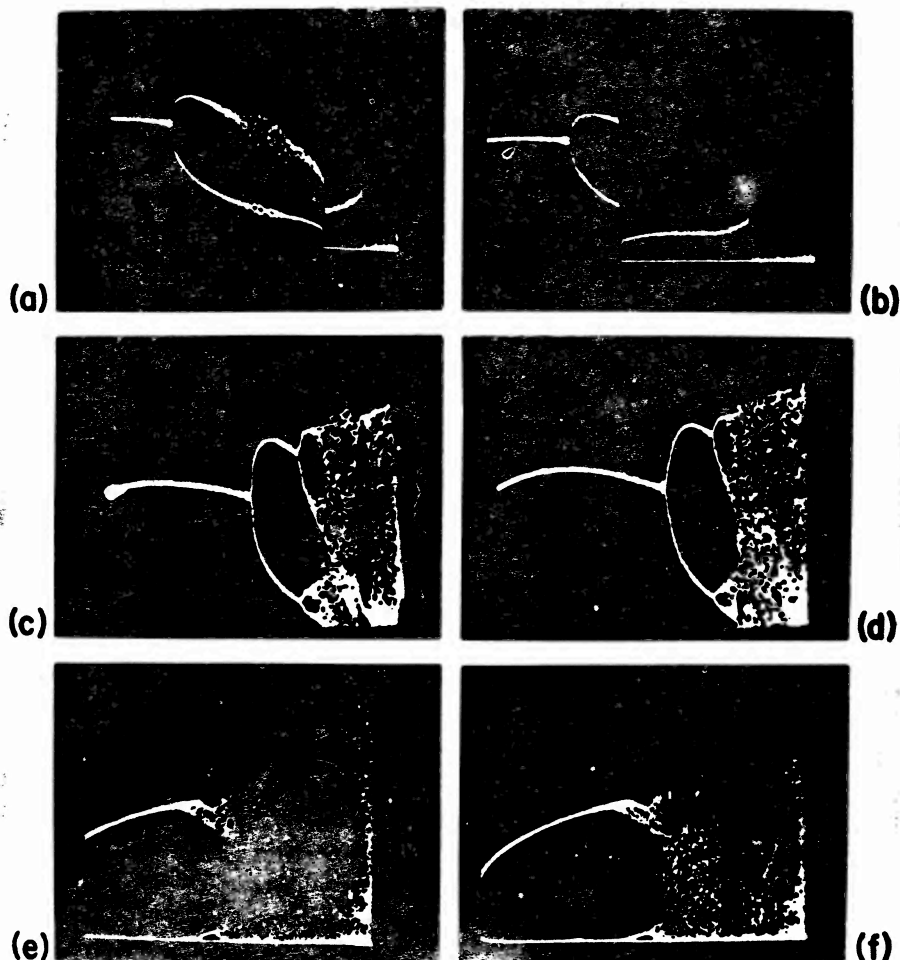


Rys. 19. Diagramy fazowe (a), (b), (c), (d), dla rysunków 15, 16, 17 i 18. Na osi pionowej odłożono amplitudę aktywności rasera, a na osi poziomej sygnał modulujący $F \cos(2\pi f_0 t)$

rasera, gdzie aktywność $A(t_n = nT_0)$ została zmierzona w funkcji parametru kontrolnego F . Aby diagramy tego typu chociaż w przybliżeniu odzwierciedlały stany równowagi, należy podczas przeprowadzania eksperymentu zwrócić szczególną uwagę na to, by zmiany F były wystarczająco powolne. Diagramy te mogą dać nam pojęcie o złożoności nieliniowej dynamiki rasera, ale także o jej hierarchiach uporządkowania. Jeżeli F rośnie od zera, wówczas dochodzi często (jakkolwiek nie zawsze) do bifurkacji wg scenariusza Feigenbauma. Nawet w obszarze chaosu da się zaobserwować strukturalizację, której przejawem jest pojawianie się okien periodyczności oraz pasm chaotycznych. Rys. 21, na którym przedstawiono w powiększeniu jedno z takich okien, wskazuje na fakt, iż same okna także wykazują szereg strukturalnych cech charakterystycznych. Wyraźnie widoczna jest bifurkacja z podwojeniem okresu. Dokładna analiza Fouriera wskazuje, iż w tym przypadku mamy do czynienia z przejściem na tle niewielkich szumów od cyklu granicznego P5 do cyklu granicznego P10. Obserwacja dalszych bifurkacji jest niemożliwa z powodu zacierania ich przez chaotyczne szumy. Także tutaj występują cechy wskazujące na to, że bifurkacje te odbywają się zgodnie ze scenariuszem Feigenbauma, tak jak to miało miejsce dla modelu logistycznego (rys. 10).

Gdy w obszarze jednego z okien periodyczności będziemy powoli obniżać wartość parametru kontrolnego, możemy zaobserwować interesujące zjawisko. Zachowanie się rasera w takiej sytuacji dla okna pięciokrotnego przedstawiono na rys. 22. W obrębie okna cykl graniczny o okresie 5 jest stabilny (rys. 22a), w pobliżu lewego dolnego kranca okna staje się on jednak niestabilny — aktywność rasera jest nieregularna (rys. 22b). Prawie periodyczne fazy o okresie 5 przechodzą w nieuporządkowany ciąg impulsów, po którego zakończeniu mamy ponownie do czynienia z prawie periodycznym stanem P5, itd. Owo przechodzenie z jednej formy dynamicznego uporządkowania w drugą można interpretować jako zjawisko przerywania, które jest typowe dla scenariusza Pomeau-Manneville'a i co dla modelu logistycznego zostało przedstawione na rys. 11.

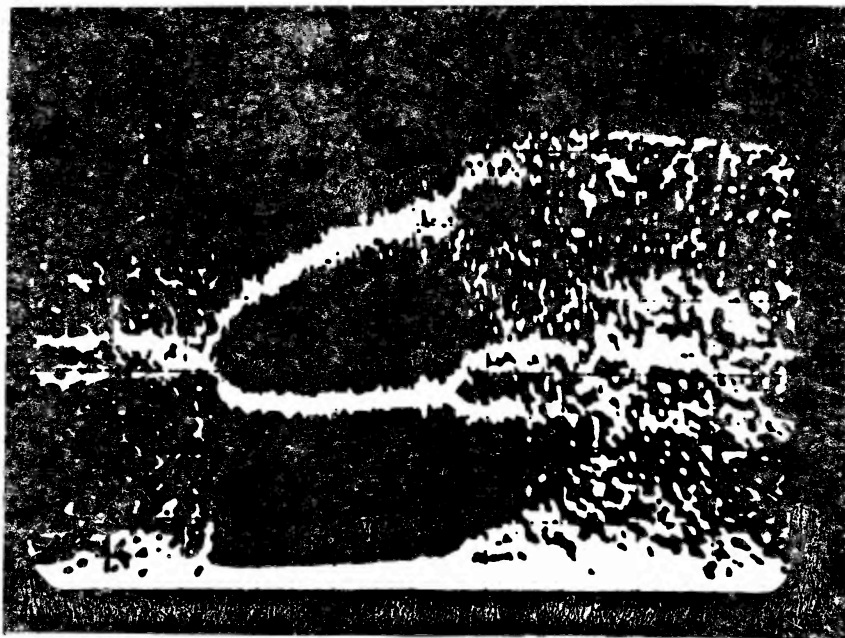
Porównanie wyników naszych obserwacji z matematycznym modelem jednowymiarowej dynamiki logistycznej wskazuje na zaskakujące zbieżności. Nawet wówczas, gdy



Rys. 20. Typowe eksperymentalne diagramy bifurkacyjne modulowanego rasera. Amplituda aktywności rasera (na osi pionowej) rejestrowana stroboskopowo zgodnie z sygnałem modulującym w funkcji amplitudy modulacji F (na osi poziomej) dla różnych częstości modulacji f_0 ; na rysunkach (a), (c), (e) dla rosnącej, a na rysunkach (b), (d), (f) dla malejącej wartości amplitudy modulacji F . Wyraźnie widoczne są efekty związane z histerezą

nie mamy do czynienia ze zgodnością ilościową — co niekoniecznie musi zdumiewać, jeżeli się weźmie pod uwagę złożoność rozważanego układu fizycznego (spiny jądra i fotony) — to stwierdzamy zadziwiającą analogię pomiędzy dynamiką dyskretnego modelu matematycznego a dynamiką o charakterze ciągłym opisanego zjawiska fizycznego. Bez wątpienia raser może podążać drogami do chaosu.

Raser nie jest przy tym żadnym wyjątkiem. W ostatnich latach znaleziono wiele innych przykładów — szczególnie z dziedziny fizyki i chemii [14] — na to, że struktury uporządkowane w przestrzeni i czasie ewoluują spontanicznie i osiągają stan chaosu po szeregu zhierarchizowanych kroków. Wspomnieliśmy już, w charakterze przykładu, komórki Bénarda, w przypadku których wraz ze wzrostem temperatury stabilna ciecz przechodziła po-



Rys. 21. Eksperymentalny diagram bifurkacyjny modulowanego rasera w obszarze jednego z okien periodyczności z bifurkacjami, podwajaniem okresu i przejściami do chaosu (modulacja dobroci układu rezonansowego)

przez stany oscylujące (drgające ściany komórek konwekcyjnych) z bifurkacjami zachodzącymi według scenariusza Feigenbauma do chaotycznego stanu „wrzenia”. Dalej rozważaliśmy komórki Taylora, które zaczynają drgać wraz ze wzrostem częstości obrotów walca (rys. 3b), najpierw z pewną charakterystyczną częstością f_1 , a po bifurkacji z częstością f_2 w ogólności niewspółmierną z f_1 . Następna bifurkacja prowadzi już do chaosu, co jest charakterystyczne dla scenariusza Ruelle’a-Takensa. Także zjawisko intermitencji można zaobserwować w różnych układach, na przykład w słynnych reakcjach Biełousowa-Żabotyńskiego [15], gdzie formami uporządkowania są „fale chemiczne”, a intermitencja przejawia się w tym, że reakcje chemiczne zachodzą na przemian w fazach uporządkowanej i chaotycznej.

6. Dynamika o charakterze ciągłym

Chociaż jakościowe podobieństwo pomiędzy dyskretnym modelem logistycznym a rozważanymi układami fizycznymi jest uderzające, to zrozumiałe jest, iż zbyt prosty model matematyczny nie może prowadzić do ilościowo poprawnej symulacji zachowania rzeczywistych układów. Na dodatek do opisu układów tego typu używa się najczęściej większej liczby zmiennych makroskopowych $X_k(t)$ będących ciągłymi funkcjami czasu, a z drugiej strony ich zachowanie jest określone przez zbiór parametrów, który w żaden sposób nie może zostać zredukowany do jednego parametru kontrolnego a logistycznego równania iteracyjnego $x_{n+1} = 4ax_n(1-x_n)$.

Realistycznymi modelami zjawisk nieliniowych są układy nieliniowych równań różniczkowych opisujących czasową ewolucję zmiennych $X_k(t)$, które to równania muszą zawierać komplet istotnych parametrów kontrolnych. Układy owe, poza przypadkami trywialnymi, można rozwiązać tylko numerycznie. Aby czas potrzebny do wykonania tych obliczeń utrzymać w rozsądnych granicach, należy przez odpowiednie uproszczenia ograniczyć liczbę ważnych parametrów kontrolnych i parametrów uporządkowania. Dla układów w stanie chaosu istnieje jednak pewna granica uproszczeń równań modelowych. Jako że chaos w modelach ciągłych występuje tylko wtedy, gdy układ równań posiada co najmniej trzy zmienne, spełniające trzy równania różniczkowe pierwszego rzędu, to przestrzeń parametrów uporządkowania (przestrzeń fazowa) jest co najmniej trójwymiarowa.

Dalej będziemy omawiać i porównywać proste, fenomenologiczne modele trójwymiarowe układów bardzo się od siebie różniących. Chcielibyśmy przy tym wskazać na fakt, iż cząsteczki cieczy biorące udział w konwekcji, promieniujące atomy lasera, promieniujące jądra atomowe lasera oraz populacje żyjące w symbiozie można opisać za pomocą równoważnych układów równań różniczkowych, których rozwiązania i niestabilności mogą odpowiadać uniwersalnym scenariuszom. Układy równań dla wymienionych przypadków daje się, dzięki ich strukturalnej równoważności, sprowadzić do jednego układu modelowego, który zostanie użyty do symulacji.

6.1. Populacje w symbiozie

Zajmiemy się ewolucją dwóch gatunków roślin lub zwierząt żyjących w symbiozie i czerpiących pożywienie ze wspólnego źródła Q . Jako zmienne makroskopowe (parametry uporządkowania) wybieramy wartości liczebności populacji $X(t)$ i $Y(t)$ odpowiednio gatunków A i B , jak również chwilowo dostępną ilość pożywienia $Z(t)$ czerpaną ze źródła Q połączonego pompą P z zewnętrznym zasobnikiem R , tak że zużyte zasoby są stale odnawiane. Pompa P działa tak, by $Z(t)$ osiągnęło stałą wartość Z_0 . $Z(t)$ oznacza w tym sensie chwilowe, a Z_0 potencjalne zasoby pożywienia, które obie populacje mają do dyspozycji. Kontakt pomiędzy Q i R powoduje, że sprzężony układ (A, B, Q) jest układem otwartym, o którym założymy, że spełnia następujące wymagania:

- (1) Gatunek A jest zdolny do rozwoju tylko wtedy, gdy istnieje gatunek B — w przeciwnym razie A wymiera;
- (2) Gatunek B może się rozwijać tylko wówczas, gdy jednocześnie istnieje gatunek A i zasoby Q są dostępne — w przeciwnym przypadku B wymiera;
- (3) Zasoby Q są zużywane jedynie wtedy, gdy jednocześnie istnieją gatunki A i B . Warunki owe wraz z kilkoma dodatkowymi założeniami fenomenologicznymi możemy przedstawić w sposób ilościowy jako układ trzech równań różniczkowych przy założeniu, że X , Y i Z są ciągłymi funkcjami czasu

$$\dot{X} = -\sigma X + \alpha Y \quad (6.1)$$

$$\dot{Y} = -\gamma_s Y + \beta XZ \quad (6.2)$$

$$\dot{Z} = \gamma_p(Z_0 - Z) - \gamma XY, \quad (6.3)$$

gdzie σ jest prędkością wymierania gatunku A , γ_s prędkością wymierania gatunku B ,

γ_P jest proporcjonalne do wydajności pompy P , z jaką zasoby pożywienia są dostarczane z R do Q , a α , β i γ są parametrami sprzężenia kontrolującymi odpowiednio wzrost liczebności populacji gatunków A i B oraz zużywanie zasobów źródła Q .

Za nieliniowy charakter powyższych równań odpowiadają składniki zawierające iloczyny zmiennych. Składnik βXZ oznacza przy tym, iż wzrost liczebności populacji gatunku B możliwy jest tylko wówczas, gdy istnieją zasoby Z i populacja X gatunku A . W tym kontekście gatunek A gra rolę „katalizatora”, którego obecność umożliwia dopiero wykorzystanie zasobów pożywienia przez gatunek B do zwiększenia swej liczebności. Człon αY odzwierciedla fakt, iż w nieobecności populacji B populacja gatunku A wymarłaby, za co w równaniu (6.1) odpowiedzialny jest składnik $-\sigma X$ (w równaniu (6.2) za to samo odpowiedzialny jest człon $-\gamma_s Y$). Składnik γXY ma za zadanie uwzględnić zjawisko wymierania obu gatunków jednocześnie, co łatwo zauważyć zważywszy na fakt, iż obie populacje mają szansę przeżycia tylko wtedy, gdy są obecne jednocześnie, ponieważ tylko wówczas mają dostęp do zasobów pożywienia umożliwiających wzrost ich liczebności. Symbioza A i B jest oczywistym warunkiem zapobiegającym wymarciowi obu gatunków.

Nie chcemy się tutaj zajmować odpowiedzią na pytanie, czy wyidealizowany model przedstawiony powyżej ma swój odpowiednik w przyrodzie. Roztrząsanie tego problemu pozostawmy biologom. Interesuje nas jedynie struktura równań, jako że chcielibyśmy ją porównać ze strukturami równań, które otrzymamy dla dwóch następných modeli.

6.2. Model lasera

Aby móc symulować zachowanie lasera (rys. 4), wprowadzamy trzy zmienne makroskopowe $X(t)$, $P(t)$ oraz $D(t)$. X jest natężeniem pola cewki L , od którego zależy mierzona aktywność A lasera, P opisuje stopień koherencji spinów jądra wykonujących precesję wokół kierunku B_0 w stanie promienistym. Pompowanie mikrofalowe zapewnia ustawianie się spinów jądra wzdłuż kierunku B_0 , a D jest miarą uporządkowania spinów wzdłuż tego kierunku. Ponieważ D jest ujemne, mamy do czynienia z inwersją obsadzeń. Energia potrzebna do jej wytworzenia pochodzi z zewnętrznego zasobnika.

Natura procesów fizycznych, które są odpowiedzialne za typ dynamiki parametrów uporządkowania X , P i D , jest znana. Wychodząc z fundamentalnych zasad mechaniki kwantowej i elektrodynamiki oraz wykorzystując uzasadnione założenia i uproszczenia dochodzimy do następujących równań fenomenologicznych:

$$\dot{X} = -k(X - rP) \quad (7.1)$$

$$\dot{P} = -\gamma_I(P - DX) \quad (7.2)$$

$$\dot{D} = -\gamma_{II}(D + 1 + PX) \quad (7.3)$$

Powyższe równania znane są w literaturze pod nazwą równań Blocha-Maxwella [16] względnie Blocha-Kirchhoffa [13], gdzie k i γ_I są prędkościami relaksacji odpowiednio pola X i spójnej polaryzacji spinów P , γ_{II} opisuje szybkość pompowania pompy mikrofalowej, a r opisuje stały poziom pompowania określony właściwościami zewnętrznego źródła energii.

Bez trudu można się przekonać o pokrewieństwie strukturalnym równań (7.1-3) oraz (6.1-3) z przykładu poprzedniego. Tam, gdzie w modelu populacji żyjących w symbiozie mówimy o liczebności tych populacji, w przypadku lasera rozważamy natężenie pola w cewce L oraz dynamiczną polaryzację spinów (liczbę spinów wykonujących spójną precesję). Odpowiednikiem źródła i zasobnika pożywienia dla pierwszego z omawianych modeli są w przypadku modelu lasera stan inwersji obsadzeń oraz pompowanie mikrofalowe mające za zadanie utrzymywać inwersję obsadzeń na unormowanym poziomie.

6.3. Model Lorenza

Już na początku lat 60. E. N. Lorenz [17] otrzymał z podstawowych praw hydrodynamiki układ trzech równań różniczkowych, którego użył następnie do symulacji konwekcji i jej niestabilności, takich jakie występują w zjawisku Bénarda (rys. 1). Parametrami uporządkowania są tutaj natężenie X prądu konwekcji, różnica temperatur Y pomiędzy wznoszącymi się i opadającymi częściami cieczy oraz odchylenie Z pionowego profilu temperatury od liniowości w stanie bez konwekcji. Równania Lorenza, które w ostatnich czasach zyskały sławę, mają postać

$$\dot{X} = \sigma(X - Y) \quad (8.1)$$

$$\dot{Y} = -rX - Y - XZ \quad (8.2)$$

$$\dot{Z} = -bZ + XY, \quad (8.3)$$

gdzie σ , b oraz r są ustalonymi parametrami układu określonymi przez wymiar uporządkowania, gęstość, przewodnictwo cieplne oraz lepkość rozważanej cieczy. Parametr r jest miarą ogrzania warstwy cieczy od spodu.

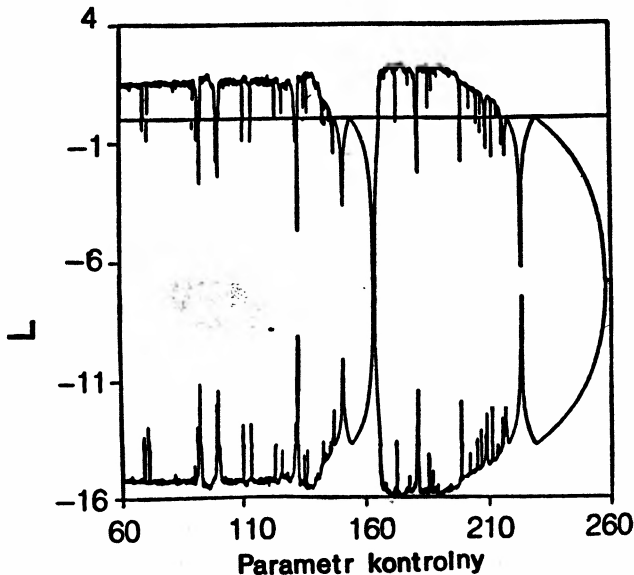
Godne uwagi jest ściśle pokrewieństwo pomiędzy równaniami Lorenza i równaniami dla uprzednio rozpatrywanych modeli. Okazuje się, że te trzy układy równań różniczkowych można poprzez odpowiednie transformacje zmiennych przeprowadzić w siebie. Wynika stąd, że trzy omówione modele zjawisk nieliniowych są w pełni równoważne, co zostało po raz pierwszy zauważone przez H. Hakena [18] dla modelu Lorenza oraz modelu lasera opisywanego równaniami Blocha-Maxwella.

Jak widać, możliwe jest opisanie wyidealizowanej symbiozy dwóch populacji o wspólnym źródle pożywienia, dynamiki lasera jak również prądów konwekcyjnych w ogrzewanych gazach i cieczach za pomocą identycznych równań modelowych, które zyskują w ten sposób pewien stopień uniwersalności. Uniwersalność tę należy rozumieć w tym sensie, że biolodzy badający populacje, a także fizycy zajmujący się laserami bądź hydrodynamiką, natkną się na jednakowe wartości symulowanych wielkości, o ile odpowiednio dobiorą obiekty badań, a także badane wielkości. Aby móc następnie badać wspólne aspekty bardzo różniących się od siebie układów o nieliniowej dynamice wystarczy porównać ze sobą wartości liczebności populacji, aktywności lasera czy prędkości przepływu. Równoważność rozpatrzonych modeli świadczy także o wybitnie interdyscyplinarnym charakterze synergetyki. Zatem do symulacji zachowania trzech omawianych układów wystarczy jedna postać równań. Wybierzemy do tego celu równania Lorenza.

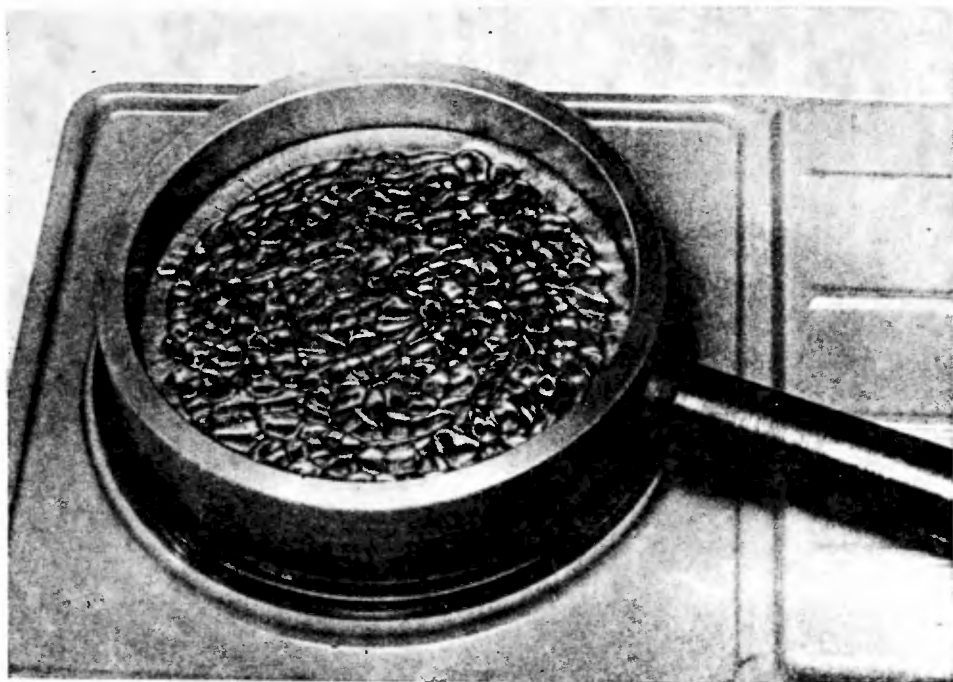
6.4. Symulacje komputerowe

Już w swojej pionierskiej pracy [17] opisał Lorenz rozwiązania numeryczne równań (8.1-3), które to rozwiązania określamy dzisiaj mianem chaotycznych i które wskazują na istnienie atraktora dziwnego, zwanego atraktorem Lorenza. Od tego czasu literatura dotycząca różnorodnych rozwiązań tych równań (które robią wrażenie łatwych) znacznie się wzbogaciła [19]. Znamy dzisiaj warunki umożliwiające opis stanów stacjonarnych za pomocą punktów stałych, cykli granicznych czy atraktorów chaotycznych. Dla ilustracji pokazujemy na rys. 23 typowe rozwiązania numeryczne równań Lorenza dla obszaru chaosu przy ustalonych wartościach parametrów kontrolnych $\sigma = 10$, $b = 8/3$ oraz $r = 28$. Splątane trajektorie fazowe są charakterystyczne dla chaotycznego atraktora Lorenza.

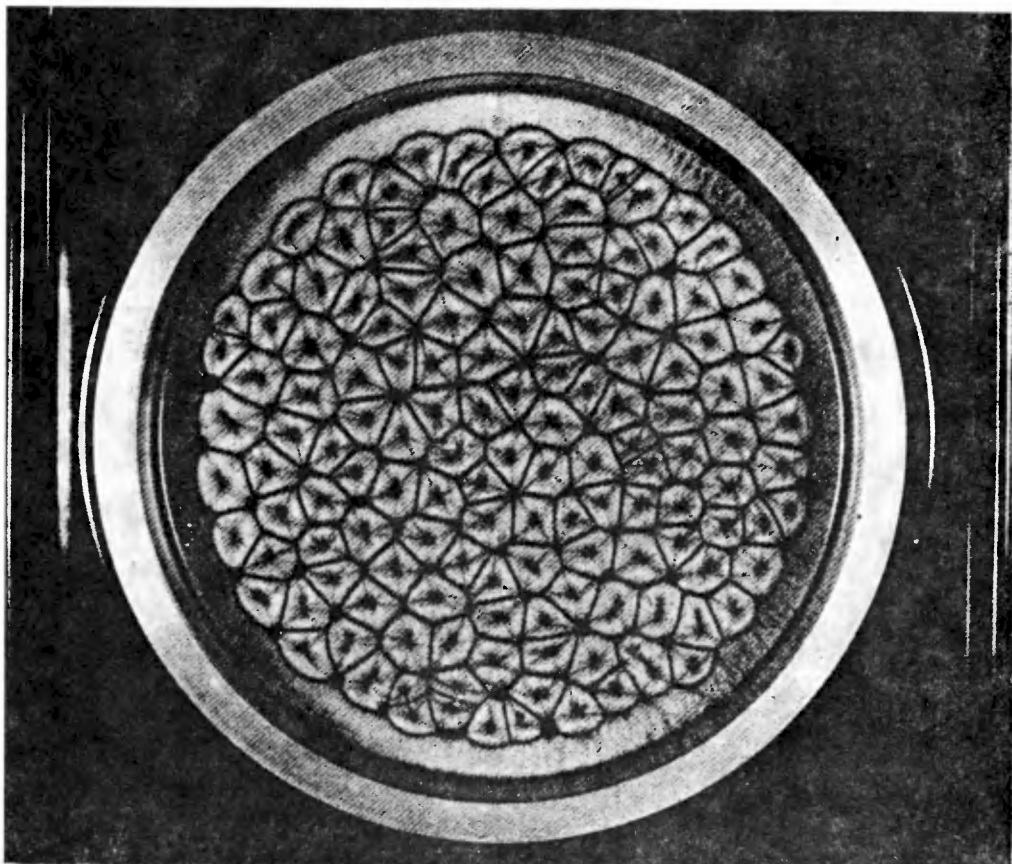
Obecnie znane są również szerokie przedziały parametrów kontrolnych, w których zjawiska przebiegają według wspomnianych scenariuszy. Przy próbach numerycznego określenia tych obszarów bardzo pomocne są obliczenia wykładników Lapunowa, które znamy z rozważań dotyczących odwzorowania logistycznego (rys. 12). Wynikiem analizy stabilności dla układu trójwymiarowego, przeprowadzonej wzdłuż trajektorii w przestrzeni fazowej dla każdego zestawu ustalonych parametrów kontrolnych, są wartości trzech wykładników Lapunowa. Jeżeli wszystkie trzy wykładniki są ujemne, wówczas mamy do czynienia ze stabilnym punktem stałym. Jeśli dwa wykładniki są ujemne, a jeden równy zero, wtedy rozwiązania są periodyczne w czasie (cykle graniczne). Jeżeli jeden z wykładników jest dodatni, drugi równy zero, a trzeci ujemny, wówczas zachowanie się rozwiązań jest chaotyczne i co za tym idzie, bardzo czułe na warunki początkowe. Na rys. 24 przedstawiono wyniki obliczeń wykładników Lapunowa w funkcji „parametru



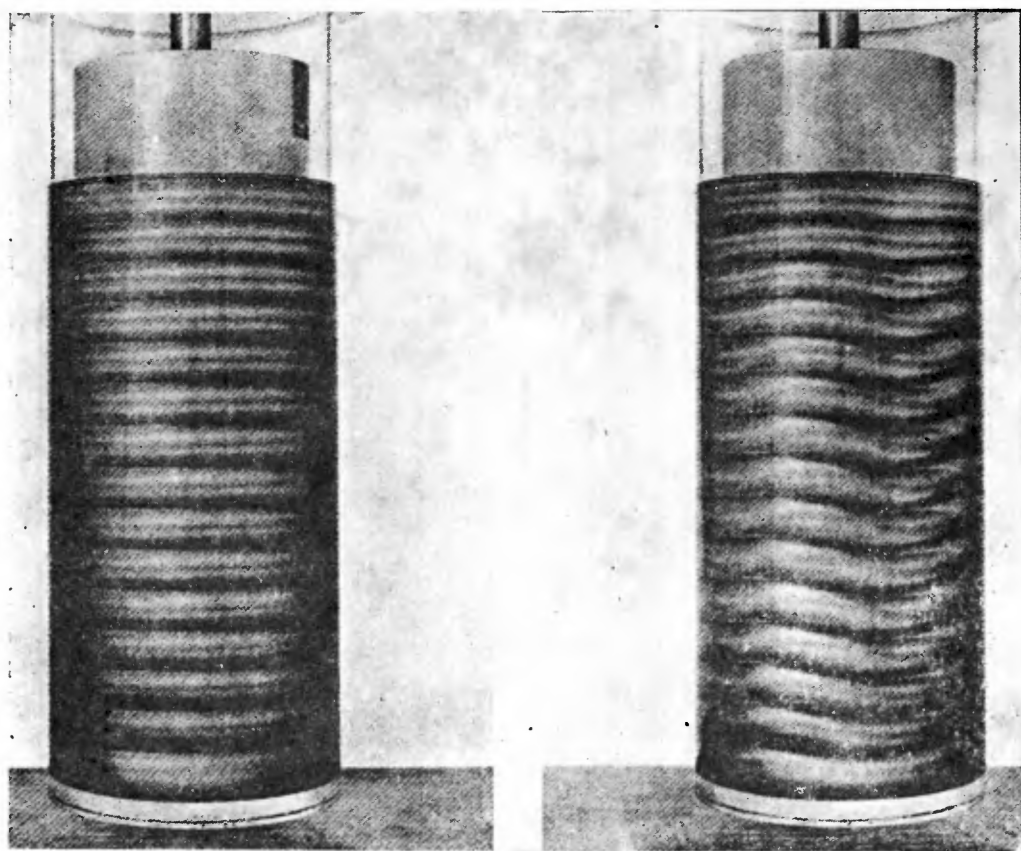
Rys. 24. Obliczone wartości wykładników Lapunowa dla równań Lorenza (8.1, 2, 3) dla $\sigma = 10$, $b = 3/8$ i parametru kontrolnego r zmieniającego się od 60 do 260



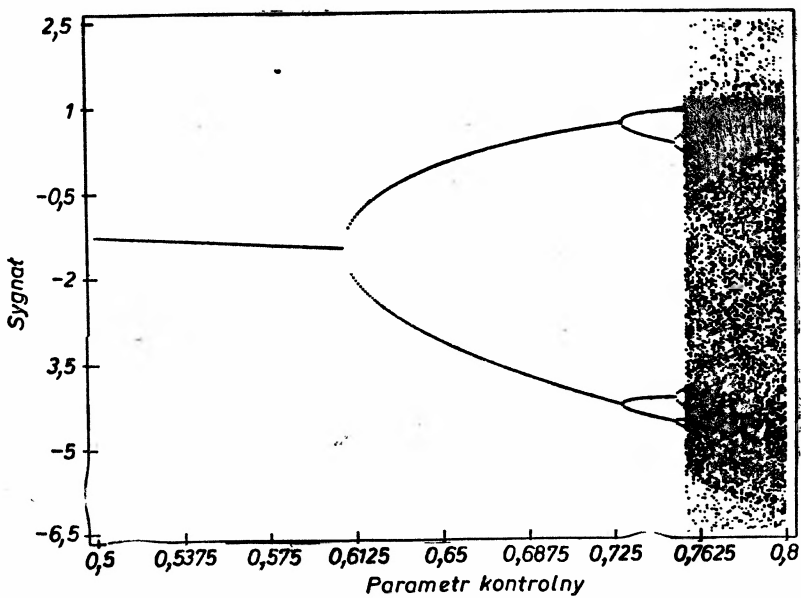
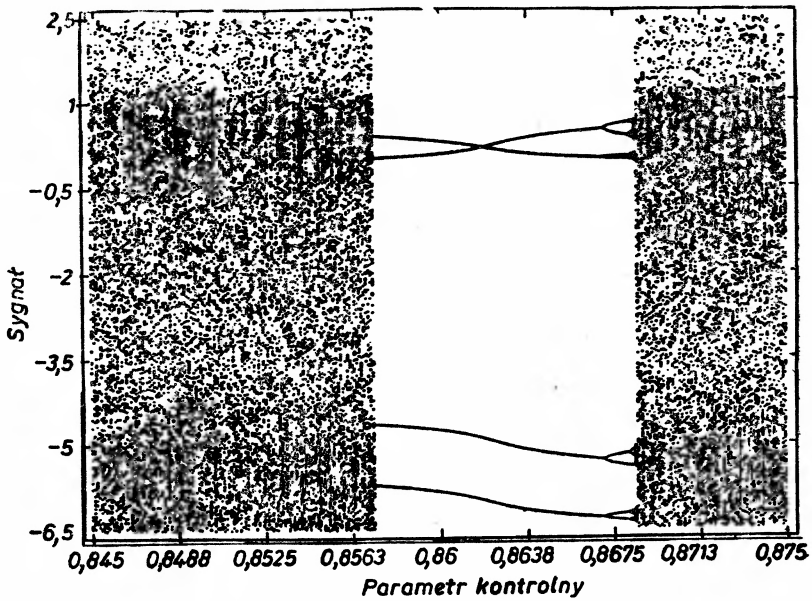
Rys. 1. Komórki konwekcyjne Bénarda powstające spontanicznie w warstwie oleju silikonowego o grubości kilku mm — faza przejściowa (nieuporządkowana)



Rys. 2. Komórki Bénarda podczas stadium dochodzenia do uporządkowanej struktury plastra miodu



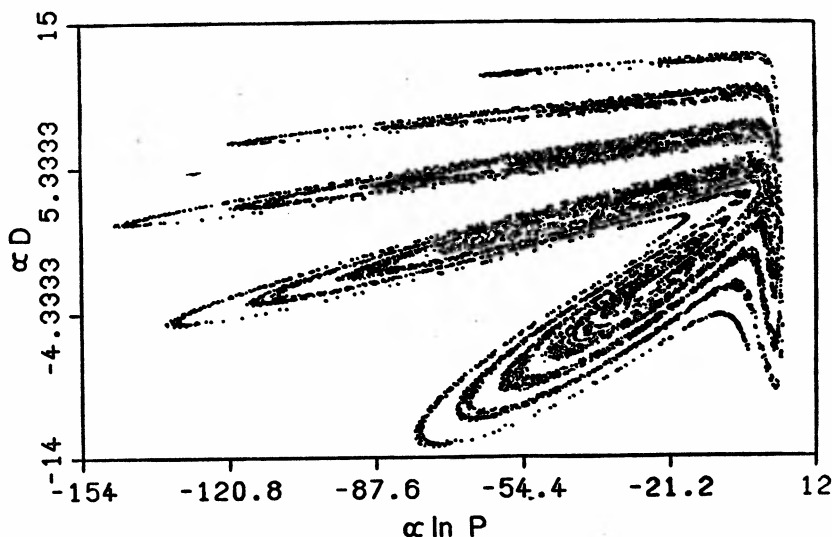
Rys. 3. Komórki przepływu Taylora tworzące się samoistnie w mieszaninie wody z gliceryną znajdujące się pomiędzy dwoma obracającymi się względem siebie cylindrami; (a) — stacjonarne, warstwowe komórki po przekroczeniu pierwszej krytycznej wartości częstości obrotów wirującego, wewnętrznego cylindra, (b) — komórki falujące po przekroczeniu drugiej częstości krytycznej



Rys. 25. Otrzymane numerycznie diagramy bifurkacyjne modulowanego rasera dla realnych parametrów układu. Naniesione dane odzwierciedlają aktywność rasera rejestrowaną stroboskopowo zgodnie z modulacją. Dyskretne wartości naniesiono w funkcji amplitudy modulacji jako parametru kontrolnego

pompowania” r dla stacjonarnych rozwiązań równań (8.1-3). Można na tym rysunku rozpoznać kolejne bifurkacje, pasma chaotyczne i okna periodyczności, podobne do znanych nam już z modelu logistycznego (rys. 12).

W tym miejscu można postawić sobie pytanie, czy symulacje tego typu odpowiadają sytuacjom rzeczywistym. W przypadku raseru, dla którego wszystkie parametry modelu matematycznego określono eksperymentalnie, na pytanie to można odpowiedzieć twierdząco. Jednakże klasyczny atraktor Lorenza (rys. 23) leży poza dostępnym obecnie w doświadczeniu obszarem zmienności parametrów kontrolnych. Zmierzone wartości parametru r leżą w przedziale pomiędzy 1 a 1,5, są zatem mniej więcej dziesięciokrotnie za małe.



Rys. 26. Otrzymany numerycznie diagram Poincarégo dla stanu chaosu modulowanego raseru (modulacja dobroci układu rezonansowego)

Z chaotyczną dynamiką raseru mamy natomiast do czynienia, gdy modulujemy parametr kontrolny, tak jak to opisano w rozdz. 5. Zachowanie się raseru pod wpływem harmonicznej modulacji parametrów kontrolnych daje się dobrze symulować za pomocą równań Lorenza. W tym celu podstawiamy do równań Lorenza parametry uporządkowania w formie harmonicznych funkcji czasu o amplitudach wyznaczonych eksperymentalnie. Na rys. 25 pokazano symulację komputerową diagramów bifurkacji. W tym przypadku nie da się niestety stwierdzić ilościowej zgodności z danymi doświadczalnymi (rys. 20), jako że układy nieliniowe są niesłychanie czułe na najdrobniejsze zakłócenia wartości parametrów i na niewielkie niedokładności w ich wyznaczeniu. Mimo to symulacja komputerowa wskazuje na występowanie w tym przypadku scenariusza Feigenbauma odpowiedzialnego za pojawianie się w wynikach doświadczeń pasm chaotycznych oraz okien periodyczności. Symulacja komputerowa daje nadto prawidłowe wartości uniwersalnych stałych Feigenbauma.

Przedstawione na rys. 26 cięcie Poincarégo dla modulowanego raseru pokazuje, że w chaosie mogą występować inne, jak dotąd prawie nie zbadane, formy uporządkowania. Na osi pionowej naniesiono wartości inwersji obsadzeń (D), a na osi poziomej wartości dynamicznej polaryzacji spinów (P) zmierzone w równoodległych chwilach. Chociaż pojedyncze punkty wykresu pojawiają się kolejno w różnych obszarach wykresu i nigdy

się nie pokrywają, dostępne są dla nich jednak jedynie niektóre obszary wykresu, układające się w pewną strukturę. Czyż nie jest to przekonującym dowodem na to, że chaos deterministyczny jest tylko szczególną formą uporządkowania?

7. Uwagi końcowe

Próbowałem tutaj pokazać, że uporządkowanie może powstawać spontanicznie jako wynik oddziaływania, że formy uporządkowane mogą poprzez niestabilności zostać zniszczone lub przeprowadzone w inne struktury, że niestabilności mogą występować w hierarchicznie uporządkowanych sekwencjach prowadzących do chaosu, który wykazuje specyficznego rodzaju uporządkowanie. „Regularny” i „chaotyczny” nie są w tym aspekcie antonimami, lecz charakteryzują dwa oblicza jednej i tej samej dynamiki. To, czy układ pozostanie uporządkowany, czy podąży w stronę chaosu zależy jedynie od warunków zewnętrznych.

* *
*

Zarówno wykład pt. „Czy w chaosie istnieje uporządkowanie?” wygłoszony 12 grudnia 1983 r. przed Towarzystwem Przyrodniczym w Zurychu, jak również powyższa, rozszerzona praca na ten sam temat, a także wieloletnie badania prowadzone nad laserami NMR były możliwe jedynie dzięki niegasnącemu zapałowi i oczarowaniu tą tematyką moich współpracowników i przyjaciół. Podczas doświadczeń z raserem pomocą służyli mi Bruno Derighetti, Dieter Meier, Reto Holzner i Michele Ravani. Do prób nad nowymi sposobami demonstracji dynamiki nieliniowej wkład wnieśli ponadto Werner Deichmann, Jürg Seiler oraz Karl Sernatiger. Pani Pantke z pracowni fotograficznej Uniwersytetu i Tiziano Crudeli dostarczyli doskonałych fotografii i wykresów. Moja żona Marlis Brun cierpliwie i wytrwale przepisywała, wycinała i sklejała wielokrotnie zmieniany rękopis. Pan Weber wraz z zespołem TV pomogli nam wykorzystać technikę magnetowidową. Ludzie zafascynowani komputerami Remo Badii, Giorgio Broggi, Ruedi Stoop i Stefan Vogel są autorami wielu symulacji komputerowych. W kwestiach teoretycznych moim duchem krytycznym, doradcą i pomocnikiem był stale prof. Peter Meier. Im wszystkim, a także Narodowej Radzie Funduszu Narodowego ds. Badań Naukowych za poparcie finansowe należą się moje serdeczne podziękowania.

Z języka niemieckiego tłumaczył
Grzegorz Tęcza

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Literatura

- [1] H. Haken, *Synergetics — An Introduction*, Springer-Verlag, Berlin 1977.
- [2] E. L. Koschmieder, *Chem. Phys.* **26**, 177 (1974).
- [3] E. L. Koschmieder, *Springer Series in Synergetics* **2**, 70 (1977).

- [4] H. L. Swinney, P. R. Fenstermacher, J. P. Gollup, *Springer Series in Synergetics* 2, 69 (1977).
- [5] P. Bösiger, E. Brun, D. Meier, *Phys. Rev. Lett.* 38, 602 (1977).
- [6] P. Bösiger, E. Brun, D. Meier, *Phys. Rev.* A18, 671 (1978).
- [7] M. J. Feigenbaum, *J. Stat. Phys.* 19, 25 (1978).
- [8] D. Ruelle, F. Takens, *Commun. Math. Phys.* 20, 167 (1971).
- [9] Y. Pomeau, P. Manneville, *Commun. Math. Phys.* 74, 189 (1980).
- [10] F. Waldner, D. R. Barberis, H. Yamasaki, *Phys. Rev.* A31, 420 (1985).
- [11] E. Brun, B. Derighetti, R. Holzner, D. Meier, *Optical Bistability*, red. C. M. Bowden, Plenum, New York 1983.
- [12] E. Brun, B. Derighetti, R. Holzner, M. Ravani, *Acta Phys. Austriaca* 56, 85 (1984).
- [13] E. Brun, B. Derighetti, D. Meier, R. Holzner, M. Ravani, *J. Opt. Soc. Am. B2*, 1, 156 (1985).
- [14] H. G. Schuster, *Deterministic Chaos*, Physik-Verlag, Weinheim 1984 i zawarte tam odnošniki.
- [15] J. C. Roux, *Physica* 7D, 57 (1983).
- [16] L. A. Lugiato, P. Mandel, L. M. Narducci, *Phys. Rev.* A29, 1438 (1984).
- [17] E. N. Lorenz, *J. Atmos. Sci.* 20, 130 (1963).
- [18] H. Haken, *Phys. Lett.* 53A, 77 (1975).
- [19] C. Sparrow, *The Lorenz Equations: Bifurcations, Chaos and Strange Attractors*, Springer-Verlag, Berlin 1982 i zawarte tam odnošniki.

NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE

Jan Badziak

Instytut Fizyki Plazmy
i Laserowej Mikrosyntezy
Warszawa

Lasery ekscymerowe na halogenkach gazów szlachetnych

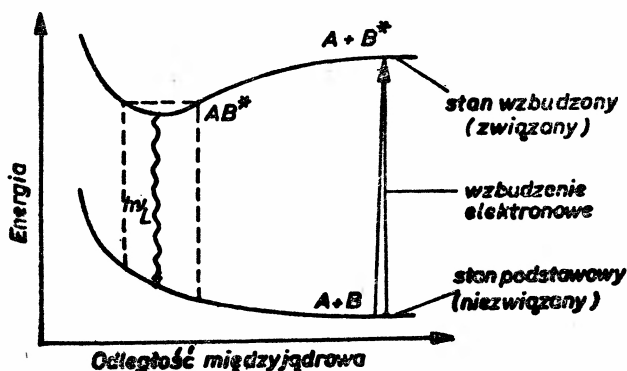
Rare-gas halide excimer lasers

Abstract: Principles of operation and design of rare-gas halide excimer lasers — the most powerful existing source of coherent UV and VUV radiation — are presented. Kinetics of active excimer molecules formation, pumping and energy extraction methods and some modern designs of high power and high energy lasers have been described.

1. Wstęp

Lasery ekscymerowe są klasą laserów gazowych, w których generacja spójnego promieniowania następuje w wyniku przejść kwantowych molekuł, które są związane tylko w stanie wzbudzonym. Molekuły takie — nazwane ekscymerowymi — mogą powstawać w wyniku procesów zderzeniowych (zderzeń wzbudzonych atomów, rekombinacji jonów itp.) zachodzących w ośrodku pod wpływem jego pobudzenia elektronami czy strumieniem fotonów.

Na rysunku 1 przedstawiono schematycznie krzywe energii potencjalnej najniższych stanów energetycznych molekuły ekscymerowej. Energia potencjalna układu zderzających się atomów A i B będących w stanie podstawowym zmienia się wg „krzywej odpychającej” (krzywa dolna). Stan podstawowy molekuły AB jest więc stanem niezwiązanym (niekiedy — słabo związanym). Jeżeli jednak jeden z atomów jest w stanie wzbudzonym, to zderzenie atomów A i B^* (B^* — atom wzbudzony) przebiega wg krzywej mającej minimum i powstająca w wyniku zderzenia wzbudzona molekuła AB^* ma skończony czas życia (stan wzbudzony AB^* jest stanem związanym). Warunkiem powstania molekuły ekscymerowej jest więc wzbudzenie (lub jonizacja) jednego z jej składników wyjściowych. Po stosunkowo krótkim czasie rzędu 10^{-9} - 10^{-8} s, molekuła ekscymerowa przechodzi w stan podstawowy emitując foton lub oddając energię innym cząstkom w wyniku zderzeń. Ponieważ stan ten jest stanem niezwiązanym powoduje to praktycznie natychmiastowy jej rozpad. W rezultacie, obsadzenie stanu podstawowego molekuły ekscymerowej, stanowiącego dolny poziom przejścia laserowego, jest bliskie zera. Wytworzenie więc nawet niewielkiej liczby takich molekuł w ośrodku prowadzi do powstania inwersji obsadzeń (obsadzenie



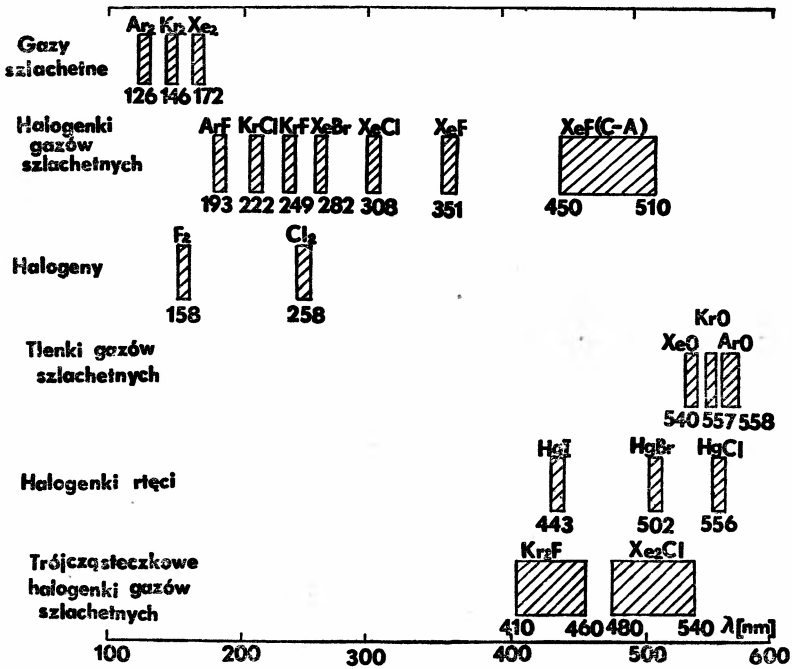
Rys. 1. Schematyczne przedstawienie krzywych energii potencjalnej molekuly ekscymerowej

poziomu górnego jest większe niż dolnego). W odróżnieniu zatem od tradycyjnych laserów (np. neodymowych, CO_2 , helowo-neonowych) podstawowy warunek uzyskania akcji laserowej jakim jest wytworzenie inwersji obsadzeń w przypadku laserów ekscymerowych, jest spełniony niejako automatycznie. Przedstawiony tu obraz jest oczywiście bardzo uproszczony i tylko w sposób ideowy ilustruje zasadę działania lasera ekscymerowego.

Ważniejsze rodzaje molekuł wykorzystywanych jako molekuly aktywne laserów ekscymerowych oraz zakresy emitowanych przez nie długości fali przedstawiono na rys. 2. Obejmują one zakres od próżniowego ultrafioletu aż do promieniowania widzialnego.

Najbardziej interesującą grupą laserów ekscymerowych są lasery wykorzystujące halogenki gazów szlachetnych. Pokrywają one najszerszy zakres widma, mają najwyższą sprawność, dają możliwość otrzymania dużych energii w impulsie i dużych mocy średnich, a także — ze względu na szerokie widmo emisji — możliwość przestrajania częstości i generacji zarówno długich jak i bardzo krótkich impulsów. Te cechy laserów wykorzystujących halogenki gazów szlachetnych sprawiły, że znajdują one coraz szersze zastosowanie w różnych dziedzinach. Można tu wymienić: spektroskopię, optykę nieliniową, fotochemię, separację izotopów, syntezę termojądrową, mikroobróbkę materiałów, fotolitografię, medycynę i wiele innych. Odkrycie tych laserów dokonało swego rodzaju rewolucji w dziedzinie generacji ultrafioletu, a burzliwy rozwój zarówno samych laserów, jak i ich zastosowań trwa do dziś.

Pierwsza demonstracja działania lasera ekscymerowego została dokonana przez Basowa i współpracowników w roku 1970 [1]. Autorzy tej pracy uzyskali emisję wymuszoną z dimera Xe_2 w fazie ciekłej pobudzając go wiązką elektronów. W rok później Kohler ze współpracownikami [2], stosując tę samą metodę pobudzania, uzyskał generację z Xe_2 w fazie gazowej. W następnych dwóch latach uruchomiono gazowe lasery z Kr_2 [3] i Ar_2 [4]. W roku 1974 Powel i inni [5] uruchomili lasery na tlenkach gazów szlachetnych — XeO , ArO , KrO . Prawdziwie intensywny rozwój laserów ekscymerowych rozpoczął się jednak dopiero z chwilą zbadania przez Golde'a i Trusha [6] oraz Velasco i Setsera [7] widm emisyjnych niektórych halogenków gazów szlachetnych — ArCl [6], XeF , XeCl , XeBr i XeI [7]. Prawie jednocześnie z ukazaniem się pracy [7] w r. 1975 Searles i Hart [8] uruchomili pierwszy laser wykorzystujący halogenki gazów szlachetnych — laser XeBr —



Rys. 2. Ważniejsze rodzaje molekuł kscymerowych i długości fali emitowanego światła

a w kilka miesięcy później Brau i Ewing [9, 10] — lasery XeF i KrF. Już w następnym roku Hoffman i współpracownicy [11] donieśli o uzyskaniu z laserów KrF i ArF energii w impulsie ok. 100 J. Wszystkie wymienione lasery pobudzano wiązką elektronów. Pierwszy laser wykorzystujący halogenki gazów szlachetnych pobudzany wyładowaniem elektrycznym stabilizowanym wiązką elektronów zademonstrowali w 1975 r. Mangano i Jacob [12]. Lasery pobudzane wyładowaniem elektrycznym ze wstępną jonizacją (prejonizacją) UV, uruchomili następnie Burnham i współpracownicy [13] w roku 1976, a z prejonizacją promieniowaniem X — Sumida i współpracownicy [14] w r. 1978. Kolejne lata przyniosły znaczny postęp w zrozumieniu fizyki laserów z halogenkami gazów szlachetnych, udoskonaleniu metod pobudzania i rozwoju metod generacji. Uzyskano impulsy nanosekundowe [15, 16] i pikosekundowe [17, 18] z tych laserów. Zbudowano lasery o dużych mocach (rzędu TW) [19, 20] i energiach (rzędu kJ) [21] w impulsie, a także lasery pracujące z dużą częstością repetycji [22, 23]. Coraz szerszy krąg zastosowań tych laserów — w badaniach naukowych, technologii, medycynie — spowodował podjęcie na szeroką skalę produkcji tych laserów. Już obecnie energia laserów oferowanych do sprzedaży dochodzi do kilku J, a moc średnia — do kilkudziesięciu W. Postęp prac nad laserami wykorzystującymi halogenki gazów szlachetnych sprawił, że są one obecnie najsilniejszym (w sensie mocy średniej) źródłem koherentnego promieniowania w zakresie UV i VUV (ultrafioletu próżniowego), a także bardzo obiecującym źródłem pobudzania laserów generujących jeszcze krótsze fale — laserów rentgenowskich.

W artykule niniejszym omówiono fizyczne podstawy działania laserów, w których ośrodkiem aktywnym są halogenki gazów szlachetnych, oraz współczesne konstrukcje

tych laserów¹. W rozdz. 2 omówiono ważniejsze aspekty kinetyki powstawania i rozpadu molekuł ekscymerowych w tych laserach. Rozdział 3 jest poświęcony metodom pobudzania, a rozdz. 4 — problemom generacji i ekstrakcji energii z ośrodka aktywnego. W rozdz. 5 przedstawiono zagadnienia związane z konstrukcją laserów o dużej mocy i energii.

2. Kinetyka powstawania i rozpadu molekuł ekscymerowych

W laserach wykorzystujących halogenki gazów szlachetnych ośrodek czynny jest najczęściej gazem trójskładnikowym (rzadziej dwu- lub czteroskładnikowym) zawierającym dwa rodzaje gazu szlachetnego (np. Kr i Ar) oraz molekuły halogenu (np. F₂). Atomy jednego z gazów szlachetnych oraz molekuły halogenu są elementami wyjściowymi do tworzenia roboczej molekuły ekscymerowej, zaś trzeci składnik pełni rolę gazu buforowego odbierającego większość energii od pompy. W typowych mieszaninach gaz buforowy (Ar, He, Ne) stanowi ok. 90% ich składu, roboczy gaz szlachetny (Kr, Xe) — 5-10%, natomiast względna koncentracja halogenu nie przekracza 1%. Ciśnienie mieszaniny waha się zwykle w granicach 1-3 atm. W wyniku wymuszeń zewnętrznych (wiązki elektronów, pola elektrycznego) następuje częściowa jonizacja oraz wzbudzenie atomów i molekuł ośrodka, a następnie — w wyniku złożonego łańcucha reakcji chemicznych zachodzących między jonami, atomami i molekułami — powstają wzbudzone molekuły ekscymerowe (KrF*, XeCl*, XeF*, KrCl* itp.).

Występują dwa główne kanały powstawania roboczych molekuł ekscymerowych:

- kanał jonowy, w którym początkiem łańcucha reakcji chemicznych jest jonizacja atomów gazu szlachetnego;
- kanał neutralny, w którym początkiem łańcucha reakcji jest wzbudzenie atomów gazu szlachetnego.

Najważniejszym rodzajem reakcji w kanale jonowym jest trójcząstkowa rekombinacja jonowa. Molekuła ekscymerowa powstaje w tej reakcji w wyniku zderzeń dodatniego jonu gazu szlachetnego, ujemnego jonu halogenu i atomu gazu szlachetnego. Niżej przedstawiono przykład dwu ważniejszych procesów zachodzących z udziałem tej reakcji w kanale jonowym lasera KrF:

1. $\text{Kr} + e_f \rightarrow \text{Kr}^+ + e'_f + e_s$
 $\text{F}_2 + e_s \rightarrow \text{F}^- + \text{F}$
 $\text{Kr}^+ + \text{F}^- + \text{R} \rightarrow \text{KrF}^* + \text{R}$
2. $\text{Ar} + e_f \rightarrow \text{Ar}^+ + e'_f + e_s$
 $\text{F}_2 + e_s \rightarrow \text{F}^- + \text{F}$
 $\text{Ar}^+ + \text{Ar} + \text{R} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{R}$
 $\text{Ar}_2^+ + \text{F}^- + \text{R} \rightarrow \text{ArF}^* + \text{Ar} + \text{R}$
 $\text{ArF}^* + \text{Kr} \rightarrow \text{KrF}^* + \text{Ar}$

gdzie R oznacza atom Ar lub Kr, e_f — elektron szybki przed zderzeniem, e'_f — elektron szybki po zderzeniu, e_s — elektron wolny (wtórny). Podstawowym rodzajem reakcji w kanale neutralnym jest tzw. reakcja harpunowa (dwucząstkowa). W tym przypadku

¹ W literaturze polskiej niektóre z poruszonych tu zagadnień zostały skrótowo omówione w artykule Radzewicza i Kowalczyka [39].

molekuła ekscymerowa powstaje w wyniku zderzenia wzbudzonego atomu gazu szlachetnego z molekułą halogenu:

1. $Kr + e_f \rightarrow Kr^* + e'_f$
 $Kr^* + F_2 \rightarrow KrF^* + F$
2. $Ar + e_f \rightarrow Ar^* + e'_f$
 $Ar^* + F_2 \rightarrow ArF^* + F$
 $ArF^* + Kr \rightarrow KrF^* + Ar$.

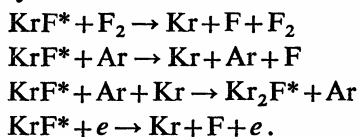
Kanał jonowy powstawania molekuł ekscymerowych dominuje w laserach pobudzanych wiązką elektronów. W laserach pobudzanych wyładowaniem elektrycznym może dominować kanał neutralny.

Sprawność kinetyki η_K oznaczająca stosunek koncentracji roboczych molekuł ekscymerowych do koncentracji powstałych w wyniku pompowania jonów i atomów wzbudzonych przekracza 50% i w przypadku najbardziej sprawnych laserów ekscymerowych (KrF, ArF, XeCl) $\eta_K = 70-90\%$. Sprawność zaś formowania molekuł roboczych η_F , rozumiana jako stosunek energii zgromadzonej w tych molekułach do energii zdeponowanej w ośrodku niezbędnej do ich wytworzenia, wynosi zwykle 20-30%. Wysokie wartości η_K , η_F są jedną z głównych przyczyn stosunkowo wysokich sprawności laserów na halogenkach gazów szlachetnych.

Czas życia molekuł ekscymerowych, a więc czas życia górnego poziomu laserowego w ośrodku aktywnym, jest krótki i wynosi najczęściej $10^{-9}-10^{-8}$ s. Istnieje kilka przyczyn rozpadu tych molekuł. Są to:

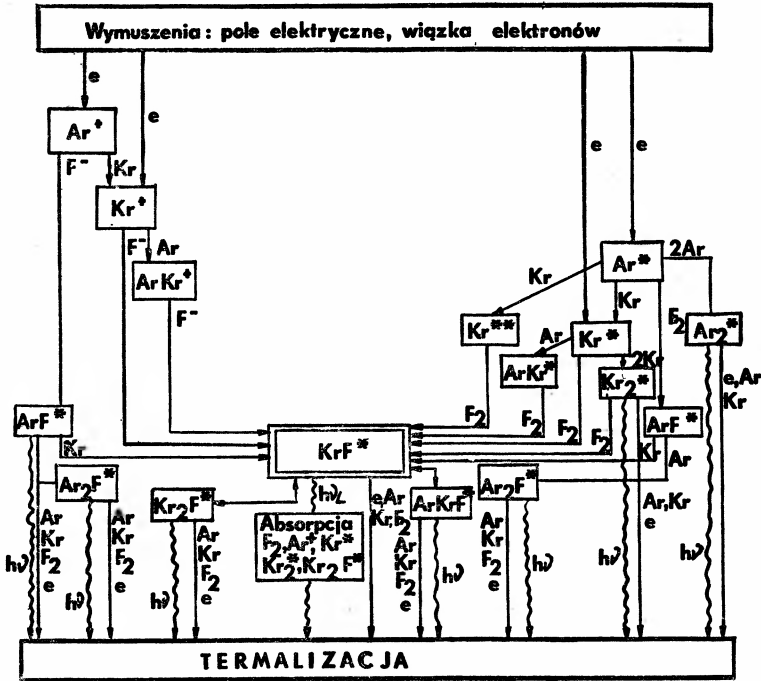
- emisja spontaniczna
- emisja wymuszona
- zderzenia z atomami (jonami) i molekułami gazu
- zderzenia z elektronami.

O ile dwa pierwsze procesy można uznać za użyteczne (pierwszy — tylko częściowo), to dwa pozostałe mają charakter pasożytniczy. Prowadzą one do skrócenia efektywnego czasu życia molekuł roboczych (np. z 6,5 ns do około 1 ns w przypadku lasera KrF) i strat energii zgromadzonej w ośrodku. Niżej przedstawiono przykładowe reakcje prowadzące do rozpadu molekuły KrF*:



Jak widać rozpad molekuł ekscymerowych może zachodzić zarówno w wyniku reakcji dwu- jak i trójcząsteczkowych. Konsekwencją tego faktu jest między innymi nieliniowa zależność szybkości rozpadu molekuł ekscymerowych (podobnie jak szybkości ich powstawania) od składu i ciśnienia mieszaniny aktywnej. Jednym z problemów optymalizacyjnych w laserach ekscymerowych jest takie dobranie składu i ciśnienia mieszaniny oraz parametrów wymuszeń zewnętrznych, by relacja między szybkością powstawania i rozpadu molekuł roboczych była jak najkorzystniejsza.

Kinetyka powstawania i rozpadu molekuł ekscymerowych w laserach na halogenkach gazów szlachetnych jest złożona i nie do końca poznana. Mimo, że liczba wyjściowych składników jest niewielka, w wyniku pobudzenia powstaje co najmniej kilkanaście ro-



Rys. 3. Schemat kinetyki powstawania i rozpadu molekuł ekscymerowych w laserze KrF

dzajów cząstek mających znaczący wpływ na przebieg procesów kinetycznych (rys. 3), a liczba znanych obecnie reakcji w laserach takich jak KrF czy XeCl przekracza 100. Stwarza to znaczne trudności we właściwym teoretycznym modelowaniu laserów na halogenkach gazów szlachetnych, z drugiej jednak strony daje duże możliwości sterowania ich parametrami oraz optymalizacji warunków pracy.

3. Metody pobudzenia laserów ekscymerowych

Krótkie czasy życia molekuł ekscymerowych sprawiają, że dla uzyskania koncentracji tych molekuł dostatecznej dla osiągnięcia progu generacji konieczne jest stosowanie intensywnego pobudzenia zapewniającego gęstość mocy deponowanej w ośrodku rzędu 10^5 - 10^6 W/cm³. Znanych jest kilka metod spełniających te wymagania. Najszerze zastosowanie w laserach ekscymerowych znalazły dwie z nich:

- pobudzenie wiązką elektronów,
- pobudzenie wyładowaniem elektrycznym.

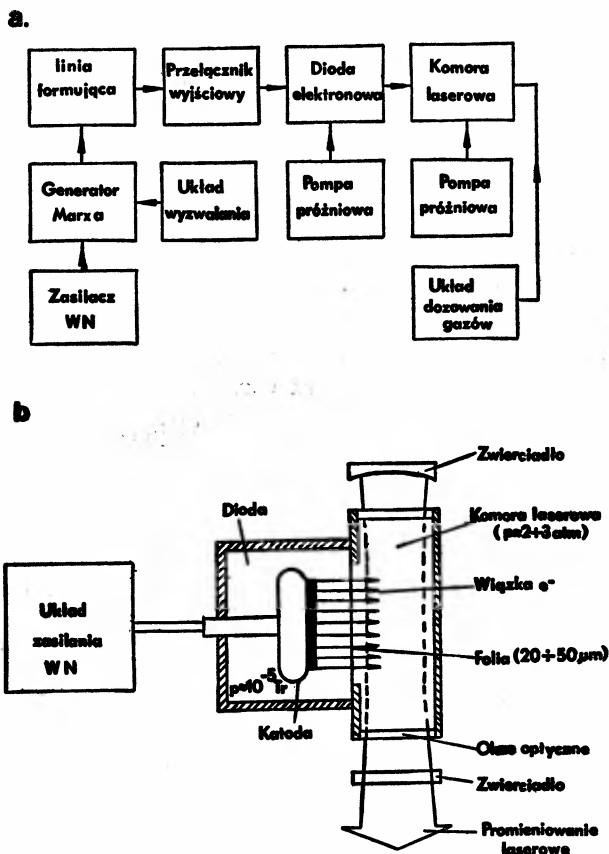
W tej ostatniej metodzie stosuje się: wyładowanie stabilizowane wiązką elektronów, wyładowanie z prejonizacją promieniowaniem UV i wyładowanie z prejonizacją X. Wykorzystywane jest również, choć znacznie rzadziej, pobudzenie optyczne, pobudzenie mikrofalami, a także pobudzenie metodami bardziej „egzotycznymi” — wiązką protonów czy neutronów.

3.1. Lasery pobudzone wiązką elektronów

Ponieważ duże gęstości mocy wymagane do pobudzenia laserów ekscymerowych można stosunkowo łatwo otrzymać wykorzystując impulsową wiązkę relatywistycznych elektronów, pierwsze lasery ekscymerowe uruchomiono stosując tę właśnie metodę pobudzenia. Metoda ta, zapewniając dużą intensywność procesu pompowania, umożliwia jednocześnie jednorodne pobudzenie dużych objętości ośrodka, a tym samym uzyskanie dużych energii z lasera.

Typowy schemat blokowy lasera ekscymerowego pobudzanego wiązką elektronów przedstawiono na rys. 4a, zaś jego ideową konstrukcję — na rys. 4b. Wyróżnić tu można dwa zespoły urządzeń: działo elektronowe oraz komorę laserową z układem pompowym i dozowania gazów.

W skład działu elektronowego wchodzi najczęściej: zasilacz WN (wysokiego napięcia), generator Marxa z układem wyzwiania, linia formująca, przełącznik wyjściowy, dioda elektronowa, pompa próżniowa. Podzespołem wypracowującym wyjściowy impuls WN jest generator Marxa, pełniący rolę impulsowego powielacza napięcia. Linia formująca



Rys. 4. Schemat lasera pobudzanego wiązką elektronów, a — schemat blokowy, b — schemat ideowy konstrukcji

odpowiednio kształtuje impuls WN nadając mu żadaną długość oraz kształt zbliżony do prostokątnego. Impuls ten jest podawany następnie na katodę diody próżniowej poprzez przełącznik (zwykle iskiernik) uruchamiany w momencie, gdy napięcie jest zbliżone do maksymalnego. Elektronem emitowane z katody są przyspieszane w przestrzeni między katodą i anodą do energii $E_e = eU$ (U — napięcie na diodzie) i przez okno diody trafiają do ośrodka aktywnego. Ponieważ o zasięgu elektronów decyduje ich energia i gęstość ośrodka, wartość E_e dobiera się odpowiednio do ciśnienia i rozmiarów ośrodka w kierunku rozchodzenia się wiązki elektronowej. Gęstość prądu wiązki decyduje o intensywności pobudzania ośrodka, a tym samym — o wartości współczynnika wzmocnienia ośrodka. Długość impulsu elektronowego i prąd całkowity są narzucone przez wymagania, odpowiednio, na czas trwania i energię impulsu laserowego.

Komora laserowa, zawierająca ośrodek aktywny, jest wykonana najczęściej ze stali kwasoodpornej. Okna optyczne komory winny być wykonane z materiału zapewniającego wysoką transmisję dla promieniowania UV i jednocześnie odpornego na chemiczne działanie gazu roboczego. Układ dozowania gazów i pompa próżniowa zapewniają żądany skład, ciśnienie i czystość mieszaniny aktywnej.

Stosuje się kilka geometrii pobudzania ośrodka aktywnego. Poza pokazanym na rys. 4b pobudzeniem poprzecznym jednostronnym, stosowane jest pobudzenie poprzeczne dwustronne, koaksjalne lub quasi-koaksjalne, a także — rzadziej — aksjalne.

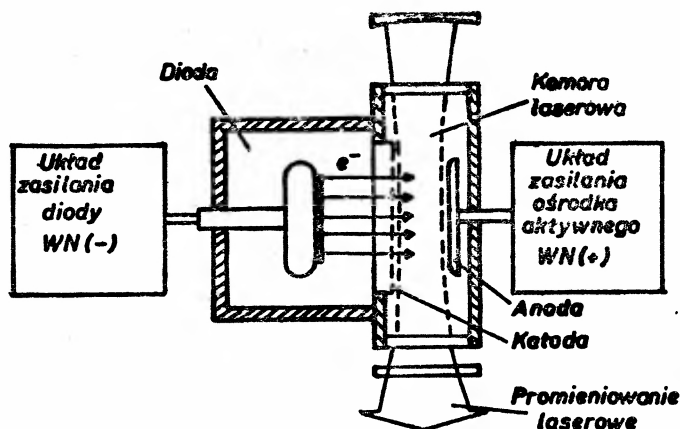
Lasery pobudzane wiązką elektronów zapewniają obecnie uzyskanie najwyższych sprawności oraz energii generowanego promieniowania. Już obecnie sprawność wewnętrzna laserów KrF pobudzanych tą metodą dochodzi do 15% [24], a ich energia do 10 kJ [21]. Dla generacji impulsów o dużej energii (rzędu 1 kJ i wyższych) metoda ta wydaje się najbardziej odpowiednia. Jej stosowanie może być jednak celowe i ekonomicznie uzasadnione również dla laserów znacznie mniejszych, o energiach rzędu 1 J, gdyż znane są rozwiązania zapewniające dużą zwartość i niewielkie rozmiary takich laserów [25]. Możliwość pracy z częstością repetycji 10-100 Hz stwarza tu również szansę uzyskania znacznych mocy średnich, co może znacznie rozszerzyć zakres zastosowań laserów pobudzanych tą metodą.

3.2. Lasery pobudzane wyładowaniem elektrycznym

3.2.1. Pobudzanie wyładowaniem stabilizowanym wiązką elektronów

Jedną z dość rozpowszechnionych metod pobudzania laserów, w których ośrodkiem aktywnym są halogenki gazów szlachetnych jest pobudzenie wyładowaniem stabilizowanym wiązką elektronów. Pod względem uzyskiwanych z lasera energii ($\approx 10^2$ J [26]) i sprawności wewnętrznych (7-9% [27]) metoda ta plasuje się na drugim miejscu po metodzie opisanej w paragrafie 3.1. Umożliwia konstruowanie laserów o stosunkowo dużych aperturach (np. 18×18 cm² w [28]) przy gęstościach prądu znacznie niższych niż w przypadku pobudzania samą wiązką elektronów. Wadą tej metody jest stosunkowo złożona konstrukcja lasera.

Ideowy schemat konstrukcji lasera pobudzanego wyładowaniem stabilizowanym wiązką elektronów przedstawia rys. 5. Wiązka elektronów po przejściu folii separującej obszar działa i ośrodek aktywny wytwarza w nim jednorodną koncentrację elektronów



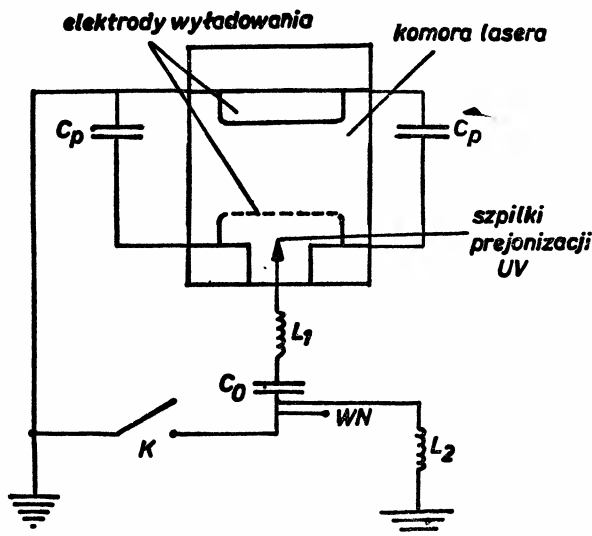
Rys. 5. Ideowy schemat konstrukcji lasera pobudzanego wyładowaniem stabilizowanym wiązką elektronów

na poziomie 10^{10} - 10^{13} cm^{-3} i spełnia funkcję pomocniczą: podtrzymuje niesamoistne wyładowanie jarzeniowe. Obwód zasilania elektrycznego włączany jest po czasie od kilkudziesięciu do kilkuset nanosekund i stanowi główne źródło energii dla ośrodka aktywnego. Wielkość zredukowanego pola elektrycznego E/N jest dobrana tak, aby w wyniku jego działania następowało efektywne pobudzenie stanów metastabilnych, które są wyjściowymi do tworzenia halogenków w kanale neutralnym. Dla lasera KrF kanał ten ma sprawność kwantową o ok. 25% wyższą od jonowego. Teoretycznie więc powyższa metoda pobudzania winna zapewnić sprawność energetyczną wyższą niż w przypadku wiązki elektronów, jednak istnienie procesów jonizacji kaskadowej i związana z tym procesem niestabilność wyładowania powodują, że w praktyce sprawności te są nieco niższe. Opisana metoda ze względu na złożoną konstrukcję lasera znajduje obecnie zastosowanie tylko w układach laboratoryjnych.

3.2.2. Pobudzenie wyładowaniem z prejonizacją UV

Zastosowanie samoistnego wyładowania elektrycznego do pobudzania laserów wykorzystujących halogenki gazów szlachetnych podobnie jak w innych laserach, wymaga wstępnej jonizacji ośrodka celem wytworzenia w miarę jednorodnej koncentracji elektronów umożliwiających zapoczątkowanie wyładowania jarzeniowego. Najprostszą metodą uzyskania początkowej koncentracji elektronów w ośrodku aktywnym na poziomie 10^6 - 10^9 cm^{-3} jest jonizacja promieniowaniem ultrafioletowym. Opracowano szereg metod prejonizacji ośrodka aktywnego promieniowaniem UV [29, 30]. Przeważnie są to proste obwody elektryczne wykorzystujące jako źródło UV wyładowanie iskrowe w ośrodku lub po powierzchni dielektryka. Obwody prejonizacji są sprzężone elektrycznie z głównym obwodem zasilania, stanowią jego integralną część lub są elektrycznie odseparowane. Wspólną ich cechą jest działanie na ok. 0,1-10 μs przed zadziałaniem obwodu głównego, a w niektórych rozwiązaniach również w czasie jego działania. Schemat ostatniego typu obwodu zasilania przedstawiono na rys. 6.

Energia elektryczna zgromadzona w pojemności magazynującej C_0 jest przez przerwę



Rys. 6. Uproszczony schemat elektryczny lasera pobudzanego wyładowaniem z prejonizacją UV. L_1, L_2 — indukcyjności dopasowujące, C_0 — pojemność magazynująca, C_p — pojemność wyostrzająca, K — komutator

iskrową prejonizacji przeładowywana do pojemności C_p , która jest dobrana tak do pozostałych elementów obwodu, aby jak najbardziej wyostrzyć impuls napięciowy przykładany na elektrody wyładowania głównego. Napięcie na elektrodach musi bardzo szybko narosnąć powyżej progu przebicia ze względu na dryf elektronów prejonizacji w kierunku anody, co powoduje silne niejednorodności wstępnej koncentracji elektronów i może uniemożliwić rozwój wyładowania jarzeniowego. Istotna jest również impedancja obwodu wyładowania. Ze względu na konieczność zapewnienia rozwoju wyładowania lawinowego, czyli koncentracji elektronów do ok. 10^{13} - 10^{15} cm^{-3} oraz dostarczenia do ośrodka odpowiedniej mocy w postaci wzbudzenia stanów metastabilnych i jonizacji, impedancja ta powinna być jak najmniejsza. Z drugiej strony, samoistne wyładowanie elektryczne w ośrodkach laserów na halogenkach jest niestabilne ze względu na procesy jonizacji kaskadowej, które w ich typowych warunkach pracy mają charakterystyczne czasy rozwoju rzędu 0,1-0,2 μs . Wymaga to stosowania niskiindukcyjnych obwodów o czasach rozładowania krótszych od czasów rozwoju niestabilności. Stąd w laserach tego typu uzyskiwane są stosunkowo krótkie impulsy — najczęściej od kilkunastu do kilkudziesięciu nanosekund — co w połączeniu z małymi rozmiarami poprzecznymi ośrodka aktywnego, związanymi z krótkim zasięgiem promieniowania UV w tym ośrodku, pozwala na otrzymywanie energii w impulsie na ogół $\lesssim 1$ J. Znane są jednak rozwiązania, w których energia ta może być o rząd wyższa [31]. Uzyskiwane sprawności wewnętrzne laserów z prejonizacją UV są niższe niż w laserach pobudzanych czy stabilizowanych wiązką elektronów i zwykle są bliskie 1%. Ze względu na stosowanie stosunkowo niskich napięć zasilania (30-50 kV) i małych energii gromadzonych w obwodzie ($\lesssim 10^2$ J) możliwe jest uzyskiwanie w tych laserach dużych częstości repetycji (≈ 2 kHz [23]), a tym samym stosunkowo dużych mocy średnich dochodzących do 1 kW. Zaletą tych

laserów jest ponadto prostota konstrukcji oraz względnie małe rozmiary. Te cechy laserów pobudzanych wyładowaniem z prejonizacją UV sprawiły, że są one najbardziej rozpowszechnione i są już produkowane seryjnie. Znalazły one zastosowanie nie tylko w badaniach naukowych, ale również w przemyśle, medycynie i innych dziedzinach.

3.2.3. Pobudzanie wyładowaniem z prejonizacją promieniowaniem X

W laserach tego typu źródłem wstępnej jonizacji gazu umożliwiającej rozwój samostnego wyładowania jarzeniowego jest promieniowanie X. Zasada działania tych laserów oraz wymagania na parametry obwodu elektrycznego są podobne jak w laserach z prejonizacją UV, dlatego nie będziemy ich szczegółowo omawiać. Jako źródło promieniowania X do celów badawczych można stosować konwencjonalne, impulsowe lampy rentgenowskie o odpowiednio dużej mocy, a także pewne modyfikacje dział elektronowych stosowanych w laserach stabilizowanych wiązką elektronów. Najczęściej wymieniane zalety tych laserów w stosunku do laserów z prejonizacją UV, są następujące [32]:

- możliwość jednorodnego pobudzania ośrodka o dużej objętości i ciśnieniu dzięki dużemu zasięgowi promieniowania X;
- zwiększenie „czasu życia” mieszaniny roboczej oraz częstości repetycji na skutek braku zanieczyszczeń spowodowanych wyładowaniem iskrowym prejonizacji;
- bardziej elastyczna konstrukcja i łatwiejszy dobór materiałów z racji możliwości odseparowania źródła prejonizacji od lasera oraz niezależnego sterowania jego parametrami.

Wadą tego typu laserów są jednak ich stosunkowo duże rozmiary i budowa bardziej skomplikowana niż laserów z prejonizacją UV, a ponadto konieczność stosowania ochrony radiologicznej. Uzyskane obecnie parametry laserów z prejonizacją X, takie jak energia i czas trwania impulsu, są zbliżone do uzyskiwanych z laserów z prejonizacją UV. Ich, jak się sądzi, większe możliwości nie zostały do tej pory w pełni udokumentowane.

4. Metody generacji i ekstrakcji energii z ośrodka

Jak wspomniano w rozdz. 2 istnieje kilka mechanizmów powodujących rozpad roboczych molekuł ekscymerowych i przekazanie zgromadzonej w nich energii do otoczenia. Tylko jeden z nich — emisja wymuszona — umożliwia transformację tej energii w energię koherentnego promieniowania. Jeżeli prawdopodobieństwo tej emisji, którego miarą jest wielkość σI (σ — przekrój czynny, I — gęstość strumienia fotonów), jest znacznie większe od prawdopodobieństwa rozpadu molekuł roboczych spowodowanych innymi czynnikami, tzn. $\sigma I \gg 1/\tau$ (τ — czas rozpadu), to praktycznie cała energia zgromadzona w tych molekułach może być przetworzona w promieniowanie spójne². W przeciwnym przypadku część energii molekuł jest bezpowrotnie tracona. Jednakże, nawet przy spełnieniu przedstawionego warunku, tylko część zgromadzonej energii może być wyprowadzona z ośrodka w postaci promieniowania ze względu na jego absorpcję, która w przypadku laserów

² Przy założeniu, że wszystkie molekuły znajdują się na poziomach objętych widmem wzmacnianego promieniowania, co nie zawsze jest spełnione.

ekscymerowych jest na ogół znaczna. Źródłem absorpcji w laserach na halogenkach gazów szlachetnych są po części molekuly halogenu (F_2 , Cl_2), ale przede wszystkim powstające w trakcie pompowania nowe cząstki — jony, atomy wzbudzone, molekuly. Zwykle kilkanaście z nich ma zauważalny udział w absorpcji. Współczynnik absorpcji, podobnie jak współczynnik wzmocnienia, zmienia się więc dynamicznie w czasie akcji laserowej i zależy od wielu czynników — składu, ciśnienia, mocy pompy itp. Jest to jedna z cech odróżniających lasery ekscymerowe od większości laserów gazowych czy laserów stałych.

Stosunek energii (mocy) promieniowania wyemitowanego z ośrodka do energii (mocy) zgromadzonej w molekułach roboczych jest miarą sprawności ekstrakcji energii (mocy) w ośrodku η_{ex} . Iloczyn sprawności ekstrakcji i zdefiniowanej w rozdz. 2 sprawności formowania molekuł roboczych określa sprawność wewnętrzną lasera:

$$\eta_w = \eta_{ex} \eta_F$$

będącą stosunkiem energii (mocy) promieniowania wyemitowanego z lasera do energii (mocy) zdeponowanej w ośrodku aktywnym. Jest to najważniejsza charakterystyka sprawnościowa lasera ekscymerowego, gdyż uwzględnia całą „fizykę” procesów zachodzących w ośrodku. Dla najbardziej sprawnych laserów ekscymerowych — laserów KrF pobudzanych wiązką elektronów — w typowych warunkach $\eta_w \approx 0,1$. Maksymalne wartości η_w otrzymywane dla tych laserów sięgają wartości 0,15, zaś przewiduje się uzyskanie $\eta_w \approx 0,2$. Pozwoliłoby to na otrzymanie całkowitej sprawności lasera $\approx 10\%$.

Jedną z istotnych cech laserów na halogenkach gazów szlachetnych jest impulsowy charakter pracy tych laserów. U podstaw tej właściwości leży kinetyka zachodzących do powstania molekuł ekscymerowych następuje systematyczne „wypalanie” molekuł halogenu. W typowych warunkach czas potrzebny do „wypalenia” tych molekuł do poziomu uniemożliwiającego wytworzenie dostatecznej ilości roboczych molekuł ekscymerowych nie przekracza na ogół 1 μs . Po tym więc czasie akcja laserowa musi ulec zanikowi, mimo że proces pompowania może trwać nadal. W omawianych laserach nie jest zatem możliwe, w znanych obecnie warunkach, otrzymanie pracy ciągłej³. Ponieważ jednak czas odtworzenia donoru halogenowego jest rzędu 10^{-4} s, możliwe jest więc uzyskanie pracy powtarzalnej o częstości nie przekraczającej 10^4 Hz.

Lasery na halogenkach gazów szlachetnych umożliwiają otrzymywanie impulsów w szerokim przedziale czasowym — od mikrosekund do ułamków pikosekund. Ograniczenie z góry długości impulsu jest związane przede wszystkim z omówionym wyżej zjawiskiem „wypalania” donoru halogenowego, zaś z dołu — szerokością linii wzmocnienia ośrodka ($\approx 200 \text{ cm}^{-1}$). Omówimy ważniejsze metody otrzymywania oraz problemy uzyskania efektywnej ekstrakcji w przypadku impulsów długich, a więc o czasie trwania $\tau_L \gg \tau \approx 10^{-9}$ s oraz impulsów krótkich, tzn. o wartości porównywalnej lub znacznie mniejszej od czasu życia molekuł ekscymerowych.

³ Inną przyczyną wyłącznie impulsowej pracy laserów ekscymerowych mającą głównie charakter techniczny, jest trudność dostarczenia w sposób ciągły odpowiedniej mocy pompowania.

4.1. Generacja długich impulsów

Najczęściej stosowaną metodą generacji długich impulsów jest **generacja swobodna**. W przypadku pobudzenia ośrodka wiązką elektronów czasowy przebieg impulsu promieniowania „śledzi” przebieg impulsu pompującego (impulsu prądu działającego na elektrony) i w zakresie czasów nie przekraczających czasu „wypalania” donoru halogenowego (0,5-2 μ s) oba impulsy mają zbliżoną długość. Przy pobudzeniu ośrodka wyładowaniem elektrycznym, na skutek pojawiających się po pewnym czasie niestabilności wyładowania impuls promieniowania nie zawsze jest w pełni skorelowany z impulsem prądowym. Ze względu na niestabilności uzyskanie impulsów mikrosekundowych przy tej metodzie pobudzenia jest utrudnione i w najbardziej popularnych laserach — laserach z prejonizacją UV — długość generowanych impulsów waha się zwykle od kilkunastu do kilkudziesięciu nanosekund. Dłuższe impulsy można uzyskać stosując wyładowanie stabilizowane wiązką elektronów.

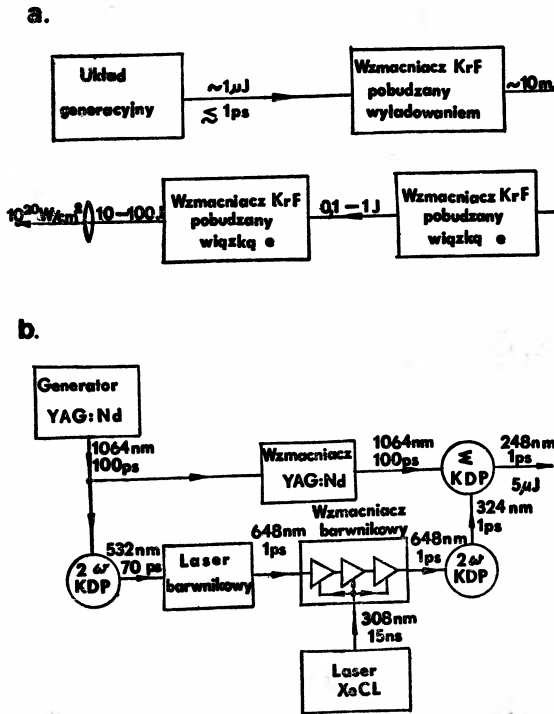
W warunkach generacji swobodnej możliwości kontroli parametrów promieniowania emitowanego z ośrodka o dużej objętości są stosunkowo niewielkie. Jeżeli pożądane są impulsy o dużej energii, a jednocześnie nałożone są wysokie wymagania na inne jego parametry (np. rozkład widmowy, rozbieżność wiązki) często stosuje się **metodę iniekcji**. W metodzie tej impuls promieniowania o żądanej charakterystyce (np. widmowej) jest wytwarzany w generatorze o małej energii, a następnie wstrzykiwany do generatora (wzmacniacza regeneratywnego) z ośrodkiem czynnym o dużej objętości. Dla zapewnienia wysokiego stopnia ekstrakcji energii oraz zminimalizowania rozbieżności w generatorze z iniekcją wykorzystuje się najczęściej rezonatory astabilne. Metoda ta jest szczególnie użyteczna dla generacji przestrajanych widmowo impulsów o dużej energii i wąskiej linii spektralnej.

4.2. Generacja i wzmacnianie krótkich impulsów

Szeroka linia wzmocnienia ośrodka laserów na halogenkach gazów szlachetnych stwarza duże możliwości otrzymywania krótkich impulsów, aż do zakresu subpikosekundowego. Dla wytworzenia takich impulsów podjęto próby zastosowania metod znanych dla innych rodzajów laserów — **metody pasywnej i aktywnej synchronizacji modów**. W pracy [16] zastosowano pierwszą z nich uzyskując z lasera XeCl z nieliniowym absorbentem barwnikowym ciąg impulsów o $\tau_L \approx 2$ ns i stopniu przemodulowania bliskim 100%. Impulsy blisko o rząd krótsze ($\tau_L \approx 0,3$ ns), także z lasera XeCl, uzyskano w [33] stosując aktywną synchronizację modów przy pomocy komórki Pockelsa. Dotychczas nie udało się jednak uzyskać tymi metodami impulsów pikosekundowych. Jednym z podstawowych ograniczeń zastosowania tych metod w laserach ekscymerowych jest stosunkowo krótki czas istnienia wzmocnienia w ośrodku (w laserach pobudzanych wyładowaniem rzędu 10^{-7} s), a tym samym mała liczba przejść promieniowania przez rezonator. Utrudnia to znacznie zrealizowanie efektywnej kompresji impulsu w generatorze. Przeszkodą w skutecznej adaptacji tych metod jest na obecnym etapie badań również stosunkowo słaba znajomość prawidłowości wzmacniania krótkich impulsów w ośrodkach laserów ekscymerowych.

Najbardziej rozpowszechnioną i obecnie najbardziej skuteczną metodą otrzymywania

impulsów pikosekundowych i subpikosekundowych, w tym impulsów o dużej mocy, jest metoda **wzmacniania** w laserze ekscymerowym impulsu pochodzącego z innego rodzaju lasera. Źródłem pikosekundowego impulsu jest tu najczęściej przestrajalny laser barwnikowy pompowany laserem YAG:Nd lub laserem argonowym. Dopasowanie częstości impulsu wchodzącego do wzmacniacza ekscymerowego do pasma wzmocnienia tego wzmacniacza realizuje się zwykle poprzez przetwarzanie na drugą lub trzecią harmoniczną lub też mieszanie częstości w nieliniowych kryształach. Metoda ta wymaga jednak złożonych układów, synchronicznego działania niekiedy kilku rodzajów laserów i stosowania technik nieliniowych. Jeden z bardziej wyrafinowanych pikosekundowych systemów laserowych —

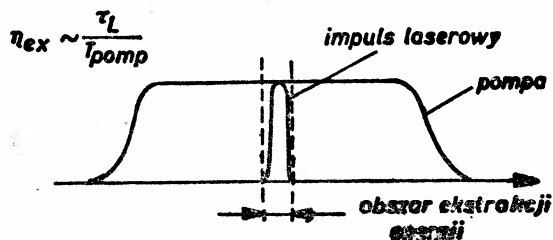


Rys. 7. Schemat pikosekundowego systemu laserowego dużej mocy. a — schemat ogólny systemu, b — schemat układu generacyjnego

budowany w Los Alamos w Stanach Zjednoczonych do badań oddziaływania promieniowania z materią przy ultrawysokich gęstościach mocy (rzędu 10^{20} W/cm²) [19] — przedstawia rys. 7. Podstawowe składowe systemu to: układ generacyjny wytwarzający piko- lub subpikosekundowe impulsy o długości fali $\lambda = 248$ nm, wzmacniacz KrF pobudzany wyładowaniem elektrycznym z prejonizacją UV oraz 2 wzmacniacze KrF pobudzane wiązką elektronów. Najbardziej złożony i interesujący, a jednocześnie znamieny dla tego typu systemów, jest układ generacyjny. W jego skład wchodzi 3 rodzaje laserów: YAG:Nd, barwnikowe i XeCl. Laser ciągłego działania YAG:Nd z aktywną synchronizacją modów generuje impulsy o $\tau_L \approx 100$ ps. Część generowanego promienio-

wania jest kierowana do wzmacniacza YAG:Nd, zaś część pozostała — do kryształu KDP i po przetworzeniu na drugą harmoniczną pompuje laser barwnikowy z synchronizacją modów. Na wyjściu lasera barwnikowego otrzymuje się impulsy o $\tau_L \approx 1$ ps i $\lambda = 648$ nm. Impulsy te są wzmacniane w trójstopniowym wzmacniaczu barwnikowym pompowanym laserem XeCl i przetwarzane na drugą harmoniczną. Impulsy przetworzone ($\lambda = 324$ nm) są następnie kierowane do kolejnego kryształu KDP, w którym spotykają się z wzmocnionymi impulsami o $\lambda = 1064$ nm. W wyniku mieszania częstości obu ciągów impulsów w tym kryształku na wyjściu uzyskuje się impulsy o częstości dopasowanej do pasma wzmocnienia KrF ($\lambda = 248$ nm), $\tau_L \lesssim 1$ ps i energii w zakresie mikrodżulowym. Po wzmocnieniu tych impulsów we wzmacniaczu KrF pobudzonym wyładowaniem elektrycznym otrzymano energię 20 mJ, a po skupieniu promieniowania — gęstość mocy w ognisku 10^{10} W/cm². Przewiduje się, że po włączeniu w system wzmacniaczy z wiązką elektronową uzyska się gęstość mocy 10^{20} W/cm², a więc o 3 rzędy wielkości wyższą niż uzyskana do tej pory z jakiegokolwiek innego lasera. Przedstawiony system laserowy jest przykładem nowej klasy laserów — laserów ultrawysokich gęstości mocy.

Opisana metoda otrzymywania pikosekundowych impulsów promieniowania UV została zweryfikowana w najbardziej sprawnych laserach na halogenkach gazów szlachetnych, a więc w laserach KrF [19, 20], ArF [34], XeCl [18, 35] i XeF [17]. W różnych eksperymentach uzyskano impulsy o czasie trwania od 200 ps [17] do około 0,2 ps [35] i mocach w granicach 10^9 - 10^{12} W.

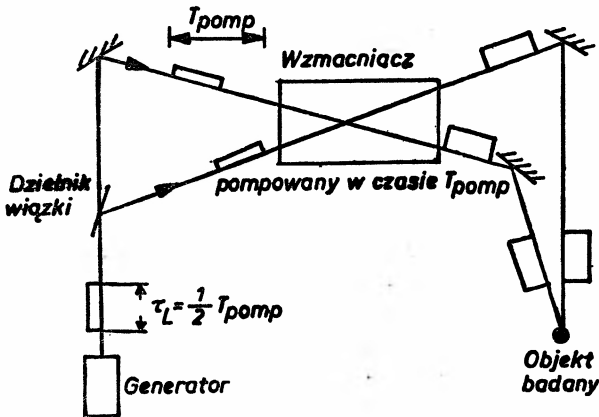


Rys. 8. Ekstrakcja energii z ośrodka pompowego w czasie T_{pompa} przez krótki impuls o czasie trwania τ_L

Jednym z najpoważniejszych problemów występujących przy wzmacnianiu krótkich impulsów w laserach ekscymerowych jest uzyskanie wysokiej sprawności ekstrakcji energii z ośrodka. Ze względu na krótki czas życia molekuł ekscymerowych lasery te należą do klasy laserów nie magazynujących energii w ośrodku. W laserach ekscymerowych w czasie działania pompy występuje ciągły proces tworzenia i rozpadu (po czasie rzędu 10^{-9} s) molekuł roboczych. Zatem, przy braku lub małej intensywności promieniowania wzmacnianego, energia wpompowana do ośrodka jest bezpowrotnie tracona. Jest to sytuacja zasadniczo odmienna od tej, z jaką mamy do czynienia np. w laserach neodymowych, czy CO₂, gdzie energia wprowadzona do ośrodka jest magazynowana przez długi okres czasu rzędu mikrosekund (w CO₂) lub nawet setek mikrosekund (w neodymowych). Ponieważ czas pompowania laserów ekscymerowych T_{pompa} waha się od dziesiątek nanosekund do mikrosekund, tylko długie impulsy o $\tau_L \approx T_{pompa}$ mogą zapewnić efektywne przetworzenie energii wpompowanej do ośrodka w energię promienio-

wania. Jeżeli $\tau_L \ll T_{\text{pomp}}$, w promieniowanie może być przetworzona (ze sprawnością η_w) tylko ta część energii, która została wpompowana w czasie oddziaływania impulsu z ośrodkiem, a więc sprawność ekstrakcji jest niewielka (rys. 8). Ta właściwość laserów ekscymerowych sprawia, że metody wzmacniania impulsów opracowane dla laserów magazynujących energię są nieefektywne dla laserów ekscymerowych. Dla pokonania tych niedogodności opracowano kilka metod dość skutecznych dla impulsów nanosekundowych.

Ideowo najprostszą metodą efektywnej ekstrakcji przez impulsy nanosekundowe jest **metoda składania impulsów** we wzmacniaczu (rys. 9). W metodzie tej impuls z generatora



Rys. 9. Metoda składania impulsów we wzmacniaczu

jest dzielony przestrzennie na tyle części (wiązek), aby sumaryczna długość czasowa wszystkich części była równa czasowi pompowania: $n\tau_L = T_{\text{pomp}}$. Po odpowiednim opóźnieniu poszczególnych części względem siebie impulsy z kolejnych wiązek są kierowane jeden za drugim do wzmacniacza, dzięki czemu w czasie całego procesu pompowania ośrodek jest wysycany przez promieniowanie. Po wzmocnieniu wyrównuje się drogi optyczne wiązek i do badanego obiektu wszystkie impulsy docierają w tym samym czasie, tworząc w efekcie jeden wzmocniony, krótki impuls. Metoda ta zapewnia dużą sprawność ekstrakcji, ale wymaga złożonych układów optycznych.

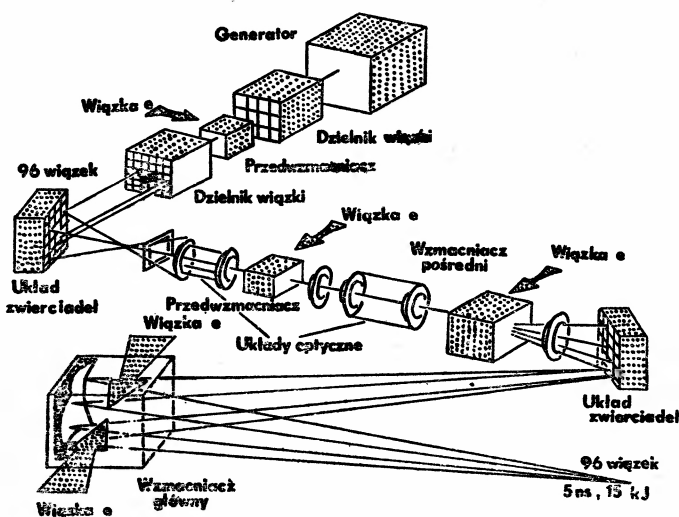
Dla otrzymania impulsów nanosekundowych dużej mocy zaproponowano również metody nieliniowe, wykorzystujące wymuszone rozpraszanie Ramana lub Brillouina. W metodach tych we wzmacniaczu ekscymerowym wzmacniany jest impuls długi, będący impulsem pompującym dla wzmacniacza ramanowskiego. Impuls nanosekundowy uzyskuje się przy częstotliwości nieco przesuniętej w kierunku podczerwieni w wyniku wzmacniania we wzmacniaczu ramanowskim impulsu stokesowskiego pochodzącego z odrębnego generatora ramanowskiego. Metody nieliniowe mają niższą sprawność niż metoda składania, ale prostsze układy optyczne i mogą zapewnić wysoki kontrast impulsu (stosunek energii impulsu do energii tła). Z tego względu stosuje się niekiedy metody kombinowane łączące metodę składania z metodami nieliniowymi.

Problem uzyskania dużej sprawności ekstrakcji energii z ośrodka przez impulsy pikosekundowe jest w chwili obecnej jeszcze otwarty i dla wzmacniania takich impulsów

stosuje się na razie metody tradycyjne (jedno- lub wielokrotne przejście przez ośrodek aktywny), które z punktu widzenia sprawności energetycznej są dla laserów ekscymerowych mało efektywne.

5. Lasery o dużej energii i mocy

Wysokie sprawności laserów wykorzystujących halogenki gazów szlachetnych, możliwość otrzymywania dużych energii, a także inne zalety tych laserów sprawiły, że stały się one — a szczególnie lasery KrF — poważnym konkurentem tradycyjnych laserów o dużej energii i mocy w impulsie takich jak lasery neodymowe czy CO₂. Lasery KrF są między innymi uważane za jedne z najbardziej przydatnych w zastosowaniu do kontrolowanej syntezy termojądrowej. O atrakcyjności laserów KrF w tej dziedzinie zastosowań decydują następujące ich własności [36]: długość fali generacji zapewniająca efektywny



Rys. 10. Schemat systemu laserowego „Aurora”

przekaz energii do tarczy; wysoka sprawność; możliwość otrzymywania w impulsach nanosekundowych energii 10^6 - 10^7 J; możliwość pracy z repetycją i uzyskiwania mocy średnich 10^7 - 10^8 W; możliwość obniżenia kosztów budowy laserów klasy megadżulowej do poziomu 100 \$ za 1 J. Spełnienie tych wymagań umożliwiłoby zastosowanie lasera KrF w reaktorze termojądrowym. Z powyższych względów w krajach prowadzących badania nad syntezą termojądrową podjęto prace nad zbudowaniem laserów KrF o dużych energiach i mocach w impulsie celem praktycznego zweryfikowania możliwości tych laserów.

Największym obecnie laserem KrF, jeszcze nie w pełni uruchomionym, jest laser „Aurora” zbudowany w Los Alamos w Stanach Zjednoczonych [21]. Schemat tego lasera przedstawia rys. 10.

Podstawowe podzespoły systemu „Aurora” to: układ generacyjny zapewniający wytworzenie impulsu o czasie trwania 5 ns i dużym kontraście; przedwzmacniacze po-

budowane wyładowaniem z prejonizacją UV; przedwzmacniacz, wzmacniacz pośredni i wzmacniacz główny pobudzone wiązką elektronów; układ podziału, prowadzenia i ogniskowania wiązek. Obecnie zastosowany układ generacyjny wykorzystuje konwencjonalną metodę wycinania impulsu (przy pomocy komórek Pockelsa) z impulsu o czasie trwania 25 ns wytworzonego w laserze KrF z prejonizacją UV. Przewiduje się zastosowanie układu generacyjnego zbudowanego na zasadzie podobnej jak przedstawiony na rys. 8, ale generującego impulsy nanosekundowe. Umożliwi to podwyższenie o kilka rzędów kontrastu impulsu. Największym podzespołem systemu jest dwustronnie pompowany wzmacniacz główny o wymiarach ośrodka czynnego $1\text{ m} \times 1\text{ m} \times 2\text{ m}$. Zapewnia on obecnie uzyskanie energii 10 kJ w impulsie 480 ns. Celem otrzymania takiej energii w impulsie 5 ns zastosowano metodę składania impulsów opisaną w paragrafie 4.2. „Wypełnienie” wzmacniacza krótkimi impulsami w czasie 480 ns wymaga tu zastosowania aż 96 wiązek ($96 \times 5\text{ ns} = 480\text{ ns}$). Przewiduje się, że po optymalizacji systemu na jego wyjściu otrzyma się w impulsie 5 ns energię 10-15 kJ, a więc moc 2-3 TW.

Nieco mniejszy od opisanego system, o energii $\approx 10^3\text{ J}$, budowany jest w Japonii [37]. Dla uzyskania takiego poziomu energii w impulsach nanosekundowych przewiduje się zastosowanie przetwarzania ramanowskiego. W Wielkiej Brytanii uruchomiono system nanosekundowy o energii $\approx 10^2\text{ J}$ [38]. W tym systemie dla otrzymania impulsu nanosekundowego o dużej energii wykorzystano metodę kombinowaną, łączącą składanie impulsów z przetwarzaniem ramanowskim.

Prowadzone są prace nad laserami ekscymerowymi o jeszcze wyższych mocach i energiach. W USA planuje się rozbudowanie systemu „Aurora” do energii kilkuset kJ. W Wielkiej Brytanii rozpoczęto budowę lasera KrF o mocy 100 TW pracującego z impulsami nanosekundowymi i pikosekundowymi. Prace nad dużym systemem laserowym prowadzone są także w ZSRR.

Intensywny rozwój laserów ekscymerowych o dużej mocy i energii związany jest nie tylko z możliwością ich wykorzystania w kontrolowanej syntezie termojądrowej, ale również w innych dziedzinach: badania oddziaływania światła z materią przy ultrawysokich gęstościach mocy (10^{17} - 10^{20} W/cm^2), wytwarzania intensywnego promieniowania rentgenowskiego i korpuskularnego, fizyce wysokich ciśnień (10^6 - 10^{10} bar), symulacji wybuchów jądrowych itp. Takie ich zastosowanie otwiera nowe możliwości badania materii w warunkach ekstremalnych, nieosiągalnych do tej pory w laboratorium przy pomocy innych urządzeń.

Literatura

- [1] N. G. Basow, W. S. Daniłyczew, Y. M. Popow, *Kwant. Elektron.* **1**, 29 (1971).
- [2] H. A. Kohler, L. J. Ferderber, D. L. Redhead, P. J. Ebert, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 198 (1972).
- [3] P. W. Hoff, J. C. Swingle, C. K. Rhodes, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 245 (1973).
- [4] W. H. Hughes, J. Shanon, R. Hunter, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 488 (1974).
- [5] H. T. Powell, *Lawrence Livermore Laboratory, Laser Program Annual Report UCRL-50021-76*, niepublikowane.
- [6] M. F. Golde, B. A. Trush, *Chem. Phys. Lett.* **29**, 485 (1974).

- [7] J. E. Velasco, D. W. Setser, *J. Chem. Phys.* **62**, 1990 (1975).
- [8] S. K. Searles, G. A. Hart, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 243 (1975).
- [9] C. A. Brau, J. J. Ewing, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 435 (1975).
- [10] J. J. Ewing, C. A. Brau, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 350 (1975).
- [11] J. M. Hoffman, A. K. Hayes, G. C. Tisone, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 538 (1976).
- [12] J. A. Mangano, J. H. Jacob, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 495 (1975).
- [13] R. Burnham, N. W. Harris, N. Djeu, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 86 (1976).
- [14] S. Sumida, M. Obara, T. Fujioka, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 913 (1978).
- [15] T. Efthimiopoulos, J. Banic, B. P. Stoicheff, *Can. J. Phys.* **57**, 1437 (1979).
- [16] S. Watanabe, M. Watanabe, A. Endoh, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 533 (1983).
- [17] I. Tomov, R. Fedosejevs, M. C. Richardson, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 146 (1977).
- [18] P. B. Corkum, R. S. Taylor, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-18**, 1962 (1982).
- [19] R. B. Gibson, *SPIE Proc.*, **664**, 208 (1986).
- [20] I. A. McIntyre, A. P. Schwarzenbach, T. S. Luk, A. McPherson, K. Boyer, C. K. Rhodes, *SPIE Proc.*, **664**, 202 (1986).
- [21] L. A. Rosocha, J. A. Hanlan, J. McLeod, M. Kang, B. L. Kartegaard i inni, *Fusion Techn.* **11**, 497 (1987).
- [22] C. P. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 360 (1978).
- [23] C. P. Wang, O. L. Gibb, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-15**, 318 (1979).
- [24] M. L. Bhaumik, R. S. Brodford, E. R. Ault, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 23 (1976).
- [25] B. M. H. H. Kleikamp, W. J. Witteman, *Optics Commun.* **49**, 345 (1984).
- [26] C. K. Rhodes red., *Ekstsimiernye Lazery*, Mir, Moskwa 1981.
- [27] J. Bonnet, *Rech. Aerosp.* **2**, 3 (1981).
- [28] M. J. Kushner, A. L. Pindroh, *J. Appl. Phys.* **60**, 904 (1986).
- [29] R. C. Sze, T. R. Loree, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-14**, 944 (1978).
- [30] D. Basting, K. Hohla, E. Albers, H. v. Bergmann, *Laser Optoelektronik* **2**, 128 (1984).
- [31] S. Watanabe, A. Endoh, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 799 (1982).
- [32] K. Midorikawa, M. Obara, T. Fujioka, *IEEE J. Quant. Electron* **QE-20**, 198 (1984).
- [33] C. Reksten, T. Vargese, W. Margulis, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 129 (1981).
- [34] H. Egger, T. S. Luk, K. Boyer, D. F. Muller, H. Pummer i inni, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 1032 (1982).
- [35] S. Szatmari, B. Racz, F. P. Schaffer, *Optics Commun.* **62**, 271 (1987).
- [36] D. B. Harris, N. A. Kurnit, D. D. Lowenthal, R. G. Berger, J. M. Eggleston i inni, *Fusion Techn.* **11**, 705 (1987).
- [37] Y. Owadano, I. Okuda, M. Tanimoto, Y. Matsumoto, T. Kasai, M. Yano, *Fusion Techn.* **11**, 486 (1987).
- [38] M. H. Key, H. Baldis, D. Brown, M. Grande, P. Fews i inni, *Some recent progress at the 'SERC Central Laser Facility in laser development and experimental applications*, 19 European Conference on Laser Interaction with Matter, Madrid 1988.
- [39] Cz. Radzewicz, P. Kowalczyk, *Postępy Fizyki* **33**, 17 (1982).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Komputery optyczne '88 — konferencja w Tulonie

W dniach od 29 sierpnia do 2 września 1988 odbyła się w Tulonie konferencja poświęcona komputerom optycznym. Pod patronatem Międzynarodowej Komisji Optyki (ICO) Konferencję zorganizowało Francuskie Towarzystwo Optyczne (SFO) przy współpracy Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego (OSA) i Międzynarodowego Towarzystwa Inżynierii Optycznej (SPIE).

Przewodniczącym Konferencji był S. Lowenthal (Inst. Optyki, Orsay) a Komitetowi Naukowemu przewodniczył J. W. Goodman (Uniw. Stanforda). Konferencja odbywała się na terenie Uniwersytetu Tulonu i Regionu Var. Obecna Konferencja była kolejną w serii spotkań, które były organizowane dotychczas w USA przez OSA tylko w lata nieparzyste. W przyszłości, mają się one odbywać także w lata parzyste, w różnych krajach.

W Konferencji uczestniczyło nieco ponad 200 osób z Europy, Azji i obu Ameryk. Wygłoszono 14 referatów plenarnych i przedstawiono ponad 100 komunikatów. Z Polski przyjechały dwie osoby będące współautorami komunikatu przygotowanego przez pięcioosobową grupę fizyków z Instytutu Fizyki PW i Instytutu Geofizyki UW w ramach tematu 64B1 programu CPBR 8.12 „Optoelektronika”. Udział jednej osoby był sfinansowany przez Komitet Organizacyjny.

Obrazy odbywały się „szeregowo” w pięciu grupach tematycznych. Najliczniejszy udział brano w sesji poświęconej materiałom, zjawiskom i urządzeniom stosowanym w komputerach optycznych. Przedstawiono w niej 2 referaty plenarne na temat optycznych układów scalonych (M. Papuchon, Thomson-CSF, Orsay oraz I. Hayashi, OTRL, Tsukuba), następne dwa poświęcone zjawisku bistabilności optycznej i układom bistabilnym (J. L. Oudar, CNET, Bagnex i B. S. Wherrett, Uniw. Heriota-Watta) i po jednym na temat laserów półprzewodnikowych (V. N. Morozow, Inst. Lebediewa, Moskwa) oraz ferroelektrycznych ciekłych kryształów (S. T. Lagerwall, Politechnika Chalmersa, Göteborg). Sporo komunikatów dotyczyło bistabilności i efektów elektrooptycznych obserwowanych w różnych materiałach i warunkach. Wśród komunikatów poświęconych urządzeniom przeznaczonym dla komputerów optycznych zwracały szczególną uwagę zaawansowane technologicznie osiągnięcia w dziedzinie przestrzennych modulatorów światła i optoelektronicznych układów scalonych.

Drugą sesję poświęcono połączeniom optycznym w komputerach, czyli sprawie dotyczącej nie tylko optycznych maszyn liczących przyszłości, ale równie istotnej dla poprawienia komunikacji wewnątrz obecnych komputerów elektronicznych. Zastąpienie elektronów fotonami w przesyłaniu sygnałów między podzespołami komputera jest uzasadnione ze względu na dużą prędkość światła oraz fakt, że fotony nie oddziałują ze sobą. W referacie plenarnym (D. Comte, ONERA, Tuluza) dowodzono, że tylko sieć połączeń optycznych jest w stanie sprostać wymaganiom komputera składającego się z wielu równoległych procesorów. Planowana równoległa architektura przyszłych superkomputerów wymaga nowych urządzeń do dzielenia odchylenia i mieszania wiązek świetlnych. W komunikatach przedstawiono rozwiązania oparte zarówno na technice holograficznej jak i na klasycznych elementach optycznych. Te ostatnie miały oczywiście charakter propozycji modelowych i będą wymagały wykonania w technologii optyki zintegrowanej.

Nowe sposoby optycznego przetwarzania informacji stanowiły temat trzeciej sesji, w której przedstawiono 1/4 wszystkich komunikatów. Kilka z nich było poświęconych rozpoznawaniu obrazów. Szczególnie interesujący był komunikat na temat niezmienniczego względem skali i przesunięcia rozpoznawania obrazów, uzyskanego dzięki nowemu rozwinięciu funkcji opisującej przedmiot na harmoniczne radialne. W innych komunikatach omawiano procesory optyczne służące do konkretnych zadań, jak np. przetwarzanie danych radarowych czy wykonywanie operacji arytmetycznych.

Czwarta sesja była poświęcona optycznym procesorom wzorowanym na sieciach neuronowych.

Pierwszy referat plenarny dotyczył problemu połączeń w komputerach optycznych (D. Psaltis i X-G. Gu, Caltech). Aby dowolnie połączyć każdy element macierzy źródeł z każdym elementem macierzy detektorów potrzeba czterowymiarowego tensora. Natomiast mamy do dyspozycji tylko trójwymiarową przestrzeń, w której można umieścić sterujący hologram objętościowy. Nie ma na razie recepty na optymalne zaprojektowanie odwzorowania $N^{3/2}$ komórek wejściowych w $N^{3/2}$ komórek wyjściowych. Drugi referat plenarny poświęcony był optycznym realizacjom sieci neuronowych (K. Kyuma i T. Nakayama, Mitsubishi, Amagasaki). Większość komunikatów dotyczyła różnych udoskonaleń modelu Hopfielda sieci neuronowej i sposobów na budowę optycznej pamięci skojarzeniowej.

Tematem ostatniej sesji były procesory równoległe. Możliwość równoległego przetwarzania danych niesionych przez wiązkę światła jest podstawą pomysłu komputerów optycznych. Sposobem na równoległe przetwarzanie danych jest podstawienie symboliczne wprowadzone przez Alana Huanga w r. 1983. W dwuwartościowej logice Boole'a, stosowanej w obecnych komputerach, jednostka logiczna rozpoznaje wejściową kombinację bitów i daje jeden bit wyjściowy. Natomiast w podstawieniu symbolicznym jednostka logiczna rozpoznaje nie tylko wejściową kombinację bitów, ale również ich położenie. Sygnał wyjściowy jest znowu kombinacją odpowiednio uporządkowanych bitów. Zastosowanie metody podstawienia symbolicznego do komputerów optycznych omawiane było w dwóch referatach plenarnych (K. H. Brenner, Uniw. w Erlangen-Norymberdze oraz M. J. Murdocca i A. Huang, AT&T Bell Lab., Holmdel). Nową architekturę komputera w postaci optycznych macierzy bramek logicznych przedstawił Y. Ichioka (Uniw. w Osace). Ogromne zainteresowanie wzbudził ostatni referat poświęcony pierwszemu działającemu prototypowi programowalnego komputera optycznego (P. S. Guilfoyle, Opti Comp. Corp., Lak Tahoe).

Konferencję zamknęło wystąpienie A. W. Lohmanna (Uniw. w Erlangen-Norymberdze), w którym zawarł on nieco sceptycyzmu na temat losów współzawodnictwa między ogromnym przemysłem elektronicznym i fizykami ciała stałego a niewielką społecznością optyków. Z drugiej strony wyraził przekonanie, że pojawienie się nowej koncepcji komputera równoległego narzuci konieczność wykorzystania opracowanych obecnie rozwiązań optycznych.

Miłą atmosferę Konferencji tworzyli obsługujący ją studenci z uniwersyteckiej letniej szkoły języka francuskiego. Jedno z popołudni poświęcone zostało na uroczą wycieczkę autobusem do portu Hyères i statkiem na Ile de Porquerolles leżącą u zachodniego krańca Lazurowego Wybrzeża.

Tomasz Szoplik

Instytut Geofizyki UW

XIII Międzynarodowa Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej w Mińsku

W dniach od 6 do 9 września 1988 r. odbyła się w Mińsku kolejna Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej KiNO-XIII. Konferencje te organizowane są co trzy lata w różnych ośrodkach naukowych ZSRR pod patronatem Rady Naukowej AN ZSRR ds. Optyki Koherentnej i Nieliniowej oraz Rady Koordynacyjnej ds. Laserów Ministerstwa Edukacji ZSRR. Stanowią one przegląd aktualnych badań w dziedzinie optyki kwantowej i fizyki laserów. Organizatorem konferencji były następujące placówki naukowe: Instytut Fizyki AN Białoruskiej SRR, Uniwersytet Białoruski im. W. I. Lenina, Politechnika Białoruska oraz tradycyjnie już Instytut Fizyki Ogólnej AN ZSRR, Uniwersytet Moskiewski im. M. W. Łomonosowa, Instytut Fizyki im. P. N. Lebediewa AN ZSRR i Instytut Spektroskopii AN ZSRR. Przewodniczącym Konferencji był, również już tradycyjnie, laureat nagrody Nobla, akademik A. M. Prochorow, który kierował też 32-osobowym Komitetem Programowym. Na czele 45-osobowego Komitetu Organizacyjnego stał P. A. Apanasew. Prace konferencji toczyły się w pięknych salach Domu Kształcenia Politycznego.

Konferencje KiNO, grupujące uczonych z wielu krajów, należą do największych imprez naukowych tego typu w skali światowej, zarówno pod względem rozległej tematyki jak i liczby uczestników. Dotychczas były to konferencje krajowe, w których brali udział również uczeni z wielu innych krajów. Obecna konferencja, nosząca po raz pierwszy nazwę konferencji międzynarodowej, zgromadziła rzeczywiście znacznie większą liczbę gości zagranicznych niż poprzednio, bo aż ok. 200 osób z różnych krajów świata, na ogólną

liczbę około 900 uczestników. Stosunkowo nieliczna była tym razem grupa polska, licząca 11 osób (6 z Warszawy i 5 z Poznania), w przeciwieństwie do licznych delegacji z innych krajów socjalistycznych, zwłaszcza NRD i Węgier.

Od wielu już lat biorę udział w konferencjach KiNO i z moich obserwacji wynika, że począwszy od kilku ostatnich konferencji systematycznie maleje liczba uczestników, natomiast stale rośnie liczba wygłaszanych referatów i raportów z badań własnych. Dlatego dotychczasowe wysiłki organizatorów, dążących do takiego zmniejszenia liczby sesji i liczby referatów sekcyjnych, aby uczestnicy konferencji mogli brać udział w pracach różnych sekcji, nie dały widocznych rezultatów. W czasie trzech roboczych dni Konferencji odbyło się 50 sesji naukowych, co daje obraz bogactwa tematyki obrad. Wprawdzie krótkie komunikaty z prac własnych przedstawione były wyłącznie w sesjach plakatowych, odbywających się częściowo po zakończeniu obrad, to część tych sesji odbyła się jednak równocześnie z czterema równoległymi sesjami tematycznymi (przed i po południu). Tak duża liczba referatów zmuszała do niełatwego nieraz wyboru spośród czterech podobnie atrakcyjnych wystąpień ze względu na temat lub osobę referenta. Jest to niewątpliwa wada dużych imprez naukowych.

Otwarcia konferencji, w pierwszym dniu po południu, dokonał prof. S. A. Achmanow, mówiąc następnie w swoim wystąpieniu o rozwoju elektroniki kwantowej w ZSRR i tradycjach konferencji KiNO. Pierwsza konferencja z tej serii odbyła się właśnie w Mińsku (a właściwie w pobliżu miasta) w r. 1965, gromadząc 130 uczestników. Również szósta konferencja KiNO, w której wzięło udział już ponad sześćset uczonych, odbyła się w Mińsku w r. 1972. Wszystko to świadczy o randze elektroniki kwantowej w tym ośrodku. W kolejnym wystąpieniu, prof. P. Płatonow, przewodniczący AN Białoruskiej SRR, matematyk z zawodu, mówił o znaczeniu laserów we współczesnej nauce i o coraz silniej zaznaczającym się udziale młodych uczonych w badaniach z tej dziedziny.

W sesji plenarnej (jedyna sesja wspólna dla wszystkich uczestników), która nastąpiła też po otwarciu konferencji, wygłoszono dwa referaty. Już od trzech konferencji, jeden z referatów plenarnych poświęcony jest zagadnieniom optyki światłowodowej i jego autorami jest ten sam zespół, a mianowicie E. M. Dianow i A. M. Prochorow. Tym razem tytuł tego referatu brzmiał: „Nieliniowa optyka światłowodowa — nowe rezultaty”, a przedstawił go trzeci współautor, W. N. Serkin. W swym obszernym wystąpieniu omówił on włókna optyczne jako ośrodki nieliniowe cechujące się tym, iż długość nieliniowego oddziaływania może wynosić nawet dziesiątki kilometrów, różne metody generacji ultrakrótkich impulsów światła z wykorzystaniem włókien optycznych i ich zastosowanie w ultraszybkiej femtosekundowej spektroskopii. Włókna optyczne są szczególnie przydatne w różnych technikach kompresji impulsów świetlnych wykorzystujących nieliniowe własności optyczne włókien. Dość powszechnie uzyskuje się stopień kompresji rzędu 110-150, co pozwoliło już na otrzymanie impulsów laserowych o czasie trwania 6 fs (długość fali ok. 580 nm); odpowiada to 3 okresom fali świetlnej. Rozwija się też silnie nieliniowa światłowodowa optyka łączności i należy się wkrótce spodziewać opracowania solitonowych układów łączności (odkryto już solitony optyczne w światłowodach). Intensywnie prowadzone są prace technologiczne mające na celu nie tylko uzyskanie włókien o coraz mniejszych stratach, ale również włókien o zadanym profilu zmian współczynnika załamania światła w celu modyfikacji charakterystyk dyspersyjnych włókien. Dużo uwagi poświęcił referent badaniom teoretycznym, zwłaszcza teorii rozchodzenia się nieliniowych paczek falowych w światłowodzie, przedstawiając metodę wolno zmieniających się amplitud, faktoryzując formuły określającej pole elektryczne w światłowodzie, rozpad pakietów falowych na solitony i powstawanie kolorowych solitonów. Z ostatnich osiągnięć nieliniowej optyki światłowodowej przedstawiono w referacie uruchomienie pierwszego lasera solitonowego z nieliniowym zwierciadłem (wykorzystującego wymuszone rozpraszanie ramanowskie) oraz skonstruowanie optycznej dynamicznej pamięci solitonowej. W drugim referacie plenarnym prof. P. A. Apanasewicz przedstawił rozwój fizyki laserów i optyki nieliniowej na Białorusi. Badania w tych dziedzinach rozpoczęto w Instytucie Fizyki AN BSRR pod kierunkiem akademika B. Stiepanowa. Instytut ten powstał w r. 1955, zajmując się początkowo spektroskopią atomową i anizotropią ośrodków nieliniowych. Pierwszy laser uruchomiono tu w r. 1962. Później elektronikę kwantową zaczęto uprawiać również w innych placówkach naukowych Białorusi, zajmując się wieloma dziedzinami optyki kwantowej, a zwłaszcza laserami barwnikowymi (nagroda państwowa za prace w tej dziedzinie w r. 1972) i holografia. W dyscyplinach tych białoruscy uczeni odgrywają nadal wiodącą rolę. Jak już wspominałem, obrady toczyły się w czterech równoległych sesjach, na których wygłaszano wąskotematyczne 30-minutowe referaty. Równocześnie w godzinach południowych odbywały się zazwyczaj

3 sesje plakatowe i trzy kolejne sesje plakatowe po południu, na których wystawiano po ok. 27 plakatów. Tematyka sesji plakatowych była zazwyczaj nieco szersza niż odpowiadających im sesji wystąpień ustnych lub też miały one odrębną tematykę. Nie sposób w krótkim sprawozdaniu omówić choćby pobieżnie referaty poszczególnych sesji ani też plakaty. Nie chciałbym również ograniczyć się tylko do sesji bezpośrednio mnie interesujących, w których brałem udział ani też dokonywać oceny merytorycznej konferencji. Dlatego sędzę, że podanie tytułów wszystkich sekcji, jak i liczby przedstawionych prac (w nawiasie po tytule sekcji), pozwoli Czytelnikowi zorientować się najlepiej w tematyce konferencji i rozwoju poszczególnych dziedzin elektroniki kwantowej zarówno w ZSRR jak i w skali światowej.

Pierwszego roboczego dnia konferencji odbyły się następujące sesje: „Promieniowanie laserowe i powierzchnia” (16 referatów), „Zjawiska koherentne” (5), „Nieliniowa optyka światłowodów” (5), „Zjawiska piko- i femtosekundowe” (5), „Wzbudzenie i dysocjacja molekuł indukowane wiązką lasera” (6), „Silne nieliniowości optyczne, niestabilność i chaos” (5). Ponadto, odbyły się sesje plakatowe zatytułowane: „Oddziaływanie promieniowania laserowego na powierzchnię” (sesja dwuczęściowa, 36 plakatów), „Zjawiska koherentne i optyka kwantowa” (29), „Optyka nieliniowa włókien optycznych i falowodów planarnych” (26), „Piko- i femtosekundowe zjawiska optyczne” (15), „Laserowe wzbudzenie molekuł; chemia laserowa” (24), „Spektroskopia i nieliniowe zjawiska optyczne zależne od polaryzacji światła” (23). Obok sesji ustnych odbywały się również sympozja poświęcone węższemu działom elektroniki i optyki kwantowej, na których obok 25-minutowych referatów przedstawiano często 15-minutowe doniesienia z badań własnych. Ta forma pracy konferencji, w zasadzie nie występująca na poprzednich konferencjach, została silnie rozwinięta, ponieważ odbyło się 12 takich sympozjów. Oto tematy sympozjów drugiego dnia obrad: „Efekty fotodynamiczne w układach biologicznych” (14 prac), „Fizyka laserów półprzewodnikowych” (13), „Optoakustyka laserowa ośrodków skondensowanych” (16), „Nowe lasery gazowe” (12). Przeglądając program można było zauważyć, że znaczną część referatów (przeciętnie co czwarty, ale zdarzało się, że i większość referatów w niektórych sesjach) przedstawili uczeni z innych krajów niż ZSRR. Dużo uwagi poświęcono badaniom powierzchni, zwłaszcza metali i półprzewodników oraz własnościom włókien optycznych. Tematy te pojawiały się również w sesjach poświęconych innym zagadnieniom. Następnego dnia odbyły się następujące sesje: „Atomy i elektrony w silnych polach” (5), „Niestabilność przestrzenna i czasowa w optyce nieliniowej” (5), „Lasery w biofizyce” (5), „Jonizacja wielofotonowa atomów” (5), „Silne nieliniowości i multistabilność w optyce” (5), „Optyka kwantowa” (5). Sesje plakatowe tego dnia, miały następujące tytuły: „Atomy i elektrony w silnych polach” (22), „Silne nieliniowości optyczne, niestabilność, chaos” (32), „Lasery w biofizyce” (22). Ponadto odbyły się sympozja: „Nowe lasery z ciała stałego” (11) — omawiano głównie lasery pompowane diodami oraz lasery wykorzystujące centra barwne, „Spektroskopia CARS: rozwój metod, nowe zastosowania” (17), „Lasery plazmowe” (7) i „Lasery w fizyce jądrowej” (8).

Ostatni dzień konferencji był równie pracowity. Oto tematy sesji: „Nowoczesne techniki w nieliniowej spektroskopii laserowej” (5), „Opracowanie danych optycznych” (5) — zajmowano się tu głównie holograficznymi układami pamięci i elementami komputerów optycznych, „Laserowe sterowanie ruchem atomów i molekuł” (7) (sesja ta cieszyła się szczególnie dużym zainteresowaniem), „Oddziaływania nieliniowe” (6), „Lasery w badaniach środowiska” (3), „Lasery w biologii i biomedycynie” (3), „Ostatnie osiągnięcia w dziedzinie laserów” (6) — w sesji tej omawiano koncepcję lasera rentgenowskiego, kompleksowe związki organiczne jako ośrodki laserowe, badania w zakresie optyki nieliniowej z zastosowaniem układu laserowego NOVA do badania syntezy laserowej (Lawrence Livermore National Laboratory, USA). Ponadto odbyły się sesje plakatowe: „Nowoczesne metody nieliniowej spektroskopii laserowej” (21), „Nowe sposoby opracowywania danych optycznych” (13), „Laserowa manipulacja atomami i molekułami” (10), „Oddziaływania nieliniowe” (27), „Lasery i badania środowiska” (19), „Nowe osiągnięcia w dziedzinie laserów” (33), „Lasery w biologii i biomedycynie” (16) oraz dwie sesje plakatowe prac nadesłanych już po terminie, które zgromadziły po ok. 20 prac. Sympozja ostatniego dnia konferencji były poświęcone następującym zagadnieniom: mikrotechnologii laserowej (8), piko- i femtosekundowym układom laserowym (7), laserowym standardom częstości (2) oraz nowoczesnym nieliniowym materiałom optycznym (4).

Jak wynika z powyższego krótkiego przeglądu poszczególnych sesji, na konferencji KiNO XIII omawiane były w zasadzie wszystkie ważniejsze, rozumiane w szerokim sensie współczesne zagadnienia elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej z uwzględnieniem ich zastosowań, a szczególnie w fotochemii, biologii molekularnej, biomedycynie i ochronie środowiska. Dwustronicowe streszczenia wszystkich przedsta-

wionych prac (w języku rosyjskim lub angielskim), zostały wydane w czterotomowych materiałach konferencji. Pełny tekst referatów plenarnych i wybranych referatów sekcyjnych oraz niektórych plakatów ukaże się w specjalnym wydaniu czasopisma *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* (1989).

Na koniec należy wspomnieć, że konferencja była dobrze zorganizowana, chociaż wynikały czasami problemy, z którymi organizatorzy radzili sobie z dużym trudem, tłumacząc to okolicznościami zewnętrznymi. Należy też żałować, iż nie zorganizowano zwiedzania laboratoriów, ani też dyskusji okrągłego stołu na temat najważniejszych problemów optyki koherentnej, jak to bywało na poprzednich konferencjach. Nie ustalono też miejsca kolejnej konferencji KiNO XIV, która ma odbyć się w r. 1991.

Zdzisław Blaszczak

Instytut Fizyki UAM
Poznań

Międzynarodowe Seminarium Materiałów Organicznych dla Elektroniki i Elektrotechniki

W dniach 25-27 października 1988 r. w Turowie k. Opolą odbyło się Międzynarodowe Seminarium „Organics for Electronics and Electrotechnic Engineering” (O3E '88). Konferencja została zorganizowana przez Instytut Chemii Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Opolu (przewodniczący Komitetu Organizacyjnego — prof. Witold Waclawek) we współpracy z Instytutem Fizyki WSP w Poczdamie (kierownik — prof. Horst Hänsel).

W Seminarium wzięło udział 68 osób, w tym 16 gości zagranicznych z 5 krajów (Czechosłowacja, Francja, NRD, Wielka Brytania, Związek Radziecki). Uczestnicy z Polski reprezentowali wyższe uczelnie, instytuty naukowe PAN oraz instytuty przemysłowe, w których prowadzone są badania materiałów organicznych. Obradom przysłuchiwała się grupa studentów ostatnich lat kierunków chemii i agrobiochemii z WSP w Opolu, którzy wykonują prace magisterskie związane tematycznie z wygłoszonymi na konferencji referatami.

Przedmiotem seminarium były w zasadzie zastosowania, przewidziano jednak możliwość przedstawienia wyników badań podstawowych. W czasie trzydniowych obrad wygłoszono i przedyskutowano 23 referaty (w większości w języku angielskim), które zgrupowano w trzech sekcjach tematycznych: — polimery organiczne (prowadzący — A. V. Chadwick, I. Chudaćk, H. Hänsel, M. Kryszewski); — badania podstawowe (prowadzący — C. Hamann i J. Sworakowski); — materiały krystaliczne i ciekłe kryształy (prowadzący — R. Dąbrowski, L. Sobczyk, W. Waclawek i M. R. Willis).

W formie plakatów przedstawiono 10 prac. Materiały konferencyjne zostaną opublikowane w *Zeszytach Naukowych WSP w Opolu*.

Powszechnie znane są właściwości izolacyjne materiałów organicznych. Jednakże już w 1941 r. wykazano (Szent-Gyorgi), że niektóre z nich mogą przewodzić prąd elektryczny, czego przykładem może być badany już ponad dwadzieścia lat tetracyjanochinodimetan (TCNQ). Materiały te cechuje nie tylko wysokie przewodnictwo elektryczne, ale i fakt maleńcia tego przewodnictwa ze wzrostem temperatury. Takie substancje organiczne określa się mianem metali molekularnych, syntetycznych lub organicznych. Przykładem praktycznego zastosowania tych materiałów są kleje, lakiery i gumy przewodzące.

Właściwościom i otrzymywaniu polimerów organicznych, zarówno przewodzących jak i izolujących był poświęcony pierwszy dzień obrad. Referaty wygłoszili: I. Chudaćk (Praga), H. Hänsel (Poczdam), M. Kryszewski (Łódź), M. Nowakowska (Opole), T. Prot (Radom), A. Weill (Grenoble) i J. Wiśniewski (Gdańsk).

Zastosowania praktyczne są z reguły wynikiem wcześniejszych badań podstawowych. W drugim dniu obrad uczestnicy mieli więc możliwość zapoznania się z najnowszymi wynikami takich właśnie prac. Referaty wygłoszili: A. Graja (Poznań), H. Knoblich (Poczdam), E. Schlosser (Berlin), L. Sobczyk (Wrocław), J. Sworakowski (Wrocław) i R. Świetlik (Poznań).

Wiele uwagi poświęca się ostatnio organicznym materiałom krystalicznym — zarówno w postaci

objętościowej, jak i cienkich warstw — oraz ciekłym kryształom. Wśród tych związków duże zainteresowanie budzą m. in. ftalocyjaniny metali, które już znalazły praktyczne zastosowania, np. do detekcji toksycznych par i gazów czy w elektronolitografii. Materiałom tym były poświęcone wystąpienia C. Hamanna (Karl-Marx-Stadt), N. Markiewitza (Berlin) i M. R. Willisa (Nottingham). Referaty P. Adamskiego (Łódź), R. Dąbrowskiego (Warszawa) i A. Szymańskiego (Rzeszów) dotyczyły otrzymywania i właściwości ciekłych kryształów. Powszechnie znane jest ich zastosowanie do zobrazowania informacji. Istnieją jednak i inne możliwości ich zastosowań, np. do detekcji śladowych stężeń par organicznych (A. Szymański). Na temat organicznych przewodników superjonowych mówił A. V. Chadwick (Canterbury). Są to związki, które cechują się wyjątkowo dużą przewodnością elektryczną w stanie stałym. Nośnikami prądu są np. jony sodu poruszające się w matrycy politlenku etylenu (PEO) lub politlenku propylenu (PPO). Tworzywa te można zastosować np. do budowy lekkich i niewielkich ogniw akumulacyjnych, w miejsce stosowanych obecnie akumulatorów ołowiowych. Organicznym materiałom krystalicznym były również poświęcone wystąpienia S. Blacka (Runcorn) i H. Strzeleckiej (Thiais). W. Preżdo (Charków) omówił związki pomiędzy oddziaływaniami międzycząsteczkowymi a właściwościami elektrycznymi molekuł.

Uczestnicy Seminarium byli zakwaterowani w Ośrodku Wypoczynkowym „Korab” w Turawie, gdzie także odbywały się obrady. Rzeczowa i przyjazna atmosfera w czasie sesji i spotkań kulturalnych sprzyjała zacieśnianiu i nawiązywaniu nowych kontaktów osobistych, także międzynarodowych. W programie konferencji znalaziono czas na spotkania koleżeńskie oraz wycieczkę do Brzegu, gdzie Prezydent miasta zapoznał uczestników z jego historią i współczesnością, po czym zwiedzono Zamek Piastów Śląskich.

Intencją organizatorów jest nadanie tej konferencji charakteru cyklicznego: chcemy, by odbywała się ona co dwa lata. Wyniki pierwszego Seminarium O3E potwierdzają celowość takich spotkań.

Marek Wasielewski

Instytut Chemii WSP
Opole

RECENZJE

J. V. Iribarne, H.-R. Cho: *Fizyka atmosfery*, z jęz. angielskiego tłum. Feliks Wirkus, PWN, Warszawa 1988, s. 260, wydanie I, nakład 2000 egz., cena zł 500.—

Przetłumaczona z języka angielskiego i wydana przez PWN książka Iribarne'a i Cho *Fizyka atmosfery* zapełnia częściowo głęboką lukę istniejącą na polskim rynku księgarskim, na którym dotychczas prawie nie było pozycji z tej dziedziny. *Fizyka atmosfery*, choć pomyślana jako podręcznik akademicki do wstępnego wykładu tego przedmiotu na drugim bądź trzecim roku studiów uniwersyteckich, może służyć wszystkim, których praca bądź zainteresowania związane są z atmosferą, np. synoptykom, specjalistom od ochrony środowiska, geografom itp. Zastosowany w niej aparat matematyczny bardzo niewiele wybiega poza zakres szkoły średniej, a opisowy charakter i częste przypomnienia podstawowych praw fizyki czynią ją przystępną dla osób bez wykształcenia fizycznego czy inżynierskiego, chociaż nieco uciążliwą w czytaniu dla fizyka.

Poważnym atutem tej książki, wyróżniającym ją na korzyść spośród innych znajdujących się na rynku światowym, jest to, że obejmuje ona podstawy wszystkich najważniejszych dziedzin fizyki atmosfery (z wyjątkiem fizycznych podstaw klimatologii) nie ograniczając się do elementów meteorologii.

W pierwszym rozdziale autorzy przedstawiają ogólne wiadomości o atmosferze i opisują jej podział wyjaśniając fizyczne przyczyny takiego podziału.

Drugi rozdział poświęcony jest chemii atmosfery. Oprócz omówienia składu atmosfery opisany jest obieg najważniejszych związków chemicznych (związków siarki, azotu i węgla).

W trzecim rozdziale zatytułowanym „Promieniowanie” po krótkim wstępie dotyczącym podstaw fizycznych omówione jest oddziaływanie promieniowania słonecznego na atmosferę z uwzględnieniem zasadniczych procesów fotochemicznych. Dalej opisane jest promieniowanie Ziemi, efekt cieplarniany i bilans energii radiacyjnej.

Kolejny rozdział daje podstawy termodynamiki atmosfery, zajmując się zarówno procesami adiabatycznymi, jak i wspominając o wpływie mieszania. Omówiony jest także problem równowagi pionowej i różnych rodzajów chwiejności.

Piąty rozdział poświęcono fizyce chmur. Podana jest ich klasyfikacja oraz omówione podstawowe mechanizmy wzrostu kropel i tworzenia się opadu.

W rozdziale szóstym przedstawiono podstawowe własności elektryczne atmosfery z uwzględnieniem zarówno elektryczności pięknej pogody, jak i burzowej.

Wreszcie ostatni, najobszerniejszy rozdział poświęcono dynamice atmosfery. W pierwszych czterech paragrafach podano niezbędne wiadomości z dynamiki płynów, w dalszych siedmiu natomiast omówiono podstawy dynamiki układów synoptycznych w średnich szerokościach geograficznych, elementy ogólnej cyrkulacji atmosfery oraz cyklogenezy.

Na końcu każdego z rozdziałów zamieszczono pytania i zadania, które utrwalają i ilustrują zawarty w nich materiał, co jest kolejną zaletą wydanej pozycji.

Tłumaczenie książki, choć dosłowne, jest na ogół poprawne. Pewne zastrzeżenia można mieć do niektórych nie najszcześniejszych sformułowań, ale nie utrudniają one zrozumienia tekstu. W paru miejscach można mieć wątpliwości co do doboru polskich odpowiedników angielskich wyrazów. Na przykład „rainout” przetłumaczono jako wymywanie, zaś „washout” jako wychwytywanie, podczas gdy w pierwszym przypadku chodzi o usuwanie aerozoli i gazów z atmosfery przez krople opadu, a w drugim przez kropelki chmurowe. Z kolei przetłumaczenie „convective overturning” jako konwekcyjne przewracanie warstw jest poprawne znaczeniowo, ale po prostu nieeleganckie. Podczas tłumaczenia można by także rozszerzyć spis literatury uzupełniającej, który (poza jednym przypisem) odnosi się tylko do pozycji anglojęzycznych sprzed r. 1980.

O ile zarówno wybór książki, jak i tłumaczenie nie budzą poważniejszych zastrzeżeń, o tyle niewiele dobrego można powiedzieć o stronie wydawniczej. Fatalna jakość papieru i oprawy spowodowała, że

w trakcie czytania mój egzemplarz rozpadł się na pojedyncze strony. Wszystkie fotografie zamieszczone w oryginale w tekście, w polskim wydaniu przesunięto do wkładki na końcu książki, podczas gdy pozostałe ilustracje pozostawiono w tekście. We wkładce pomieszano i błędnie podpisano fotografie do rozdziału siódmego, a jakość reprodukcji jest na tyle słaba, że o niektórych szczegółach, które powinny być widoczne, dowiadujemy się tylko z opisu. Także niektóre rysunki zamieszczone w tekście zawierają błędy z powodu niezbyt starannego ich przerysowania lub opisu (np. rys. II.5, IV.1). Zmniejszenie formatu książki w stosunku do wydania anglojęzycznego i gęste upakowanie tekstu (słabe wyróżnienie podpunktów i uwag) powodują mniejszą przejrzystość treści, co przy książce o charakterze podręcznikowym jest istotną wadą.

Podsumowując należy stwierdzić, że *Fizyka Atmosfery* jest książką, na którą długo czekano w środowisku osób związanych z tą dziedziną, na pewno przydatną i wartościową. Ocenę jej obniża jednak fatalna i niechlujna szata edytorska, mała trwałość, a także nie zaktualizowany i nie dostosowany do potrzeb polskiego czytelnika spis literatury.

Szymon P. Malinowski

Instytut Geofizyki
Warszawa

Frank Close: *Kosmiczna cebula*, z jęz. angielskiego tłumaczyła Wanda Stępień-Rudzka, PWN, Warszawa 1988, s. 212, wydanie I, nakład 6000 egz., cena zł 340.—

Kosmiczna cebula Franka Close'a jest książką popularnonaukową. Autor, znany angielski fizyk teoretyk z Uniwersytetu Oksfordzkiego, podjął próbę przedstawienia fizyki cząstek elementarnych w sposób dostępny dla czytelnika z wykształceniem średnim. Potrzebę napisania takiej książki dostrzegł Autor podczas swych popularnych odczytów, gdy słuchacze pytali, gdzie mogą więcej przeczytać o atomach, kwarkach, kosmologii itp. Recenzowana książka jest chyba pierwszą publikacją książkową w języku polskim przedstawiającą ogromny postęp w fizyce cząstek elementarnych, jaki dokonał się w ciągu ostatnich 20 lat. Państwowe Wydawnictwo Naukowe planuje także wydanie bardziej zaawansowanych opracowań z tej dziedziny z myślą przede wszystkim o studentach fizyki i fizykach — będą to tłumaczenia książek H. Perkinsa, E. Leadera i E. Predazziego oraz M. Creutz'a.

Pierwsza połowa książki F. Close'a poświęcona jest omówieniu historycznego rozwoju fizyki mikroświata. Autor przedstawia drogę badań prowadzącą od atomów do jąder atomowych, cząstek elementarnych, kwarków, gluonów i bozonów W i Z. Poznawaniu nowych obiektów towarzyszy analiza ich oddziaływań i powstają coraz pełniejsze teorie zjawisk mikroświata: mechanika kwantowa, elektrodynamika kwantowa, model Weinberga-Salama i chromodynamika kwantowa. Autor zwraca uwagę na duże analogie między odkryciami struktury atomów, jąder atomowych i cząstek elementarnych (ściślej hadronów). Ze wzrostem energii następuje równocześnie wzrost symetrii oddziaływań, co prowadzi do ich unifikacji. Unifikacja oddziaływań słabych i elektromagnetycznych (model Weinberga-Salama) i wielka unifikacja oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych są kontynuacją drogi, której początek stanowiła unifikacja elektryczności i magnetyzmu dokonana przez Maxwella przeszło sto lat temu.

W drugiej połowie książki Autor omawia bardziej szczegółowo współczesną teorię oddziaływań silnych (chromodynamikę kwantową), teorię oddziaływań elektroslabych (model Weinberga-Salama) i wielką unifikację tych oddziaływań, a na koniec cały rozdział poświęca przedstawieniu znaczenia tych nowych teorii dla kosmologii przy badaniu wczesnych etapów ewolucji Wszechświata. Popularne przedstawienie tych złożonych zagadnień nie jest zadaniem łatwym — trzeba jednak uznać, że Autorowi próba ta w dużym stopniu się udała.

Wartość popularnonaukową książki powiększa słowniczek ważnych pojęć fizyki cząstek elementarnych, wydzielone trudniejsze go materiału i umieszczenie go w specjalnych okienkach, ilustracja książki wieloma zdjęciami akceleratorów i detektorów cząstek oraz przejrzystymi rysunkami. Moim zdaniem nie okazał się jednak w pełni udany pomysł przedstawienia kwarków w postaci bajecznych stworków.

Tłumaczenie książki jest dobre i czyta się je z przyjemnością. Dostrzegłem parę błędów drukarskich

(np. w okienku 4.6A na s. 56 zamiast „ 10^{-12} cm” winno być „ 10^{-16} cm”, zły układ tekstu w okienku 7.3 na s. 112 utrudnia zrozumienie jego sensu, w okienku 11.2 na s. 194 zamiast „protony” winno być „fotony”) oraz kilka błędów terminologicznych (np. na s. 135, 140, 203 zamiast „prądy ładunkowe” winno być „prądy naładowane”, na s. 148, 201, 208 zamiast „teorie cechowania” winno być „teorie z cechowaniem”, na s. 166, 207, 212 zamiast „ypsilon” winno być „ipsylon”, na s. 191 zamiast „fotorozpad” winno być „fotorozszczepienie”, w haśle „ciała doskonale czarnego promieniowanie” na s. 201 zamiast „rozkład długości fal i gęstości energii” winno być „rozkład gęstości energii w zależności od długości fal”, na tej samej stronie brak wyraźnego rozróżnienia deuteronu i deuteru, na s. 200 zawężone zostało pojęcie bozonu). Przy tłumaczeniu (np. na s. 97) należało uwzględnić istotną zmianę nazw cząstek elementarnych, jaką wprowadzono w 1986 r. W książce pojawia się także kilka nieprecyzyjnych sformułowań pochodzących od samego Autora, np. na s. 107 przy omawianiu zasady Pauliego, na s. 132 w określeniu składowych funkcji falowej jako prawdopodobieństw, na s. 139 w nazwaniu macierzy typu macierzy Pauliego macierzami SU(2).

Książka została wydrukowana szybką metodą reprodukcji z oryginałów tekstowych przygotowanych na maszynie IBM. Początkowo taką książkę jest może nieco trudniej czytać, ale potem można się do takiego druku przyzwyczaić.

Należy powitać z zadowoleniem szybkie ukazanie się w języku polskim książki *Kosmiczna cebula*: polecić ją zwłaszcza uczniom szkół średnich, nauczycielom i studentom pierwszych lat.

Zygmunt Ajduk

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

KRONIKA

PTF

EPS

Oddział Częstochowski

Dnia 22 marca 1989 odbyło się Walne Zebranie Oddziału, na którym omówiono działalność ustępującego Zarządu oraz wybrano nowy Zarząd.

W okresie sprawozdawczym odbyło się 30 posiedzeń naukowych, na których wygłaszali referaty członkowie Oddziału jak też zaproszeni goście. Przeciętna frekwencja na tych posiedzeniach wynosiła 40 osób. Referaty spoza Oddziału wygłosili m. in.: prof. H. Huzmany (Wiedeń), dr M. Šob (Praga), dr F. Fiala (Usti nad Łabą), prof. P. Adamski (Łódź), doc. K. Badziąg (Gdańsk), doc. H. Szydłowski (Poznań).

Oddział Częstochowski prowadził również działalność popularyzatorską dla młodzieży szkolnej (ok. 10 zajęć rocznie). Szczególne zainteresowanie wzbudziły zajęcia poświęcone rozwiązywaniu zadań z fizyki, które prowadziła dr Maria Duś-Sitek, a również pokazy zachowania się ciał w niskich temperaturach, które przygotowali dr A. Ślęzak, dr Z. Olszewski i dr J. Lech. Równie aktywnie rozwijał swoją działalność Klub Olimpijczyka pod kierunkiem dra M. Głowackiego, skupiający młodzież interesującą się naukami fizycznymi i astronomią. Przeciętna frekwencja na tych zajęciach wynosiła kilkunastu uczniów. Nadal rozwijano współpracę z Hutą Baildon w Katowicach w zakresie technologii wytwarzania magnesów, jak też z Fabryką Pomocy Naukowych w Częstochowie w zakresie projektowania nowych zestawów do demonstracji wykładowych z fizyki. Poczyniono starania o nadanie nazwy jednej z ulic w Częstochowie imienia prof. Antoniego Pictrańca — organizatora fizyki w środowisku częstochowskim.

Wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący — Józef Świątek, z-ca przewodniczącego — Zuzanna Orkisz, sekretarz — Bożena Zapart, skarbnik — Jerzy Wysłocki, członkowie — B. Całusiński, M. Głowacki, W. Klepacz, H. Kołodziej, B. Wysłocki. Korespondentem Oddziału Częstochowskiego został Jerzy Wysłocki.

Jerzy Wysłocki

W dniach 14-19 marca br. Zagrzeb w Jugosławii gościł ponad 100 fizyków, z których część pełni funkcje w różnych organach Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, inni przybyli jako uczestnicy IV Seminarium EPS pt. „International Research Facilities”.

Część robocza spotkań członków Rady i Zarządu Głównego EPS obejmowała regularne sesje poświęcone stanowi i perspektywom działań EPS.

Osobne spotkanie zgromadziło członków międzynarodowego Komitetu Programowego 8. Konferencji Generalnej EPS, która odbędzie się we wrześniu 1990 w Amsterdamie.

Organizatorem całej tej serii imprez był Instytut im. Rudera Bosković'a; całością organizacji kierował prof. Ivo Slaus z tego Instytutu.

Na posiedzeniach Rady i Zarządu Głównego EPS tradycyjnym już przedmiotem troski i dyskusji są problemy finansowe Towarzystwa i niezadowolająca wciąż liczba członków indywidualnych. Zagadnienia te nie są zresztą niezależne, ponieważ poważną część dochodów EPS stanowią składki członkowskie, w tym także składki członków indywidualnych. Warto przypomnieć, że EPS nie jest towarzystwem subsydiowanym przez jakąkolwiek instytucję lub organizację i bilans sumy dochodów i wydatków Towarzystwa oscyluje między saldem dodatnim i ujemnym.

W lutowym numerze *Europhysics News* można znaleźć skrót sprawozdania skarbnika Towarzystwa, w którym podano strukturę wydatków i dochodów w latach 1984-89. Obecny stan finansów EPS rokuje zmniejszenie zadłużenia wynoszącego ponad 100 tys. franków szwajcarskich. Składka członkowska, podniesiona ostatnio do 12 franków rocznie, nie jest wysoka w stosunku do zarobków fizyków zachodnich, podczas gdy przeliczona — zresztą na korzystnych dla nas warunkach — na walutę niewymienialną jaką jest złoty polski stanowi ok. 2% rocznej pensji młodego fizyka. Tym bardziej przykry i dotąd nie rozwiązany problem stanowi zamrożenie składek członkowskich z krajów o walucie niewymienialnej. Wyjątek stanowią Węgry,

gdzie ma siedzibę Sekretariat Pomocniczy EPS i składki członkowskie przekazywane w forintach pokrywają część kosztów prowadzenia tego sekretariatu. W Polsce nie udało się dotąd dokonać konwersji składek płaconych w złotówkach na forinty i pieniądze ze składek znajdują się na (nieoprocentowanym!) koncie w banku. Mogą one być w zasadzie wykorzystywane dla organizowania konferencji międzynarodowych, należących do klasy konferencji akceptowanych i sponsorowanych przez EPS. Takich możliwości jest jednak niewiele i nie widać inicjatyw podejmowanych w tym zakresie.

Tak więc sytuację finansową EPS obciąża dodatkowo praktyczna niedostępność składek wpłacanych w walutach niewymienialnych. Mimo taktu i zrozumienia wykazywanych przez członków Rady, a zwłaszcza Zarządu Głównego EPS, zdarzają się na obradach komentarze zawierające ubolewania i nutę pretensji, które szczególnie przykro odbierają delegaci z krajów takich jak Polska.

Problem członków indywidualnych ma jednak szersze aspekty. Liczba członków jest mała w stosunku do liczby wszystkich fizyków, nawet w bardzo dobrze prosperujących krajach. Próby analizy tego stanu rzeczy oraz w ogóle statusu członka indywidualnego EPS sugerują, że niewielkie korzyści materialne (zniżki opłat na konferencjach EPS i subskrypcji wydawnictw EPS) nie są wystarczającym bodźcem do wpisania się na listę członków EPS, natomiast stan integracji społeczności fizyków w Europie jest zbyt mały, aby zachęcić do wstępowania do EPS; w wielu przypadkach potrzebę integracji i kontaktów w skali europejskiej zaspokaja bezpośrednia współpraca w poszczególnych dziedzinach fizyki podczas gdy samo członkostwo w EPS nie daje poczucia wspólnoty i możliwości wpływania na realizację celów Towarzystwa. Dyskusja nad tym problemem jest w toku (por. artykuł dra Stacey'a z Oxfordu w *Europhysics News* z ub. r.).

Sporo uwagi poświęcono w czasie obrad działalności publikacyjnej EPS. Pomyślnie rozwija się *European Journal of Physics* oraz *Europhysics Letters*. Zwłaszcza w tym ostatnim przypadku portfel redakcyjny jest raczej zbyt pękaty niż zbyt chudy, mimo że tylko co druga — średnio — praca jest rekomendowana do druku przez recenzentów. Czas między nadesłaniem maszynopisu, a ukazaniem się pracy w druku (w przypadku jej akceptacji) wynosi kilka tygodni. O tych i innych szczegółach dotyczących *Europhysics Letters* opowiadał z właściwą sobie swadą prof. N. Kurti. Stanowiło to ostatnie jego wystąpienie jako redaktora, postano-

wił bowiem przejść na emeryturę. Funkcję redaktora obejmie prof. W. Buckel z Karlsruhe, poprzedni Prezes EPS.

Europhysics News i plany rozwoju tego biuletynu EPS były przedmiotem obszernej dyskusji zainicjowanej przez prof. M. Jacoba, sekretarza Z.G. EPS. Rozważono nie tylko zmianę szaty zewnętrznej i wprowadzenie (płatnych!) ogłoszeń i reklam, ale — przede wszystkim — dążenie do zwiększenia funkcji integrującej środowisko oraz zwiększenia jego zakresu i atrakcyjności. Planuje się regularne informowanie czytelników o działalności EPS, publikowanie listów i uwag członków indywidualnych, drukowanie artykułów przeglądowych poświęconych badaniom i fizykom w różnych krajach i ośrodkach europejskich. Mowa była o wprowadzeniu działu analogicznego do „People and Things” w *CERN Courier* oraz o (nieformalnej) instytucji „korespondentów” z poszczególnych krajów.

W trakcie obrad Rady EPS usłyszeliśmy od prof. Berezina z ZSRR o zamiarze utworzenia (dotychczas nie istniało!) Rosyjskiego Towarzystwa Fizycznego. Należy je chyba rozumieć jako Towarzystwo skupiające nie fizyków radzieckich w ogóle, lecz tylko fizyków rosyjskich. Inicjator projektu, prof. Kapica z Moskwy, przekazał prośbę do przewodniczących Towarzystw krajowych o podzielenie się z nimi radami i doświadczeniem.

Spośród inicjatyw podejmowanych przez Komitety Doradcze EPS warto wymienić planowaną na wrzesień br. Konferencję roboczą pt. „Warunki krytyczne w atmosferze”. Poprzednia konferencja zorganizowana przez komitet „Fizyka a Społeczeństwo” a poświęcona tematowi „Nuclear Winter” była bardzo udana.

Obrady Międzynarodowego Komitetu Programowego VIII Generalnej Konferencji EPS (Amsterdam, wrzesień 1990) prowadził jej przewodniczący, prof. de Waard. Ustalona jest już struktura programu oraz większość referatów i prelegentów. Prace lokalnego komitetu organizacyjnego w Amsterdamie świadczą o dużym rozmachu i kompetencji w przygotowaniach do tej imprezy.

Seminarium nt. „International Research Facilities” trwało 2 i pół dnia i obejmowało 50 referatów z różnych dziedzin. Mimo że część referatów odbywała się w sesjach równoległych, program należy uznać za nieco przeladowany. Nie wszystkie referaty dotyczyły głównego nurtu zapowiedzianego w tytule Seminarium, choć nie brakowało wykładów bardzo interesujących merytorycznie. Zapowiedzia-

ne szybkie opublikowanie materiałów Seminarium będzie z pewnością stanowiło wartościowe źródło informacji i danych o wielu przedsięwzięciach badawczych w różnych ośrodkach i różnych dziedzinach fizyki. Nie wiadomo, czy w opublikowanych materiałach znajdzie swoje odbicie żywa i gorąca dyskusja, której uczestnicy prezentowali szeroki wachlarz poglądów na formy i kryteria selekcji badań (w tym podstawowych) wymagających dużych nakładów finansowych.

Na zakończenie tej relacji o kilku imprezach EPS wypada dodać, że uczestnicy Seminarium byli oficjalnie powitani, a następnie podejmowani przez Prezydenta Chorwacji w jego rezydencji, mieszczącej się w pałacu w starej części Zagrzebia.

Mimo głośnych w środkach masowego przekazu niepokojów w prowincji Kosowo, nie odczuliśmy ich wpływu na bieg życia w Chorwacji, jeśli nie liczyć rzucającej się w oczy galopującej inflacji (ponad 1% dziennie), której podłoże i korzenie są głębsze. Zarówno zarobki jak i ceny są nagminnie przeliczane na walutę wymiennalną. Nieobca nam dysproporcja „zarobki — wydatki” wskazuje na niestabilność finansowo-budżetową zarówno w skali budżetów rodzinnych, jak instytucyjnych.

Ewa Skrzypczak

Nominacje profesorskie

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Jacek Baranowski (Uniwersytet Warszawski), Robert Głębocki (Uniwersytet Gdański), Jan Hańderek i Jerzy Wojciech Motoń (oba z Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach), Ewa Skrzypczak (Uniwersytet Warszawski), Adam Sobieczewski (Instytut Problemów Jądrowych, Świerk), Henryk Szymczak (Instytut Fizyki PAN, Warszawa).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Helena Harajda (Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Zielona Góra), Józef Hordejuk (Instytut Geofizyki PAN, Warszawa), Andrzej Adolf Jurewicz (Centrum Badań Kosmicznych PAN, Warszawa), Henryk Konwent (Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Rzeszów), Bogdan Mielnik (Uniwersytet Warszawski), Wojciech Ratyński (Instytut Problemów Jądrowych, Świerk), Józef Sznajd (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN,

Wrocław), Waław Tybor (Uniwersytet Łódzki), Andrzej Wernik (Centrum Badań Kosmicznych PAN, Warszawa), Sławomir Wycech (Instytut Problemów Jądrowych, Świerk).

Nominacje zostały wręczone 22 maja, 16 czerwca, 26 czerwca i 5 lipca 1989.

Nowi członkowie PAN

Rada Państwa zatwierdziła wybór członków rzeczywistych i członków korespondentów Polskiej Akademii Nauk, dokonany przez Zgromadzenie Ogólne PAN w maju 1989.

Członkami rzeczywistymi PAN w Wydziale III zostali spośród fizyków: Iwo Białynicki-Birula (Zakład Fizyki Teoretycznej PAN, Warszawa) i Marian Kryszewski (Centrum Badań Molekularnych i Makromolekularnych PAN, Łódź).

Członkami korespondentami PAN zostali fizycy, astrofizycy i geofizycy — w Wydziale III: Wojciech Dziembowski (Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika PAN, Warszawa), Robert Gałązka (Instytut Fizyki PAN, Warszawa), a w Wydziale VII: Aleksander Guterch (Instytut Geofizyki PAN, Warszawa).

Iwo Białynicki-Birula (ur. 1933 w Warszawie) studiował na Uniwersytecie Warszawskim, dr 1959, dr hab. 1962, prof. nadzw. 1966, prof. zw. 1973, członek koresp. PAN 1976. Jest twórcą i kierownikiem Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN. Prowadzi badania z kwantowej teorii pola, fizyki statystycznej, optyki kwantowej, teorii solitonów, równań nieliniowych. W ostatnich latach zajmował się m. in. entropiczną zasadą nieoznaczoności, oddziaływaniem materii z promieniowaniem o dużym natężeniu, problemem fazy Berry'ego dla cząstek ze spinem. Jest ponadto autorem kilku monografii i podręczników. Stale współpracuje z fizykami z University of Rochester i z Pittsburgh University. Był wyróżniony m. in. Nagrodą Naukową PAN im. Marii Skłodowskiej-Curie i Nagrodą Alfreda Jurzykowskiego. Jest członkiem Towarzystwa Naukowego Warszawskiego i członkiem zagranicznym Norweskiego Towarzystwa Królewskiego.

Marian Kryszewski (ur. 1925 w Toruniu) studiował na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika, dr 1955, prof. nadzw. 1966, prof. zw. 1973, członek koresp. PAN 1976. Jest kierownikiem Zakładu Fizyki Polimerów w Centrum Badań Molekularnych i Makromolekularnych PAN. Przedmiotem jego badań jest fizyka i fizykochemia polimerów.

Do jego najważniejszych osiągnięć można zaliczyć m. in. opracowanie nowej, oryginalnej interpretacji transportu nośników ładunku w polimerach-dielektrykach, polimerach-półprzewodnikach i wielkocząsteczkowych materiałach przewodzących, opracowanie metod badania struktury polimerów na poziomie nadmolekularnym, badania oddziaływań międzycząsteczkowych z zastosowaniem sond optycznych o własnościach fotochromowych. Był współtwórcą (1972) CBMiM PAN w Łodzi. Jest laureatem Nagrody Naukowej PAN im. Marii Skłodowskiej-Curie.

Wojciech Dziembowski (ur. 1940 w Warszawie) studiował astronomię na Uniwersytecie Jagiellońskim, dr hab. 1979, prof. nadzw. 1983, prof. zw. 1988. Jest dyrektorem Centrum Astronomicznego PAN im. Mikołaja Kopernika. Dziedzina jego badań jest astrofizyka teoretyczna. Ma wybitne osiągnięcia m. in. w teorii pulsacji gwiazd i jej zastosowań do badania struktury wewnętrznej gwiazd, w teorii pulsacji radialnych (teoria nieliniowego sprzężenia modów), w teorii pulsacji nieradialnych (pulsacja białych karłów) a także w dziedzinie heliofizyki i heliosejsmologii. Prowadził działalność dydaktyczną w UW, UJ i UMK. Jest członkiem Towarzystwa Naukowego Warszawskiego i członkiem Międzynarodowej Unii Astronomicznej.

Robert Gałązka (ur. 1937 w Warszawie) studiował na Uniwersytecie Warszawskim, dr 1966, dr hab. 1972, prof. nadzw. 1980, prof. zw. 1988. Jest kierownikiem Oddziału Fizyki Półprzewodników IF PAN. Prowadzi badania w dziedzinie fizyki i technologii materiałów półprzewodnikowych. Jest twórcą koncepcji półprzewodników półmagnetycznych, tj. związków półprzewodnikowych, w których niemagnetyczne kationy są częściowo zastąpione atomami metali przejściowych. Poza pracami technologicznymi prowadzącymi do otrzymywania monokryształów tych związków, Gałązka ma duże osiągnięcia w rozwoju badań nad tymi materiałami. Zapoczątkowana przez niego dziedzina jest też rozwijana w wielu znanych laboratoriach na świecie. Innym kierunkiem jego zainteresowań jest technologia materiałowa w warunkach kosmicznych. Jest laureatem Nagrody Naukowej PAN im. Marii Skłodowskiej-Curie.

Aleksander Guterch (ur. 1936 w Sękowej k. Gorlic) studiował fizykę i geofizykę na Uniwersytecie Warszawskim, dr hab. 1978, prof. nadzw. 1981. Jego zainteresowania badawcze obejmują sejsmologię i tektonikę głębokich struktur litosfery. Wśród jego osiągnięć należy wymienić

m. in. rozpoznanie głębokiego rowu tektonicznego w strefie tektonicznej Teisseyre'a-Tornquista w Polsce, opracowanie nowego podziału tektonicznego obszaru Polski, badania struktury płyt litosferycznych na obszarach Finlandii, Arktyki i Antarktyki Zachodniej. Kierował 6 wyprawami geofizycznymi w rejon Spitsbergenu i Antarktyki Zachodniej. Jest przewodniczącym polskiego Komitetu Narodowego Międzynarodowej Unii Geodezji i Geofizyki. Jest członkiem korespondentem Towarzystwa Naukowego Warszawskiego.

B. W.

Stulecie urodzin Wojciecha Rubinowicza

W 1989 r. minęła setna rocznica urodzin Wojciecha Rubinowicza, jednego z najwybitniejszych polskich fizyków teoretyków. Doktorat uzyskał w 1914 r. w Uniwersytecie w Czerniowcach, następnie pracował w grupie A. Sommerfelda w Monachium, od 1920 r. był docentem w Lublanie, w 1922 r. został profesorem w Politechnice Lwowskiej, a od 1937 r. profesorem w Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie. W Uniwersytecie Warszawskim był profesorem od 1946 r.; był członkiem rzeczywistym PAN a także profesorem w Instytucie Fizyki PAN. Przedmiotem szczególnych zainteresowań Rubinowicza były trzy dziedziny: kwantowa teoria promieniowania, teoria dyfrakcji i matematyczne problemy fizyki. W każdej z tych dziedzin oryginalne wyniki Rubinowicza weszły na trwałe do nauki światowej. Do najważniejszych osiągnięć należy podanie reguł wyboru w mechanice kwantowej (wzmianka w artykule A. Kastlra, *Postępy Fizyki* 40, 39 (1989)) oraz opracowanie teorii dyfrakcyjnej fali krawędziowej. Publikacje dotyczące fali krawędziowej i interpretacji Younga zjawiska dyfrakcji są nadal często cytowane. Przegląd działalności naukowej podają referaty wygłoszone na uroczystym seminarium w dziesiątą rocznicę śmierci (*Postępy Fizyki*, zeszyt 3, r. 1985). Dla wielu fizyków polskich Wojciech Rubinowicz był mistrzem, nauczycielem i wychowawcą.

Adam Kujawski

Medal Holwecka

Medal i Nagrodę Holwecka, przyznawane wspólnie przez Francuskie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki, otrzymał w 1989 r. Eric

Varoquaux (Centrum Uniwersyteckie Orsay, Francja) za swoje wybitne prace doświadczalne w dziedzinie fizyki niskich temperatur, w szczególności za badania własności cieczy kwantowych ^4He i nadciekłego ^3He .

Varoquaux studiował fizykę na Uniwersytecie Paryskim i inżynierię elektryczną na Uniwersytecie Stanforda w USA. Doktorat z fizyki uzyskał w Paryżu w 1971 r. Prowadził prace nad oziębianiem przez rozcieńczanie i w 1974 r. osiągnął (wówczas rekordowo niską) temperaturę 0,3 mK. Później zajmował się jądrowym rezonansem magnetycznym (NMR) domieszek typu Kondo, szklami spinowymi i stałym ^3He . Główne jego osiągnięcia dotyczą jednak ciekłego ^3He . Stał się ekspertem w tym zakresie. Badał metodą NMR fazę A i B, poczynił wielkie postępy w poznaniu własności akustycznych tych stanów, prowadził metodami akustycznymi analizę zarówno w reżimie hydrodynamicznym jak i w granicy bezzderzeniowej zerowego dźwięku. Odkrył wiele zjawisk nieliniowych, jak np. stany solitonowe. Ostatnio zajmuje się zjawiskiem Josephsona w nadciekłym ^4He .

Phys. World 2, May 1989

B. W.

XXXVIII Olimpiada Fizyczna

Dnia 29 maja 1989 w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW im. Stefana Piłkowskiego w Warszawie zakończyła się XXXVIII Olimpiada Fizyczna. Laureatami i ich nauczycielom wręczono dyplomy i nagrody. Wykład „Przygoda z zimną syntezą laserową” wygłosił doc. Tadeusz Skośkie-wicz z Instytutu Fizyki PAN.

Podobnie jak w latach poprzednich, zawody XXXVIII Olimpiady Fizycznej odbywały się w trzech etapach (plus etap wstępny) w ciągu roku szkolnego 1988/89. W zawodach wzięło udział: — w etapie wstępnym 1481 uczniów, — w etapie pierwszym 1908 uczniów, — w etapie drugim 1228 uczniów w części teoretycznej i 302 w części doświadczalnej, — w etapie trzecim 79 uczniów.

Liczyby te są bardzo bliskie liczbie uczestników zeszłorocznej Olimpiady. Obserwowany w latach poprzednich wzrost liczby uczestników został zahamowany; być może dlatego, że bardzo łatwo było w ostatnim roku dostać się na studia.

Uprawnień laureatów przyznano 24 osobom. Oto laureaci pierwszych siedmiu nagród:

1. Piotr Kossacki, klasa IV, XLV LO im. Romualda

Traugutta w Warszawie, uczeń mgra S. Lipińskiego, 2. Romuald Janik, klasa III, V LO im. Augusta Witkowskiego w Krakowie, uczeń dra S. Brzezowskiego, -

3. Tomasz Motylewski, klasa III, XXVI LO im. Małgorzaty Fornalskiej w Łodzi, uczeń mgr A. Bienieckiej,

4. Krzysztof Oleszkiewicz, klasa IV, LX LO im. Wojciecha Górskiego w Warszawie, uczeń mgra T. Sobiepana,

5. Czary Śliwa, klasa II, LX LO im. Wojciecha Górskiego w Warszawie, uczeń mgr T. Lipnickiej,

6. Łukasz Mucolf, klasa IV, XXVI LO im. Małgorzaty Fornalskiej w Łodzi, uczeń mgr Z. Spalak,

7. Michał Szłapa, klasa IV, LO im. Mikołaja Kopernika w Bielsku-Białej, uczeń mgra Z. Kubicy.

Warto podkreślić, że Piotr Kossacki został po raz drugi z rzędu zwycięzcą Olimpiady Fizycznej, a po raz trzeci jej laureatem.

Słowa uznania należą się też nauczycielom. Pan mgr Stanisław Lipiński miał 3 finalistów, w tym dwóch laureatów, zaś panowie mgr B. Lanuszy i mgr Z. Kubica mieli po dwóch laureatów.

Najbardziej ucieszył chyba organizatorów Olimpiady dość liczny udział uczniów z niższych klas. Dwóch finalistów było uczniami klas pierwszych liceów ogólnokształcących, musieli więc poznać w zasadzie cały program szkolny poza normalnym tokiem lekcji.

Zadania finałowe były w tym roku bardzo trudne, może trudniejsze niż w latach poprzednich. Organizatorom chodziło o maksymalne zróżnicowanie najlepszych zawodników. Wydaje się jednak, że poziom okazał się nieco zbyt wysoki. Wprawdzie najlepszy zawodnik (Piotr Kossacki) uzyskał 95 punktów na 100 możliwych (w zasadzie wszystkie zadania rozwiązał dobrze lub bardzo dobrze), ale następny (Romuald Janik) miał już „tylko” 62 punkty. Uprawnień finalisty przyznano zawodnikom, którzy uzyskali 33 punkty lub więcej. Można było zatem zostać laureatem mając dobrze zrobione jedynie zadanie doświadczalne (maksymalna ocena 40 punktów), lub tylko dwa zadania teoretyczne (maksymalna ocena po 20 punktów za zadanie).

Szczególnie ładne było finałowe zadanie doświadczalne. Polegało ono na wyznaczeniu grubości szkiełka mikroskopowego przykrywkowego za pomocą obserwacji obrazu dyfrakcji światła laserowego na krawędzi szkiełka. Dyfrakcja światła na krawędzi przezroczystego obiektu, jakim jest szkiełko mikroskopowe, jest bardzo mało znana. W podręcznikach szkolnych, a nawet akademickich,

zjawisko to jest całkowicie pomijane. Daje się ono jednak łatwo zaobserwować za pomocą wiązki światła ze szkolnego lasera helowo-neonowego.

Pięciu laureatów Olimpiady Fizycznej weźmie udział w zawodach XX Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej, które odbędą się w tym roku w Warszawie.

Jan Mostowski

Nowe wartości stałych Josephsona i von Klitzinga Międzynarodowa Skala Temperatur 1990

Międzynarodowy Komitet Wag i Miar (Comité International des Poids et Mesures, CIPM) na swoim 77-ym posiedzeniu w Pawilonie Breteuil w Sèvres w dniach 4-6 października 1988 przyjął zalecenia dotyczące używania efektu Josephsona i kwantowego efektu Halla do utrzymywania wzorców odniesienia dla pomiaru siły elektromotorycznej i oporu elektrycznego. Zalecenia, zaproponowane CIPM przez jego Komitet Doradczy Elektryczności (Comité Consultatif d'Electricité, CCE), który zebrał się we wrześniu 1988, były opracowane na podstawie wyników nowych pomiarów i dyskusji przedstawicieli narodowych laboratoriów wzorców.

Nowe wyznaczenia wolta i oma SI (Système International d'Unités), zgodne bezpośrednio z realizacją definicji SI oraz pośrednio z wyznaczeniami odpowiednich podstawowych stałych fizycznych, ustaliły wartości stałej Josephsona K_J i stałej von Klitzinga R_K kwantowego efektu Halla z niepewnościami kilku części w 10^7 . Stałe K_J i R_K były przyjmowane przez CCE jako równe odpowiednio $2e/h$ i h/e^2 w celu włączenia ich do wyznaczania stałych podstawowych. Powtarzalność siły elektromotorycznej w złączu Josephsona i oporu w próbie kwantowego efektu Halla jest znacznie lepsza niż kilka części w 10^7 i zbliża się do jednej części w 10^8 .

Zalecenia CIPM zostały opublikowane przez dyrektora Międzynarodowego Biura Wag i Miar (Bureau International des Poids et Mesures) w Sèvres, T. J. Quinna, w czasopiśmie *Metrologia* 26, 69 (1989).

Reprezentacja wolta przez efekt Josephsona, zalecenie 1 (CI-1988)

Uwzględniając, że dokładne przestudiowanie wyników najmniejszych pomiarów prowadzi do wartości 483597,9 GHz/V dla stałej Josephsona, K_J (tj. dla stosunku częstości do różnicy potencjału odpowiadającej schodkowi $n = 1$ w efekcie Josephsona,

który razem z tą wartością K_J może być używany do ustalenia wzorca odniesienia siły elektromotorycznej, mającego niepewność jednego standardowego odchylenia względem wolta ocenianą jako $4 \cdot 10^{-7}$), Międzynarodowy Komitet Wag i Miar zaleca przyjąć jako konwencjonalną wartość dla stałej Josephsona K_J :

$$K_{J-90} = 483597,9 \text{ GHz/V}$$

i używać tej nowej wartości od 1 stycznia 1990, zamiast wartości dotychczas używanej we wszystkich laboratoriach, które opierają swoje pomiary siły elektromotorycznej na efekcie Josephsona. W innych laboratoriach należy od tej samej daty dostosować wartość laboratoryjnych wzorców odniesienia do zgodności z tą nowo przyjętą wartością.

Reprezentacja oma przez kwantowy efekt Halla, zalecenie 2 (CI-1988)

Uwzględniając, iż większość istniejących laboratoryjnych wzorców odniesienia oporu zmienia się znacznie w czasie, że laboratoryjne wzorce odniesienia oporu na podstawie kwantowego efektu Halla mogą być stabilne i odtwarzalne, że dokładne przestudiowanie wyników najmniejszych pomiarów prowadzi do wartości 25812,807 Ω dla stałej von Klitzinga R_K (tj. dla stosunku różnicy potencjału Halla do natężenia prądu odpowiadającego plateau $i = 1$ w kwantowym efekcie Halla, który razem z tą wartością R_K może być używany do ustalenia wzorca odniesienia oporu mającego niepewność jednego standardowego odchylenia względem oma ocenianą jako $2 \cdot 10^{-7}$), Międzynarodowy Komitet Wag i Miar zaleca przyjąć jako konwencjonalną wartość stałej von Klitzinga R_K :

$$R_{K-90} = 25812,807 \Omega$$

i używać tej wartości od 1 stycznia 1990 we wszystkich laboratoriach, które opierają swoje pomiary na kwantowym efekcie Halla. W innych laboratoriach należy od tej samej daty dostosować wartość laboratoryjnych wzorców odniesienia do zgodności z R_{K-90} .

Zalecenia 1 (CI-1988) i 2 (CI-1988) nie stanowią zmiany definicji jednostek SI.

Konwencjonalne wartości K_{J-90} i R_{K-90} nie mogą być użyte jako podstawy dla definicji wolta i oma w sensie obecnych jednostek wolta i oma w Międzynarodowym Układzie Jednostek SI.

Dla praktycznego wykonania zaleceń, CCE proponuje opatrywać świadectwa cechowania ogniów wzorcowych przykładowym stwierdzeniem. „Zmierzona siła elektromotoryczna E źródła może być wyrażona w voltach, V SI, jako

$$E = (1,018 \times \times \times \times) V \pm [(\Delta E)^2 + (E \cdot \delta)^2]^{1/2},$$

dzie ΔE jest sumaryczną niepewnością w voltach jednego standardowego odchylenia związaną z samym cechowaniem i realizacją wzorca odniesienia efektu Josephsona w danym laboratorium, natomiast δ jest względną niepewnością, z jaką znany jest stosunek K_{J-90}/K_J . Analogicznie mają być opracowywane pomiary oporu.

Przygotowanie Międzynarodowej Skali Temperatur 1990

T. J. Quinn zapowiada także wprowadzenie od 1 stycznia 1990 nowej Międzynarodowej Skali Temperatur (International Temperature Scale of 1990, ITS-90), która ma zastąpić skalę z 1968 r. (International Practical Temperature Scale of 1968, IPTS-68). Różnice między ITS-90 i IPTS-68 są znaczące. Na przykład dla $t_{88} \approx 20^\circ\text{C}$ różnica jest $T_{90} - T_{68} \approx -5$ mK, a dla $t_{88} \approx 100^\circ\text{C}$ różnica jest $T_{90} - T_{68} \approx -25$ mK, tak że punkt wrzenia wody w warunkach normalnych będzie ok. $99,97^\circ\text{C}$ a nie $100,00^\circ\text{C}$ jak w przeszłości. Zalecenie 3 (CI-1988) Międzynarodowego Komitetu Wag i Miar zwraca uwagę laboratoriów narodowych na te różnice wobec perspektywy wprowadzenia ITS-90 dnia 1 stycznia 1990 r.

Maciej Suffczyński

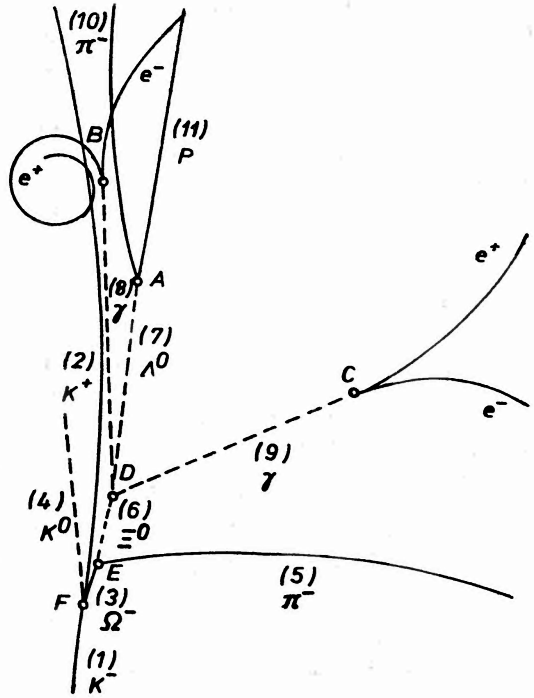
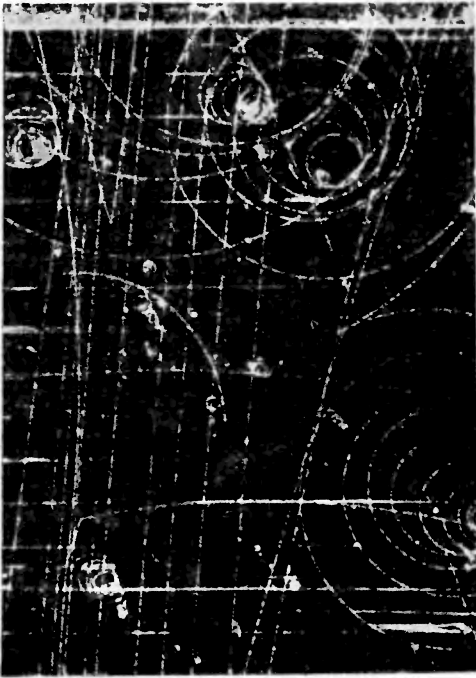
25. rocznica odkrycia hiperonu Ω^-

Na początku 1964 r. w amerykańskim laboratorium w Brookhaven k. Nowego Jorku zaobserwowano pierwszy przypadek produkcji i skomplikowanego, bo trzystopniowego rozpadu nowej cząstki elementarnej — hiperonu Ω^- (patrz fot.). Istnienie tej cząstki i jej własności przewidział M. Gell-Mann już na konferencji w Genewie w lipcu 1962 r. zakładając uporządkowanie cząstek elementarnych zgodnie z grupą symetrii oddziaływań silnych SU(3). Odkrycie cząstki Ω^- było więc potwierdzeniem prawidłowości tego schematu. W ten sposób po wielu próbach znaleziono poprawny sposób uporządkowania dużej liczby (obecnie jest ich ok. 200) cząstek silnie oddziałujących — hadronów. Odkrycie to przypomina wcześniejsze o prawie 100 lat odkrycie układu okresowego pierwiastków przez D. Mendelejewa, który w znanych własnościach chemicznych i masach atomowych pierwiastków doszukał się pewnych prawidłowości. Na podstawie tych prawidłowości można było przewidzieć istnienie dalszych, nie odkrytych jeszcze pierwiastków.

Próby klasyfikacji cząstek elementarnych wg symetrii ich oddziaływań zaczęły się już na początku lat trzydziestych, po odkryciu neutronu przez J. Chadwicka w 1932 r. Mała różnica mas neutronu (n) i protonu (p) oraz niezależność sił jądrowych od rodzaju oddziałujących cząstek (nn , pp i np) spowodowały, że neutron i proton zaczęto w opisie oddziaływań silnych traktować jako dwa stany tej samej cząstki — nukleonu, a obserwowane symetrie tych oddziaływań opisywać za pomocą izospinu I i grupy symetrii SU(2) dla przekształceń w trójwymiarowej przestrzeni wektorów izospinu $I = (I_1, I_2, I_3)$. W tym formalizmie, identycznym z formalizmem zastosowanym wcześniej do opisu spinu, cząstki grupowane są w multiplety o krotności $2I+1$. Trzecia składowa izospinu I_3 , numeruje poszczególne cząstki w multiplicie. Dla nukleonów $I = 1/2$ a więc proton ($I_3 = +1/2$) i neutron ($I_3 = -1/2$) tworzą dublet izospinowy. Niezależność ładunkowa sił jądrowych oznacza w tym opisie, że oddziaływania te nie zmieniają się przy obrotach wektora I . Nie ma wyróżnionego kierunku w przestrzeni izospinu. Wszystkie cząstki z multipletu oddziałują tak samo. Wprowadzenie sił elektromagnetycznych łamie tę symetrię, ponieważ różniąc ładunki cząstek wyróżnia oś I_3 .

Odkrycie w końcu lat czterdziestych cząstek i rosnąca lawinowo liczba odkrywanych hadronów spowodowały, że przyjęty schemat uporządkowania cząstek oparty na multipletach izospinowych przestał wystarczać. Pojawiła się nowa liczba kwantowa — dziwność (S), którą należało uwzględnić przy klasyfikacji cząstek. Poszukiwano więc rozszerzenia tego schematu przez wprowadzenie wyższych symetrii. O ile jednak grupowanie cząstek w multiplety izospinowe było stosunkowo proste (ponieważ masy hadronów należących do tego samego multipletu różniły się niewiele), to rozszerzenie tych multipletów grupowało cząstki o bardzo różnych masach i nie było wcale oczywiste, które cząstki należy ze sobą łączyć. I właśnie M. Gell-Mann zaproponował, jak się później okazało, trafny schemat, w którym hadrony opisane są przez dwie liczby kwantowe: I_3 oraz S , a oddziaływania silne między cząstkami nie zależą od wartości tych liczb. Grupę symetrii SU(3) tworzą operacje zmieniające I_3 oraz S . Symetria ta jest w przyrodzie łamana, o czym świadczą różne masy cząstek zgrupowanych w tym samym multiplicie.

Regularności obserwowane w tablicy Mendelejewa kryły w sobie nieznaną jeszcze wtedy atomową strukturę pierwiastków. Nasuwa się od razu



Zdjęcie z komory pęcherzykowej przedstawiające przypadek produkcji i rozpadu cząstki Ω^- i jego interpretacja. Wodorowa komora pęcherzykowa naświetlona została w Brookhaven k. Nowego Yorku wiązką ujemnych mezonów K . Pole magnetyczne, prostopadłe do rysunku zakrzywia tory cząstek naładowanych. Na zdjęciu widać 10 równoległych, prawie prostych torów przechodzących przez komorę mezonów K^- o dziwności $S = -1$, z których jeden oddziałuje z jądrem wodoru — protonem w punkcie F . W wyniku oddziaływania silnego, w którym dziwność jest zachowywana, tworzy się cząstka Ω^- ($S = -3$) oraz mezony K^+ ($S = +1$) i K^0 ($S = +1$). Tory cząstek neutralnych, nie obserwowane w komorze zaznaczono liniami przerywanymi. W punkcie E cząstka Ω^- rozpada się na skutek oddziaływań słabych, na cząstkę Ξ^0 ($S = -2$) i π^- ($S = 0$). W procesach słabych dziwność może się zmieniać o jeden — $|\Delta S| = 1$. Neutralna cząstka Ξ^0 rozpada się w punkcie D na cząstki Λ^0 ($S = -1$) i π^0 ($S = 0$). Mezon π^0 tak szybko rozpada się na dwa kwanty gamma (γ), że oba celują do punktu D . Kwanty γ zamieniają się następnie w parę elektron-pozyton ($e^- e^+$) i w ten sposób są rejestrowane w komorze. Cząstka Λ^0 rozpada się w punkcie A na proton (p) ($S = 0$) i mezon π^-

pytanie, czy obserwowane multiplety $SU(3)$ cząstek również nie wyrażają pewnej ukrytej struktury hadronów. Okazało się, że rzeczywiście tak jest. W 1964 r. M. Gell-Mann i niezależnie G. Zweig zaproponowali, że obserwowane własności hadronów można wyjaśnić zakładając, że nie są to cząstki naprawdę elementarne, lecz składają się z jeszcze mniejszych obiektów — kwarków (q). Bariony, czyli hadrony o spinie $1/2$, zbudowane są z trzech kwarków (qqq), a mezony, czyli hadrony o spinie całkowitym, z pary kwark-antykwar ($q\bar{q}$).

W ten sposób odkrycie hiperonu Ω^- stanowiło znaczący krok na drodze do odkrycia kwarkowej

struktury cząstek elementarnych. Za prace te M. Gell-Mann otrzymał w 1969 r. nagrodę Nobla.

Do początku lat 70. wszystkie znane hadrony można było złożyć z trzech rodzajów kwarków: u i d (z których zbudowane są m. in. neutron (udd) i proton (uud)) oraz kwarka dziwnego s wchodzącego w skład cząstek dziwnych. W listopadzie 1974 r. odkryto pierwszą cząstkę z rodziny hadronów zbudowanych z nowych kwarków, które nazwano powabnymi a , w r. 1977 historia się powtórzyła — znaleziono cząstkę złożoną z kwarków pięknych. Opisany powyżej schemat pozostał prawdziwy, ale trzeba go było rozszerzyć tak, aby obejmował

również te nowo odkryte cząstki przez wprowadzenie najpierw grupy SU(4), a potem SU(5).

Marek Szczekowski

Przejścia fazowe i zjawiska krytyczne

W dniach 24-28 kwietnia 1989 r. w Piechowicach k. Jeleniej Góry odbyło się VIII Sympozjum poświęcone fizyce przejść fazowych i zjawisk krytycznych. Sympozjum zorganizowali pracownicy Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu. W Sympozjum wzięło udział 66 uczestników krajowych i 4 zagranicznych (z Czechosłowacji, RFN, Szwajcarii i ZSRR). Wygłoszono 12 wykładów plenarnych i odbyły się cztery sesje plakatowe. Po każdej sesji omawiano ciekawsze prace i wyniki.

Uczestnicy wzięli udział w ogólnej dyskusji dotyczącej przyszłości Sympozjum. Uznano, że spełnia ono ważną, integrującą środowisko rolę. Jednogłośnie wypowiedziano się za zachowaniem wewnętrznego, krajowego charakteru Sympozjum z udziałem niewielkiej liczby wykładowców zagranicznych. Ustalono, że zasadniczo piechowickie sympozja powinny odbywać się co dwa lata. W zgodzie z tradycją ich tematyka powinna być szersza niż wynika to z nazwy.

Tadeusz Paszkiewicz

Zastosowanie powolnych neutronów w niektórych badaniach podstawowych

W Instytucie Lauego-Langevina (ILL) w Grenoble rozwijany jest od kilku lat program badań oddziaływań elementarnych przy zastosowaniu powolnych neutronów.

Neutrony powolne używane są od dawna w fizyce ciała stałego, ale ich zastosowanie w badaniach cząstek i oddziaływań elementarnych jest stosunkowo niedawne. Program tych właśnie eksperymentów i ich pierwsze wyniki omawia Dirk Dubbers (ILL) w artykule, który ukazał się w zeszycie majowym *Physikalische Blätter*.

Z reaktora o dużym strumieniu w ILL można uzyskać neutrony o różnej energii: neutrony termiczne z moderatora ciężkowodnego (temperatura neutronów $T = 300$ K, czyli najbardziej prawdopodobna prędkość $v_0 \approx 2200$ m/s, długość fali

de Broglie'a $\lambda_0 \approx 1,8$ Å, energia kinetyczna $E_0 \approx 25$ meV), zimne neutrony z moderatora deuterowego ($T \approx 25$ K, $v_0 \approx 600$ m/s, $E_0 \approx 2$ meV), ultrazimne neutrony ($T \approx 1$ mK, $v_0 \approx 5$ m/s, $E_0 \approx 10^{-7}$ eV).

Wyniki podjętych badań mogą posłużyć m. in. do sprawdzania słuszności koncepcji unifikacji oddziaływań elektromagnetycznych i słabych, a także teorii oddziaływań silnych opartej na modelu standardowym. Szczególną uwagę poświęcono kwestii czy neutron ma różny od zera moment elektryczny. Pierwsze pomiary dały wartość $(-1,4 \pm 0,6) \times 10^{-25}$ e·cm. W Instytucie Fizyki Jądrowej AN ZSRR im. Konstantinowa otrzymano wynik bardzo zbliżony $(-1,2 \pm 0,6) \times 10^{-25}$ e·cm. Mimo to ani fizycy leningradzcy ani fizycy z Grenoble nie są jeszcze przekonani, że neutron rzeczywiście posiada niezerowy moment elektryczny. Zagadnienie momentu elektrycznego neutronu jest ściśle związane z niezmienniczością względem zmiany znaku T (tj. względem odwrócenia kierunku biegu czasu).

Wśród wielu innych eksperymentów dokonuje się możliwie precyzyjnych pomiarów czasu życia neutronu ze względu na rozpad β . Pomiedzy r. 1970 i 1980 wyznaczane w różnych laboratoriach czasy życia miały rozrzut ok. 7%, przy czym poszczególni autorzy podawali na ogół błąd w granicach 1%!

Precyzyjne wyznaczenie masy i momentu magnetycznego neutronu pozwoli na dokładne wyznaczenie stałej struktury subtelnej α .

Poszukuje się łamania zasady zachowania paryzności w wychwycie neutronu przez protony, deuterony itp., w rozpraszaniu rezonansowym fotonów γ i w rozszczepieniu jądrowym.

Spektrometr neutronów w ILL ma niebywają zdolność rozdzielczą, w szczególności dla neutronów ultrazimnych: $\Delta E = 0,5$ neV.

Phys Bl. 45, No 5 (1989)

B. W.

Czterdziestolecie WNT

W okresie czterdziestu lat Wydawnictwa Naukowo-Techniczne (do 1961 r. Państwowe Wydawnictwa Techniczne) upowszechniały wiedzę techniczną różnym grupom czytelników, w szczególności kadrze inżynieryjno-technicznej w przemyśle, pracownikom naukowym oraz studentom uczelni technicznych. W przeglądzie dotychczas wydanych

książek znajdujemy obok książek specjalistycznych i popularnych poświęconych technice, publikacje słownikowo-encyklopedyczne oraz matematyczno-przyrodnicze. Stale były i są nadal wydawane książki z fizyki, co oczywiście jest wynikiem bliskich związków między techniką i fizyką. Zarówno książki na poziomie akademickim jak i na poziomie szkoły średniej oraz monografie specjalistyczne tworzą bogaty i różnorodny zbiór książek z fizyki. Spośród książek, które w ostatnich latach cieszyły się szczególnym zainteresowaniem, warto wymienić: J. Gaj, *Laboratorium fizyczne w domu* oraz M. Bertolotti, *Masery i lasery — ujęcie historyczne*. Na rok bieżący zaplanowano wydanie podręczników: J. Orear, *Fizyka* oraz *Kurs fizyki* (tom 1: A. W. Astachow, *Mechanika. Teoria kinetyczna*; Tom 2: A. W. Astachow, Ju. M. Szirokow, *Pole elektromagnetyczne*; tom 3: A. W. Astachow, Ju. M. Szirokow, *Fizyka kwantowa*).

Z inicjatywy Redakcji Matematyki i Fizyki WNT rozpoczęto wydawanie serii pod nazwą „Fizyka dla Przemysłu”. Ukazała się już pierwsza książka W. Jakubowski, *Przewodniki superjonowe — właściwości fizyczne i zastosowania*. Wkrótce będą wydane — A. Graja, *Niskowymiarowe przewodniki organiczne* oraz J. Żmija, S. Kłosowicz, W. Borys, *Cholesteryczne ciekłe kryształy w detekcji promieniowania*. Zasadniczym zadaniem tej serii jest przenoszenie idei i wyników badań podstawowych do praktyki przemysłowej. Książki te będą także stanowić cenną pomoc dla studentów fizyki odpowiednich specjalności gdyż jedna z grup tematycznych wydawanej serii dotyczy fizycznych podstaw zjawisk o szczególnym znaczeniu dla techniki.

Adam Kujawski

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia, Z — termin zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń P — przewidywane wydanie materiałów, U — przewidywana liczba uczestników, język jeżeli inny niż polski, O — wysokość opłaty konferencyjnej

KONFERENCJE 1990

19—25 kwietnia 1990, Łągów Lubuski

PAT Conf. — Technology and School. Wyższa Szkoła Pedagogiczna w Zielonej Górze. Doc. H. Szydłowski, IF UAM, ul. Grunwaldzka 6, 60-780 Poznań lub doc. R. Stryjski, Inst. Techniki WSP, Al. Wojska Polskiego 69, 65—625 Zielona Góra

U: 150, P, ang.

SZKOŁY 1990

22—28 kwietnia 1990, Jaszowiec k. Ustronia

19th Int. School on Physics of Semiconducting Compounds. Wydział Fizyki UW IF PAN. Dr A. Suchocki, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-68-61.

Z, A: 28.02.90, P, U: 220, ang.

KONFERENCJE 1991

I półrocze 1991, Poznań

7th Symp. on Organic Crystal Chemistry. Uniw. Adama Mickiewicza Prof. Z. Kałuski, Wdz. Chemii UAM, Grunwaldzka 6, 60-780 Poznań.

17—19 września 1991, Kraków

Physics for Industry — Industry for Physics. Patronat EPS Prof. A. Oleś, Inst. Fizyki i Tech. Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków

Z: Marzec 91, U: 300, ang.

NOWE KSIĄŻKI

F. Close, *Kosmiczna cebula*, wyd. I dodruk, PWN, Warszawa 1989, s. 212, cena zł 1500.—

W. I. Eadie, D. Drijard, F. E. James, M. Roos, B. Sadoulet, *Metody statystyczne w fizyce doświadczalnej*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, s. 314, cena zł 1600.—

M. Zahn, *Pole elektromagnetyczne*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, s. 718, cena zł 5000.—

Fizyka chemiczna, praca zbiorowa pod red. J. Janik, PWN, Warszawa 1989, s. 552, cena zł 4800.—

W. N. Orajewski, *Plazma na Ziemi i w Kosmosie*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, s. 200, cena zł 800.—

S. Brandt, H. D. Dahmen, *Mechanika kwantowa w obrazach*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, s. 304, cena zł 1200.—

SPIS TREŚCI

J. J. Bara — Nadprzewodniki oglądane przez pryzmat spektroskopii mössbauerowskiej	467
E. Brun — Hierarchie uporządkowania (tłum. Grzegorz Tęcza)	495
NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE	
J. Badziak — Lasery ekscymerowe na halogenkach gazów szlachetnych.	525
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	545
RECENZJE	551
KRONIKA	555

CONTENTS

J. J. Bara — Superconductors as seen by Mössbauer spectroscopy	467
E. Brun — Hierarchies of order in nonlinear systems	495
NEW DEVICES AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES	
J. Badziak — Rare-gas halide excimer lasers	525
MEETINGS AND CONFERENCES	545
REVIEWS	551
CHRONICLE	555