
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 31
ZESZYT 5
1980**

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr GRZEGORZ BIAŁKOWSKI

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Dr hab. JAN TÓKE

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr JACEK DWORAKOWSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

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

Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (*Łódź*)

Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (*Opole*)

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

Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

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

Doc. dr JAN PETYKIEWICZ (*Warszawa*)

Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 31, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1980

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowitz, Wojciech Rozmus, Marek Szczekowski

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

Korespondenci Oddziałów PTF

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

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

Nakład 3074 + 106 egz. Ark. wyd. 8. Ark. druk 6²/₁₀ + 3 wkł. Papier druk. sat. kl. IV. 70×100, 63 g. Oddano do składania w czerwcu 1980. Podpisano do druku w grudniu 1980. Druk ukończono w grudniu 1980. Zam. 482/80. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Włodzimierz Trzebiatowski

Międzynarodowe Laboratorium
Silnych Pól Magnetycznych i
Niskich Temperatur
Wrocław

Struktura i własności fizyczne niektórych związków międzymetalicznych *

The Structure and Properties of Some Intermetallic Compounds

Abstract: Specific properties of intermetallic compounds are described, in particular those of magnetic and superconducting compounds. The problem of correlation between magnetic order and superconductivity has been stressed.

Związki chemiczne określane mianem międzymetalicznych stanowią odrębną klasę połączeń, które wyróżniają się tą szczególną specyfiką, że nie obowiązuje je żadna reguła stechiometrii, wywodząca się dla związków jonowych z zasady kompensacji ładunków elektrycznych, a dla związków kowalentnych z wysycenia nieparzystych spinów elektronów walencyjnych. Stąd niezwykle ich składy chemiczne, których kilka przykładów podaje tablica 1.

Tablica 1

Przykłady związków międzymetalicznych

CuZn , Ag_5Zn_8 , Hg_{10}K , Be_{13}Mg , $\text{Al}_{12}\text{Mg}_{17}$, CuAl_2 , $\text{Ba}_6\text{Mg}_{23}$, Cr_3Pt , IrTi_8 , LuRu_2 , V_3Si , YCo_2 , Pt_5Ga_7 , PuAl_2 , Re_3V , Tc_6Zr , $\text{Ni}_{10}\text{Mn}_6\text{Ge}_7$, PdRe_4Ti_5 .

Proporcje składników związków międzymetalicznych wynikają przede wszystkim z zasad racjonalnego wypełnienia przestrzeni komórki sieciowej i zależą od ilorazu promieni atomowych, różnic elektronegatywności składników oraz od energii sieciowej. Łatwa wymienialność atomów metalicznych na inne lub własne składniki, stanowi dalszą ich cechę, która doprowadza nieraz do bardzo szerokich zakresów egzystencji fazowej, obejmujących nawet kilkadziesiąt procent atomowych.

* Wykład inauguracyjny wygłoszony dn. 24 września 1979 r. na XXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu.

Własności te stanowią konsekwencję struktury elektronowej i charakterystyczną cechę wiązania metalicznego, które neutralizuje przy pomocy zdelokalizowanych elektronów dodatnio naładowane rdzenie atomowe obsadzające węzły atomowe sieci metalicznych.

Związki międzymetaliczne wykazują niekiedy szczególnie interesujące a nawet ekstremalne własności fizyczne, które znajdują praktyczne zastosowania. Najdawniej znanym związkiem tego rodzaju, spełniającym zasadniczą i decydującą dla własności stali rolę, jest węgiel żelaza czyli cementyt Fe_3C . Młodszą rodzinę, ale za to ultratwardych związków, stanowią węgliki w rodzaju TiC , WC , ZrC , TaC , HfC o prostych strukturach sieciowych najczęściej typu NaCl o charakterze związków śródwęzłowych, które odznaczają się wybitną twardością, wywołaną dużą energią kohezji, której konsekwencją są również wysokie, sięgające 4000 K temperatury topnienia. Znajdują one szerokie zastosowania w narzędziach do szybkiej obróbki mechanicznej wszelkich, nawet najtwardszych materiałów.

W niniejszym referacie uwaga zwrócona jest na dwa rodzaje związków międzymetalicznych, wyróżniających się mianowicie właściwościami magnetycznymi i nadprzewodzącymi.

Wśród tych pierwszych można rozróżnić trzy duże rodziny magnetyków, dla których nośnikami uporządkowanych momentów magnetycznych są bądź to atomy: 1) żelazowców, 2) ziem rzadkich czyli lantanowców, lub wreszcie 3) aktynowców. Tej ostatniej, jako najmłodszej rodzinie poświęcę więcej uwagi.

Swoje własności magnetyczne wymienione rodziny zawdzięczają kolejno elektronom z poziomów 3d, 4f i 5f. Pierwszego magnetyka ostatniej rodziny 5f mieliśmy okazję wykryć przed 25 laty w zespole wrocławskim wśród związków uranu, a był nim ferromagnetyczny wodorek uranu $\beta\text{-UH}_3$. Z kolei, także inni stopniowo włączający się na świecie autorowie stwierdzili liczne przykłady dalszych ferro- i antyferromagnetycznych związków nie tylko uranu, ale także cięższych aktynowców jak neptunu, plutonu, ameryku i innych (tab. 2). Jednak żaden pierwiastek z rodziny aktynowców nie został dotąd zidentyfikowany jako

Tablica 2

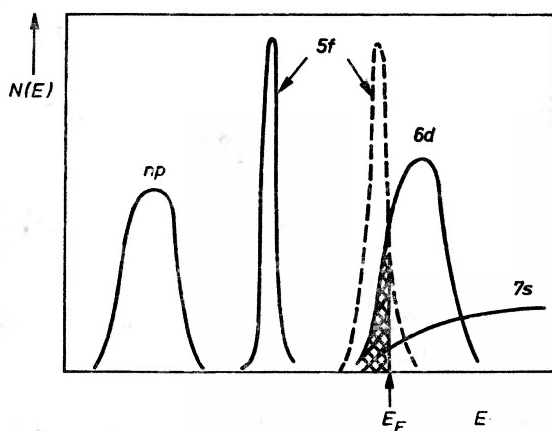
Przykłady ferro- i antyferromagnetycznych związków międzymetalicznych aktynowców i ich temp. Curie wzgl. Néela

Typ sieci		T_C [K]	Typ sieci		T_N [K]
ThCo_5	ThNi_5	290 K	UGa_3	AuCu_3	70
$\text{UCo}_{6,5}$	R3m	360	UIIn_3	AuCu_3	100
UFe_2	MgCu_2	160	UTI_3	AuCu_3	80
$\beta\text{-UH}_3$	W_3O	171	UPb_3	AuCu_3	32
UPt	CrB	27	UMn_2	AuCu_3	260
NpAl_2	MgCu_2	56	UCu_5	AuBe_5	15
NpFe_2	MgCu_2	500	NpPd_3	AuCu_3	55
NpMn_2	MgCu_3	18	NpSn_3	AuCu_3	9
NpNi_2	MgCu_3	30	NpIr_2	MgCu_2	7
NpOs_2	MgCu_2	8	NpCo_3	MgCu_2	16
NpAl_3	AuCu_3	62	PuPd_3	AuCu_3	24
PuPt_2	MgCu_2	6	PuPh_3	AuCu_3	6
PuFe_3	MgCu_3	600	PuPt_3	AuCu_3	40
AmFe_2	MgCu_2	350	PuBe_{13}	NaZn_{13}	11

ferromagnetyk i dopiero niedawno stwierdzono, że kiur metaliczny w niskich temperaturach wykazuje sprzężenie antyferromagnetyczne.

W roku 1978 miałem na Konferencji Fizyki Magnetyków w Poznaniu okazję referować szczegółowo magnetyzm aktynowców, zatem ograniczę się tutaj do niektórych szczegółów o ich związkach. Podkreślić należy, że własności magnetyczne aktynowców są najbardziej trudne do interpretacji, gdyż orbitale 5f ani nie są tak głęboko położone i izolowane jak w przypadku 4f, ani też ich stany nie są tak dalekiego zasięgu, ażeby nakładać się jak w przypadku żelazowców. Szczególnie w lekkich aktynowcach hybrydują one z poziomami 6d i ich momenty magnetyczne porządkują się dając temperatury Curie czy Néela w zakresie temperatur pośrednich między magnetykami typu 3d a 4f.

Rysunek 1 przedstawia schematycznie przebieg ich funkcji, z tym że funkcje 5f podano w dwóch pozycjach dla ciężkich i lekkich (linia przerywana) aktynowców.

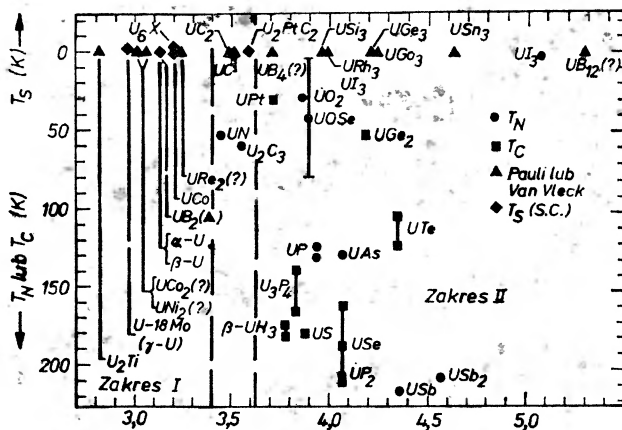


Rys. 1. Przebieg funkcji falowych aktynowców ciężkich (linia ciągła) i lekkich (linia kropkowana)

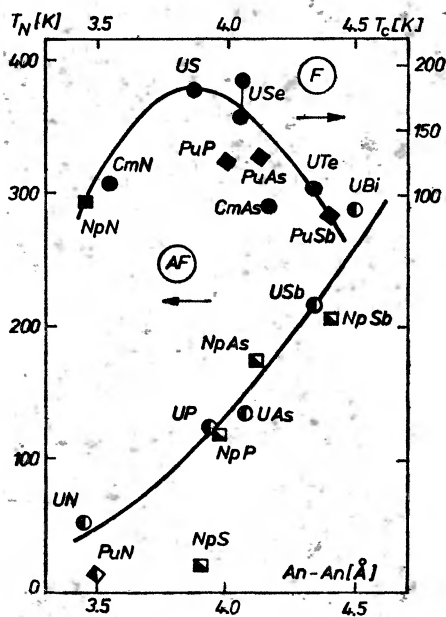
Magnetyki aktynowców znajdujemy również wśród związków zwanych semimetalicznymi, powstałych z udziałem atomów siarkowców azotowców czy węglowców. Nie istnieją jednak żadne proste reguły, według których można by przepowiedzieć, kiedy wystąpi sprzężenie ferro-, a kiedy antyferromagnetyczne. W przypadku pierwiastków 3d decydujący wpływ na znak całki wymiany ma według Slatera iloraz promieni atomowych i średnicy powłoki d.

W przypadku związków uranu (tab. 3) wykazaliśmy istnienie charakterystycznych rodzin magnetycznych [1], jednak już związki neptunu czy plutonu podobnej systematyce się nie poddają. Na podstawie takich izostrukuralnych zespołów łatwiej jest korelować charakterystyczne właściwości magnetyków i dociekać specyficznych własności elektronów 5f za nie odpowiedzialnych.

Elektrony 5f są w uranie w pewnym stopniu zdelokalizowane, lecz obliczenia wykazują, że szerokości ich zhybryzowanych pasm są węższe niż pasma d w metalach przejściowych. Ponadto szerokość tych pasm systematycznie do ameryku maleje, tak że w cięższych aktynowcach coraz bardziej odpowiadają one stanom zlokalizowanym. Funkcje falowe 5f lekkich aktynowców są o dalszym zasięgu przestrzennym niż w przypadku 4f, co powoduje



Rys. 2. Rodzaje magnetyzmu i temperatury T_N i T_C związków uranu w zależności od odstępów międzyatomowych. W zakresie I pojawia się wyłącznie magnetyzm Pauliego i Van Vlecka, a niekiedy nadprzewodnictwo. Przy przekroczeniu odstępów 3.4–3.6 Å (zakres II) pojawiają się sprężenia magnetyczne (wg H. H. Hillä 1970)



Rys. 3. Temperatury Néela i Curie monozwiązków aktynowców a odstępów międzyatomowe An-An (wg D. J. Lamä, A. T. Aldreda 1970)

Sprężenia zatem, wbrew przewidywaniom, wpięrw wzmacniają się z odstępami, a potem dopiero maleją. Dla serii związków antyferromagnetycznych temperatury Néela nawet systematycznie rosną z odstępami od UN do UBi.

Nie może tu więc mieć miejsca proste dipolowe oddziaływanie, lecz mechanizm jest bardziej złożony. Między innymi zaproponowano mechanizm stanowiący kombinację oddziaływań

poprzez elektrony przewodnictwa wg modelu Rudermana-Kittela-Kasuyi-Yosidy z nadwymianą poprzez niemetaliczne aniony.

Wśród magnetyków aktynowcowych spotykamy liczne przykłady ciągłych roztworów stałych, np. między izostrukturnalnymi związkami typu NaCl, w których jeden składnik jest ferromagnetykiem, np. monosiarczek uranu a drugi antyferromagnetykiem, np. monofosforek uranu. Pozwalają one na interesujące studia mechanizmu zmiany znaku sprzężeń spinowych czy to w zależności od składu chemicznego czy natężenia pola magnetycznego. W silnych polach rzędu 10 T i więcej występują uprzywilejowania sprzężeń równoległych. Podobnie roztwory stałe np. U_3P_4 w diamagnetycznym Th_3P_4 pozwalają śledzić stopniowe wytwarzanie się w nich ferromagnetyzmu, a także przekształcanie się półprzewodnika Th_3P_4 w przewodnik metaliczny U_3P_4 .

Wśród magnetyków uranowych nie udało się dotychczas stwierdzić przykładowo związku, który by wyróżniał się szczególnymi właściwościami magnetycznymi. Wyjątkowymi ekstremalnymi własnościami anizotropii dochodzącymi do $K = 10 \cdot 10^6$ erg/g odznaczają się ferromagnetyczne pniktydy, np. U_3P_4 wykazujące pole anizotropii do 10^6 Oe.

Związki powyższe mogą być przedmiotem wielu interesujących badań. Pomiar magnetyczne, neutronograficzne, przewodnictwa elektrycznego, efektów galwanomagnetycznych itd. dają informacje o specyficznych a niedostatecznie jeszcze poznanych właściwościach charakterystycznego dla nich zespołu elektronów 5f, który decyduje o właściwościach fizycznych.

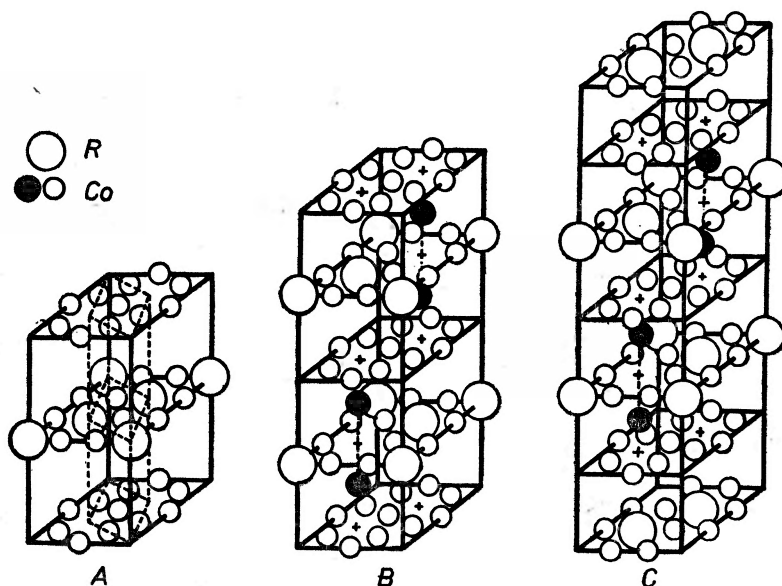
Zatrzymałem się nieco dłużej przy magnetykach aktynowcowych jako nowej rodzinie magnetycznej. Bardziej użyteczne własności magnetyków związane, np. z występowaniem dużych wartości iloczynu (BH), są istotne dla ich zastosowań jako materiałów na stałe magnesy. Wśród lantanowców z elektronami 4f pojawiły się takie, dla których iloczyn ten sięga 30 MGOe. Spośród nich $SmCo_5$ i Sm_2Co_{17} znalazły już praktyczne zastosowanie.

Struktury powyższych związków przedstawione są na rys. 4. $SmCo_5$ ma sieć heksagonalną z warstw składających się na przemian z atomów metalu przejściowego lub z lantanowca + metalu przejściowego. Sm_2Co_{17} wywodzi się z $SmCo_5$ przez zastąpienie co trzeciego atomu Ln przez 2 atomy metalu przejściowego: $3LnCo_5 - Ln + 2T = Ln_2T_{17}$, który to związek występuje w 2 odmianach: heksagonalnej i romboedrycznej. Obie odmiany posiadają identyczne warstwy metali przejściowych, z tym że heksagonalna odmiana obsadza w warstwach mieszanych tylko połowę miejsc atomami ziem rzadkich, a romboedryczna posiada warstwy atomów ziem rzadkich na przemian pojedynczo i podwójnie obsadzonych. Sieć romboedryczna jest obierana przez lekkie lantanowce do gadolinu włącznie. Związki typu Ln_2Co_{17} mają temperaturę Curie do 200° wyższą od $LnCo_5$ oraz wyższą polaryzację nasycenia J_s .

Ta nowa generacja silnych magnesów stałych posiada magnetyzację nasycenia dochodzące do 12 KG, a pola anizotropii do 70 kOe. Obecnie główne zainteresowanie kieruje się na Sm_2Co_{17} . O ile $SmCo_5$ stanowi materiał jednofazowy, o tyle ten drugi uzyskuje swoje właściwości magnetyczne podobnie jak magnesy typu „Alnico” drogą hartowania i odpuszczania dyspersyjnego. Zastąpienie części Sm przez Ho daje magnesy o zerowym współczynniku temperaturowym, co ma znaczenie dla zastosowań w precyzyjnych instrumentach pomiarowych. Możliwe jest też zastąpienie cennego samaru przez inne lantanowce jak Pr,

a nawet przez tzw. „Mischmetall” — stop techniczny, którego zasadnicze składniki to cer, lantan i neodym.

Dalszego przykładu nowego silnego magnesu trwałego z kategorii związków o elektro-
nach d w granicach (BH) \approx 10 MGOe dostarczyła w układzie Mn-Al faza międzymeta-



Rys. 4. Struktury sieci krystalicznej: A — SmCo_5 , typ CaCu_5 , $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$; B — w modyfikacji heksagonalnej typ $\text{Th}_2\text{Ni}_{17}$; C — w modyfikacji romboedrycznej typ $\text{Th}_2\text{Ni}_{17}$

liczna τ o składzie $\text{Mn}_{1,1}\text{Al}_{0,9}$ [3, 4], (tab. 4). Stanowi ona konkurencję dla heksaferrytów baru i strontu, gdyż należy do materiałów tanich. Przestrzennie centrowana tetragonalna faza powstaje z wysoko temperaturowej fazy ϵ , ale jest metastabilna, gdyż rozkłada się powyżej 500°C na dwie fazy $\mu + \beta$. W tym przypadku, podobnie jak w stopach Heuslera,

Tablica 4

Struktura τ — $\text{Mn}_{1,1}\text{Al}_{0,9}$

Komórka tetragonalna: $a = 2.77$ $c = 3.58$ 0 0 0: $\text{Mn}_{1-r}\text{Al}_r$

$1/2$ $1/2$ $1/2$: $\text{Mn}_{0,11+r}\text{Al}_{0,89-r}$ np. 0 0 0 : $0.97 \text{ Mn} + 0.03 \text{ Al}$ $\mu = 1.8 \mu_B$

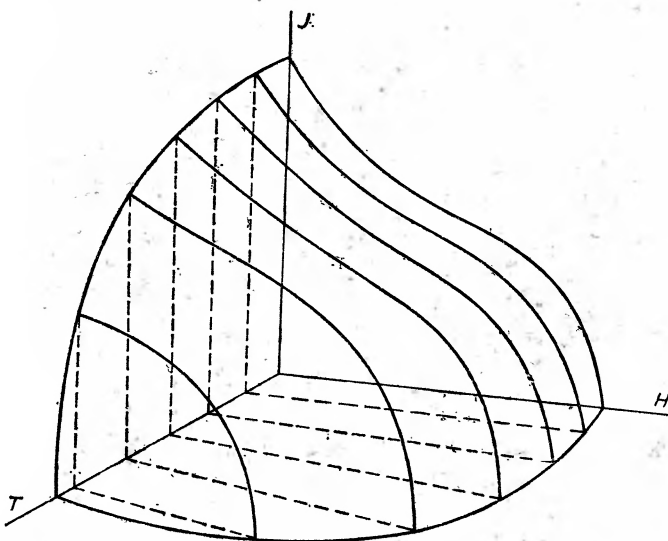
$1/2$ $1/2$ $1/2$: $0.14 \text{ Mn} + 0.86 \text{ Al}$ $\mu = 0.28 \mu_B$

$r =$ współczynnik rozdziału $0 < r < 0.4$ maleje z temperaturą (BH) $_{\text{max}} = 6.3$ MGOe

związek ten nie zawiera atomów ferromagnetycznych. Wiadomo jednak, że Mn poprzedzający w układzie okresowym Fe posiada iloraz średnicy atomowej i średnicy wewnętrznej powłoki nie wypełnionej elektronami d bliski 3, przy którym właśnie zachodzi zmiana znaku całki wymiany i wytwarzają się równoległe, a więc ferromagnetyczne, sprzężenia spinowe. MnAl w praktyce osiąga (BH) $_{\text{max}} = 6.3$ MGOe, a więc wyższe wartości nawet od heksaferrytów, co następuje dzięki większym wartościom nasycenia. Temperatura Curie tego związku jest również korzystna, gdyż wynosi 380 K.

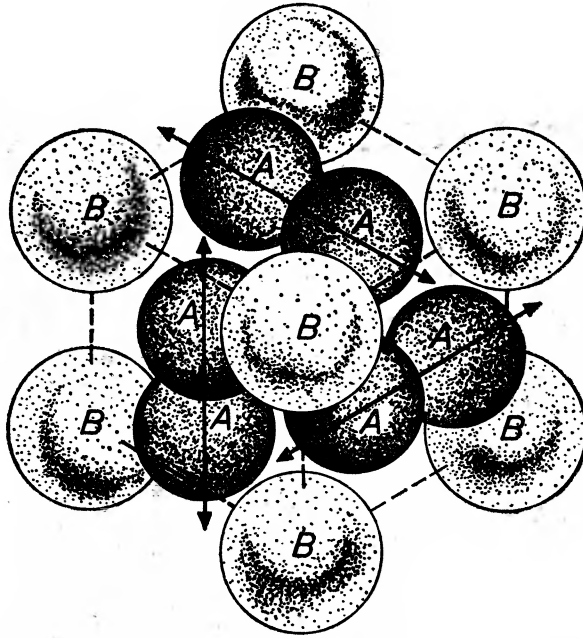
Poprzestając na tych przykładach nowszych intermetalidów-magnetyków przejdę teraz do drugiej bardzo interesującej grupy związków międzymetalicznych, których cechą charakterystyczną jest nadprzewodnictwo. Znamy obecnie ponad 1000 podobnych związków, ale praktyczne znaczenie mają nieliczne z nich, które wyróżniają się wysokimi temperaturami krytycznymi, wysokimi krytycznymi polami magnetycznymi i takimiż krytycznymi natężeniami prądu. Te bowiem wartości ograniczają zasięg i użyteczność nadprzewodników, z których najpospoliciej stosowany jest dotychczas roztwór stały niobu z tytanem, nie osiągający jednak najwyższych parametrów. W przestrzeni T-J-H temperatura-gęstość prądowa-natężenie pola magnetycznego nadprzewodnictwo ograniczone jest do wnętrza bryły okalającej początek układu (rys. 5).

Najważniejszy zespół nadprzewodników o wysokich parametrach występuje w typie A15 sieci regularnej, zwanej też typem β -W, czy W_3O lub Cr_3Si . W powyższej strukturze skład-

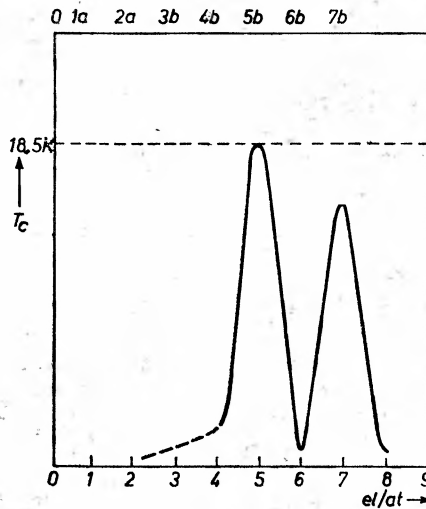


Rys. 5. Zakres egzystencji nadprzewodnictwa w układzie T-H-J (T — temperatura, H — natężenie pola magnetycznego, J — gęstość prądowa)

niki Me_3 , a najważniejszym z nich jest niob i wanad, tworzą w trzech kierunkach przestrzennych charakterystyczne łańcuchy, w których odstępów międzyatomowe są niezwykle małe (rys. 6). Stosunek promieni atomowych obu składników R_A/R_B waha się w granicach 0.84 do 1.12. Ich znaną wspólną cechą jest fakt, że empiryczna koncentracja elektronowa wynosi ok. 4.5 el/at. (rys. 7). Wśród nich znajdują się związki odznaczające się najwyższymi temperaturami krytycznymi. Drugi zespół nadprzewodników o względnie wysokich, ale już niższych od poprzedniego temperaturach krytycznych posiada typ regularnej struktury α -Mn i odpowiada mu koncentracja ok. 6.8 el/at. Te relacje przypominają od dawna znane reguły Hume-Rothery'ego określające koncentracje elektronów walencyjnych na $3/2$, $21/13$ i $7/4$ przy pojawieniu się faz β , γ i ϵ w stopach miedzi, srebra, złota z metalami II do IV grupy głównej. Podobnie jak Johnson przed 40 laty udowodnił teoretycznie znaczenie współczynnika $3/2$ ze stosunku objętości kuli Fermiego w chwili,



Rys. 6. Typ sieci krystalicznej A15



Rys. 7. Temperatury krytyczne nadprzewodnictwa w zależności od stężeń elektronowych

gdy dotyka ona powierzchni I strefy Brillouina, do objętości tej ostatniej, kiedy powstaje nieciągłość energetyczna stanów elektronowych, tak podobnie w ostatnich latach pojawiła się próba bardzo skomplikowanego wywodu teoretycznego uzasadniającego stężenie elektronowe związków typu A15. Na razie należy ją jednak traktować jako dobrze sprawdzającą się regułę empiryczną.

Spośród pokazanych w tabl. 5 związków A15 tylko dwa mają obecnie istotne praktyczne znaczenie, a mianowicie Nb_3Sn i V_3Ga . Obiecująco przedstawia się związek z germanem Nb_3Ge , jednak w diagramie fazowym Nb-Ge znajduje się ta faza poza składem stechiometrycznym i zawiera maksymalnie 20%-at Ge wykazując raczej niską temperaturę krytyczną. Dla poprawienia jego składu ilościowego można zastosować dwie metody: 1) działanie wysokich ciśnień i temperatur, które mogą zmieniać granicę fazową. Tą metodą Wereszczagin [5] uzyskał fazę z temperaturą krytyczną 22.3 K; 2) druga metoda to napyłanie różnymi

Tablica 5

Temperatury krytyczne i przemiany martenzytyczne nadprzewodników

	T_c	T_c	T_m	T_c	T_m	T_c
Nb_3Al	17.1	Nb_3Si	?	V_3Si	17.0	26
Nb_3Ga	14.5	Nb_3Ge	23.2	V_3Ga	16.8	20
		Nb_3Sn	18.4			
			36.0			
						Re_3Mo
						9
						Re_3W
						9.0
						Re_3Ta
						6.8
						$NbOs_2$
						2

$Nb_3Al_{0.8}Ge_{0.2} : T_c = 21$

←————— A₁₅ —————→ ←————— A₁₂ —————→

stężenie elektronowe ok. 4.8 ok. 6.8

metodami cienkich warstw. Tą metodą uzyskano temperaturę krytyczną 23.2 K, która stanowi obecnie wartość maksymalną wśród temperatur krytycznych nadprzewodników. Jednak stabilność i powtarzalność wyników na materiale cienkowarstwowym nie jest zadowalająca, tak że związek ten nie ma jeszcze praktycznego znaczenia. Zbliża się natomiast do tej wartości związek potrójny $Nb_3Al_{0.8}Ge_{0.2}$.

Jak z powyższego zestawienia wynika, istnieje tendencja podnoszenia się temperatur krytycznych w miarę malejących ciężarów atomowych drugiego składnika tj. Sn-Ge-Si. Zaistniały więc nadzieje w odniesieniu do Nb_3Si i według przewidywań teoretycznych jego temperatura krytyczna mogłaby osiągnąć 30 K. Faktycznie w diagramie fazowym Nb-Si istnieje faza Nb_3Si , nie występuje ona jednak w uprzywilejowanej strukturze A15, lecz posiada tetragonalną strukturę typu Ti_3P , która nie wykazuje owych typowych łańcuchów atomów niobu jak struktura β -W. Jego temperatura krytyczna wynosi tylko 5.3 K. Zastosowania syntez wysokociśnieniowych dały rezultat pozytywny, ale dopiero przy pomocy metod udarowych [6]. Przy ciśnieniach powyżej 50 GPa powstała faza Nb_3Si o sieci A15, ale jej temperatura krytyczna osiągnęła tylko 19 K. Być może, że sieć powstałego w tych warunkach związku jest silnie zdefektowana, co może ujemnie wpływać na jej własności nadprzewodzące. Wiadomo, że podobnie ujemnie działają defekty wywołane plastyczną deformacją, a także przez naświetlanie neutronami. To ostatnie oddziaływanie stanowi istotny dylemat przy stosowaniu nadprzewodników w reaktorach termojądrowych.

Nadprzewodniki z wysokimi temperaturami krytycznymi typu A15 ulegają przed osiągnięciem temperatury krytycznej przemianom krystalograficznym typu martenzytycznego. Wykazano je m. in. w takich związkach, jak np. Nb_3Sn , V_3Si , V_3Ga w temperaturze $(1.5-2) \times T_c$. Następstwem przemian jest deformacja tetragonalna komórki ze stosunkiem osi c/a ok. 1.0025 [7].

Omówione związki nadprzewodzące mają ogromne znaczenie praktyczne, gdyż umożliwiają m. in. wytwarzanie tanim kosztem silnych pól magnetycznych niezbędnych np. dla reaktorów termojądrowych, w magnetohydrodynamicznych generatorach prądu lub wreszcie dla dalszego zwiększenia energii cząstek elementarnych w akceleratorach. W przeciwieństwie bowiem do klasycznych elektromagnesów nie zużywają one praktycznie energii elektrycznej. Dalsze zastosowania nadprzewodników leżą w elektrotechnice, w szczególności dla kriogeneratorów i silników prądowych oraz dla transportu wielkich mocy elektrycznych w postaci kriokabli. O skali tych przedsięwzięć mogą świadczyć np. już zbudowane kriogeneratory o mocy 5 MW. W zakresie magnesów nadprzewodzących uruchomiony został ostatnio w Związku Radzieckim reaktor termojądrowy z uzwojeniem nadprzewodzącym, a Oak Ridge National Laboratory udzielił zamówienia na budowę pięciu wielkich magnesów nadprzewodzących dla reaktorów termojądrowych. Cztery z tych elektromagnesów nawinięte zostaną przewodem niobotytanowym, a jeden Nb_3Sn . Ciężar tego ostatniego wynosić będzie 32 tony. Tak zwany „Doublor Project” w Batavii przewiduje dwukrotne zwiększenie energii cząstek w tamtejszym synchrociklotronie przez zastąpienie magnesów konwencjonalnych magnesami nadprzewodnikowymi, zwiększającymi natężenie pola magnetycznego. Projekt przewiduje zastosowanie wieluset magnesów dipolowych, każdy o długości kilku metrów o ciężarze dochodzącym do 4 ton. Daje to wyobrażenie o skali przedsięwzięć i nie zadziwiają wielkie nakłady, jakie przeznaczają się na badania samego zjawiska nadprzewodnictwa i poszukiwań nowych materiałów nadprzewodzących, które by umożliwiły zastąpienie cennego helu tanim wodorem.

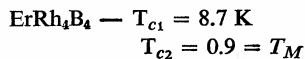
Istnieją jednak jeszcze dalsze ciekawe kategorie związków nadprzewodzących: pierwsza z nich to rodzina trójskładnikowych borków rodzaju (tab. 6) z różnymi lantanowcami o składzie $LnRh_4B_4$. Dla Ln: Th, Y, Nd, Sm, Er, Tu, Lu są to nadprzewodniki, natomiast

Trójskładnikowe borki rodzaju MRh_4B_4

Tablica 6

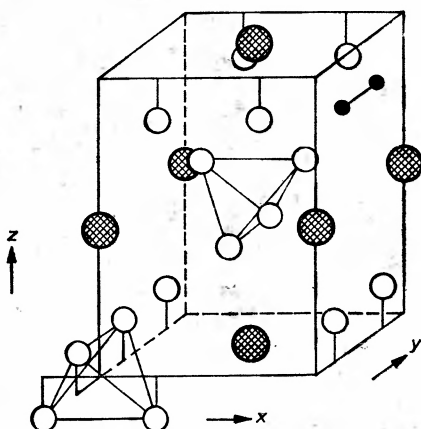
Układ tetragonalny:

nadprzewodniki: $M = Th, Y, Nd, Sm, Tm, Lu$
 magnetyki: $M = Gd, Tb, Dy, Ho$
 nadprzewodnik przechodzący w magnetyk:



pośrednio między europem a erbem mieszczące się lantanowce, a więc Gd, Tb, Dy, Ho stanowią magnetyki. Wszystkie one krystalizują w jednym typie sieci tetragonalnej o nowiej-niedawno oznaczonej strukturze [9] i odznaczają się dość wysokimi temperaturami krytycznymi. Jeden z nich, a mianowicie $ErRh_4B_4$, posiada szczególnie ciekawe właściwości. Jego temperatura krytyczna nadprzewodnictwa wynosi 8.7 K, lecz przy dalszym schładzaniu dochodzi przy 0.9 K do nowej przemiany, tym razem zanika nadprzewodnictwo, co jest pierwszym tego rodzaju poznanym przypadkiem. Zanikanie nadprzewodnictwa związane jest z pojawieniem się dalekozakresowego uporządkowania jonów Er, którego rodzaju porządku jeszcze nie poznano. Sam fakt istnienia nadprzewodnictwa w powyższym związku jest już niezwykły, albowiem z reguły nawet niewielkie paramagnetyczne zanieczyszczenia w nadprzewodniku, np. typu A15, niszczą nadprzewodnictwo. Momenty

magnetyczne tych jonów drogą oddziaływań wymiennych doprowadzają bowiem do likwidacji sprzężeń cooperowskich elektronów przewodnictwa. Istnienie nadprzewodnictwa i niskie temperatury daleko zakresowego uporządkowania jonów magnetycznych sugerują jednak słabe sprzężenie między elektronami przewodnictwa a magnetycznymi jonami 4-f. Już holm, pierwiastek poprzedzający erb, w swoim borku HoRh_4B_4 nie wywołuje nadprzewodnictwa, lecz związek ten jest magnetykiem o temperaturze Curie 7 K. Dlatego szczególnie interesujące własności przedstawia pseudobinarny układ $\text{Er}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ (rys. 9).



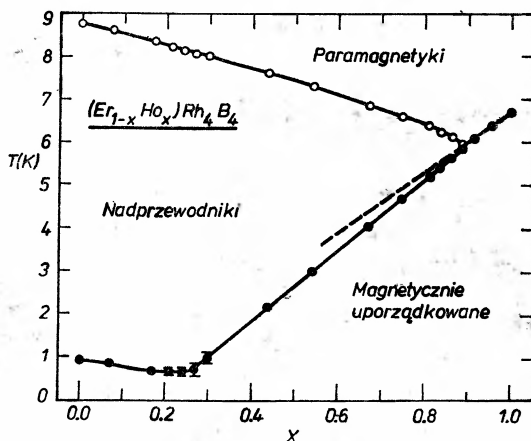
Rys. 8. Struktura sieci krystalicznej czteroborków lantanorodowych LnRh_4B_4 (atomy boru zaznaczono tylko na jednej ścianie), [9]

Diagram jego właściwości podaje zakresy istnienia nadprzewodnictwa, paramagnetyzmu i uporządkowania magnetycznego. W tym przypadku nadprzewodnictwo stwierdza się tylko w zakresie składów do $x = 0.89$. Destrukcja nadprzewodnictwa w borku rodowo-erbowym następuje w skutek oddziaływań magnon-elektron [10].

Warto przy tej okazji przytoczyć jeszcze jeden ciekawy przypadek. Jak wiadomo, wprowadzenie wodoru do palladu neutralizuje jego silny paramagnetyzm przez wypełnienie elektronami luk jego powłoki d. Powstający wodorek wykazuje własności nadprzewodzące. Odwrotny przypadek wykryto natomiast w heksagonalnym Th_7Fe_3 . Ten związek jest słabym paramagnetykiem Pauliego i posiada temperaturę krytyczną nadprzewodnictwa 1.86 K. Związek powyższy łatwo wodoruje się, przyjmując aż 30 atomów wodoru przy czym zmienia swoją strukturę i porządkuje się magnetycznie, uzyskując moment magnetyczny $\mu = 1.4 \mu_B$ na atom Fe oraz temperaturę Curie ok. 300 K. W konsekwencji zanika nadprzewodnictwo. W czystym Th_7Fe_3 luki w paśmie d żelaza są bowiem wypełnione przez transfer elektronów, w następstwie czego moment magnetyczny żelaza zostaje wygaszony i związek może stać się nadprzewodnikiem. W jego wodorku natomiast część elektronów d przechodzi na wodór i odnowione zostają lokalne momenty magnetyczne Fe, z czego z kolei znów wynika likwidacja własności nadprzewodzących [11].

Zagadnienie koegzystencji względnie wykluczanie się nadprzewodnictwa i ferromagnetyzmu jest jednak bardziej złożone. I tak istnieją np. ThRu_2 i CeRu_2 krystalizujące w sieci regularnej C15 fazy Lavesa typu MgCu_2 . Są one nadprzewodnikami o niskich temperaturach krytycznych 3.56 K, względnie 4.90 K. Th lub Ce można podstawiać magnetycznie

aktywnymi atomami gadolinu. Przy niskich zawartościach gadolinu w ThRu_2 występuje normalna temperatura krytyczna stanu nadprzewodnictwa, która zanika przy 13%-at gadolinu. Natomiast poniżej tej temperatury ich podatności magnetyczne zmienno-prądowe wykazują pewne cechy znamienne dla uporządkowań krótko-zakresowych typu



Rys. 9. Diagram własności magnetycznych i nadprzewodzących roztworów stałych $\text{Er}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ [8]

spin-glass. Faktycznie jednak w tym przypadku trudno wykazać jednoznacznie koegzystencję obu tych właściwości. Być może, że słaby magnetyzm blisko-zakresowego uporządkowania typu *spin-glass* jest tolerowany przez nadprzewodnictwo [12].

Przechodzę teraz do omówienia ostatniej kategorii związków nadprzewodzących do tzw. faz Chevrela (tab. 7). Są to metalicznie przewodzące potrójne siarczki i selenki molibdenu o ogólnym wzorze $\text{Me}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$, gdzie Me stanowią najrozmaitsze metale. Związki powyższe są w wysokim stopniu niestechiometryczne i przyjmują różne składy ilościowe.

Tablica 7

Przykłady faz Chevrela



$0.3 < x < 2$

Me = Pb, Sn, Cu, Ag, Zn, Fe, Co, Ni...,
lantanowce, U

Przykłady: T_c [K] H_c [kG]

SmMo_6S_8 11.7 340

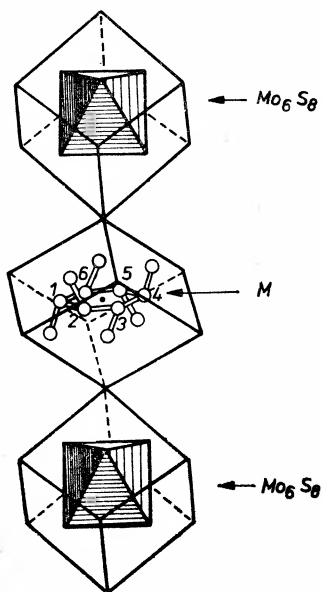
PbMo_6S_8 12.6 530

$\text{Gd}_{0.2}\text{PbMo}_6\text{S}_8$ 14.3 605

LaMo_6S_8 10.8 445

Zmienność zawartości dotyczy zarówno liczby atomów Me, jak i liczby atomów Mo. Liczba atomów Me może wahać się w zależności od ich objętości w granicach od 1.8 nawet do 4. Przy atomach Me o dużych objętościach x jest mało zmienne. Wszystkie powyższe związki są izostrukuralne i posiadają sieć heksagonalną względnie romboedryczną o kącie

wierzchołkowym niewiele przekraczającym 90° . Znamienna jest ich struktura, zbudowana z jednostek Mo_6X_8 , które stanowią lekko zdeformowane sześciiany z narożami zajęte przez atomy siarki czy selenu i zawierają oktaedryczne klaster molibdenowe (rys. 10). Najmniejszy odstęp Mo–Mo między klasterami jest bardzo duży w porównaniu z odstępami



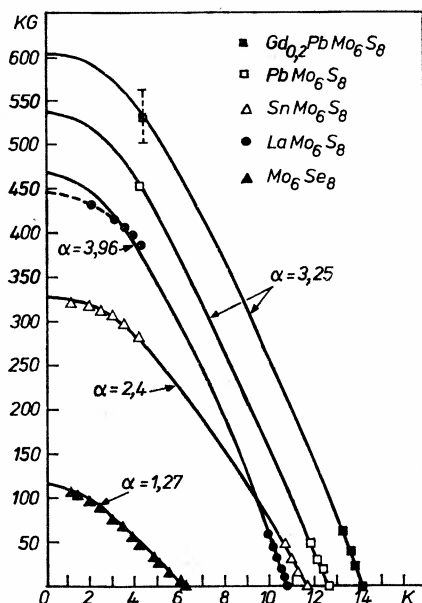
Rys. 10. Fragment struktury sieciowej faz Chevrela

Mo–Mo w obrębie klasteru. W wolnych kanałach między jednostkami Mo_6X_8 mieszczą się atomy Me stanowiąc lepiszcze. Rozmieszczenie tych atomów następuje wg alternatyw: jedna najczęściej spotykana to pozycja w 000 a druga w $1/2\ 00$. Najpospolitszym ich przedstawicielem jest siarczek molibdenowo-ołowiowy PbMo_6S_8 , którego atomy Pb zajmują tylko pozycję 000. Ponieważ Pb ma dużą objętość, x ma zdefiniowaną wartość a zakres egzystencji siarczku jest bardzo wąski, zawartość Mo jest zwiększona do $\text{PbMo}_{6,35}\text{S}_8$.

Wielkie zainteresowanie jakie wzbudziły fazy Chevrela pochodzi stąd, że są one nadprzewodnikami i posiadają dosyć wysoką temperaturę krytyczną rzędu ok. 10 K, która w jego dalszej pochodnej mianowicie w jodosiarczku molibdenu MoS_6I_2 dochodzi nawet do 14.0 K. Jednak znacznie ważniejszą cechą jest fakt, że ich magnetyczne pola krytyczne sięgają niekiedy nawet 600 KG. Czyni to fazy Chevrela w przewidywaniu możliwości zastosowań bardzo interesującymi, gdyż pod tym względem przewyższają one 2- do 3-krotnie nawet nadprzewodniki typu A15. Niestety, ich prądy krytyczne są niewielkie, a co gorsza szybko z natężeniem pola magnetycznego maleją. Wobec wielkiej różnorodności składów tych faz istnieją jednak możliwości, że ujawnione zostaną takie składy, które tych ujemnych cech nie będą wykazywać (rys. 11).

Drugą interesującą cechą faz Chevrela jest fakt, że ich własności nadprzewodzące zostają zachowane także wówczas kiedy w ich skład wchodzi metale paramagnetyczne, czy to z kategorii metali o elektronach d, jak Cr, Mn, Fe, Ni, Co czy lantanowców o elektronach f, z wyjątkiem jednak ceru i europu. Obok już omówionych borków i wyżej omówio-

nych związków rutenu stanowią one jedyne znane nadprzewodniki o dużej zawartości paramagnetyków. Oddziaływania w fazach Chevrela między atomami lantanowców są niewątpliwie słabe, gdyż odległości Ln–Ln wynoszą aż około 6.5 Å, zatem także ich oddziaływania z elektronami przewodnictwa powinny być raczej słabe. Dowód przekonujący dostarcza przebieg temperaturowy podatności magnetycznej, np. dla $GdMo_6S_8$,



Rys. 11. Krytyczne pola magnetyczne niektórych faz Chevrela (wg Ø. Fischera 1978)

który ściśle spełnia prawo Curie–Weissa, a jego θ jest tylko rzędu 1°. Podobnie zachowują się inne lantanowce z wyjątkiem ceru, który to związek o temperaturze krytycznej 5.5 K porządkuje się antyferromagnetycznie przy 2.25 K.

Jeden z dalszych przykładów faz Chevrela to związek holmu $Ho_{1,2}Mo_6S_8$, który staje się nadprzewodnikiem w 1.2 K, a z kolei przy 0.65 K następuje w nim ferromagnetyczne uporządkowanie, nadprzewodnictwo zanika [13], tak jak to już miało miejsce w przypadku borków rodowo-holmowych.

Sprawa koegzystencji nadprzewodnictwa i porządku magnetycznego stanowi aktualne zagadnienie, któremu poświęca się dużo uwagi. Warunki eksperymentalne wykazania zbieżności tych zjawisk są jednak trudne, gdyż występuje ono w bardzo niskich temperaturach, a sprzężenia magnetyczne są bardzo słabe.

Ishikawa [14] podaje przykłady potrójnych siarczków molibdenu z terbem, dysprozem i erbem, które porządkują się kolejno przy 0.9, 0.4 i 0.15 K, a posiadają przejścia w stan nadprzewodnictwa przy 1.65, 2.1 i 1.85 K. Trzeba zaznaczyć, że dla tych związków bardzo małe pola zewnętrzne rzędu kilkudziesięciu Oe znoszą już nadprzewodnictwo i tylko pośrednio z przebiegu oporu elektrycznego Ishikawa interpretował koegzystencję nadprzewodnictwa i uporządkowania magnetycznego. W przypadku $Ho_{1,2}MoS_8$ wykazał on słabą histerezę magnetyczną [15]. Ostatnio jednak zdołali amerykańscy autorzy definitywnie udowodnić na przykładach $TbMo_6S_8$ i $DyMo_6S_8$ współistnienie obu tych zjawisk

stwierdzając na drodze neutrono-graficznej w zerowym polu magnetycznym ich uporządkowanie antyferromagnetyczne [16]. Wydaje się, że wzajemna tolerancja nadprzewodnictwa i uporządkowania magnetycznego uzależniona jest od względnej wielkości oddziaływań fononowych i magnonowych z elektronami przewodnictwa. Teorii tego zjawiska poświęcił ostatnio również swoją uwagę S.W. Wonsowski.

Powyższy pobieżny przegląd własności magnetycznych i nadprzewodzących kilku wybranych związków przedstawia aktualne osiągnięcia z tej dziedziny i uwypukla niektóre szczególnie ważne przykłady i zagadnienia. Ich opanowanie przyniesie nowy postęp zarówno w nauce, jak i technice.

Literatura

Ogólna

- W. Trzebiatowski, *Actinide Elements and Compounds*, Chpt 5 in Vol. I. *Ferromagnetic Materials*, ed. by E. P. Wohlfarth, North Holland Amsterdam 1980.
- D. J. Lam, A. T. Aldred, *The Actinides-Electronic Structure and Related Properties*, Chpt 3 in Vol. I, Academic Press, New York 1974.
- S. Roth, Coexistence of Superconductivity and Magnetic Order, *Appl. Phys.* **15**, 1 (1978).
- L. Testarin, M. Beger, I. Goldberg, *Swerhprovodiashche soedinenja so strukturoi β -wolframa*, Mir, Moskva 1977.
- Ø. Fischer, Chevrel Phases, Superconducting and Normal State Properties, *Appl. Phys.* **16**, 1 (1978).
- S. V. Vonsovsky, M. S. Svirsky, *Physical Properties of Solids in High Magnetic Fields*, Symposium 1978, Ed. R. Troć, International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wrocław 1978, str. 9.
- N. E. Aleksejevski, *ibid.*, str. 32.
- E. F. Skelton, A. W. Webb, High Temperature Synthesis of Superconducting Materials in *High Pressure, Sciences and Technology*, vol. 2, Ed. K. D. Timmerhaus, M. S. Barber, Plenum Press 1977.

Szczegółowa

- [1] W. Trzebiatowski, *Magnetismus*, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1967, S. 88.
- [2] W. Ervens, *Goldschmidt Inf.* (Essen) **2**, 79 (1979).
- [3] H. Zijlstra, *IEEE Trans. Magn. Mag.* **14**, 661 (1978).
- [4] P. B. Braun, J. A. Goodkoop, *Acta Cryst.* **16**, 737 (1963).
- [5] L. F. Vereshchagin, E. M. Savitskij, V. V. Evdokimova, V. I. Novokshonov, V. M. Pomrenko, *Zh. Eksper. Teor. Fiz. Pisma* **24**, 218 (1976).
- [6] V. M. Pan, V. P. Alekseevskii, A. G. Popov, *Zh. Eksper. Teor. Fiz. Pisma* **21**, 494 (1975).
- [7] C. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1283 (1974).
- [8] D. C. Johnston, W. A. Fertig, M. R. Maple, B. T. Matthias, *Solid State Commun.* **26**, 141 (1978).
- [9] B. T. Matthias, E. Covenzwit, J. M. Vandenberg, H. E. Barz, *Proc. Nat. Acad. Sol. USA* **74**, 1334 (1977).

- [10] H. R. Ott, W. A. Fertig, D. C. Johnston, M. B. Maple, B. T. Matthias, *J. Low Temp. Phys.* **13**, 159 (1976).
- [11] S. K. Malik, W. E. Wallace, T. Takashita, *Solid State Commun.* **23**, 599 (1977).
- [12] D. Davidov, H. Barbarschke, J. A. Mydosk, G. J. Nieuwehuya, *J. Phys.* **F7**, L 47 (1977).
- [13] M. Ishikawa, Ø. Fischer, *Solid State Commun.* **23**, 37 (1977).
- [14] M. Isnikawa, Ø. Fischer, *Solid State Commun.* **24**, 747 (1977).
- [15] M. Ishikawa, J. Muller, *Solid State Commun.* **27**, 761 (1978).
- [16] D. E. Moneten, G. Shirame, W. Thomlinson. Brookhaven National Lab. 26665, August 1979.

Jerzy M. Langer

Institut Fizyki PAN
Warszawa

Fluorek kadmu — od fizyki do zastosowań *

Cadmium Fluoride — from Physics to Application

Abstract: The article gives a brief survey of physics of CdF_2 crystals, with the main emphasis on the origin of the anomalously high electron conductivity in these crystals. Also some phenomena (e.g. light upconversion, electroluminescence) indicating the suitability of CdF_2 as a new device material are discussed.

1. Dlaczego CdF_2 ?

Przyczyny prowadzenia badań nowych substancji krystalicznych w fizyce ciała stałego bywają różne. Bywa, że motorem jest poszukiwanie nowych zjawisk, czego przykładem mogą być badania substancji o dwu- lub jednowymiarowym przewodnictwie; często elementem stymulującym są określone wymogi inżynierii materiałowej. Równie jednak często jedynie „pasja kolekcjonerska” jest uzasadnieniem prowadzonych prac.

Śledząc publikacje dotyczące fluorku kadmu łatwo zauważyć, że już od początku głównym motywem badań były zastosowania. Początkowo szukano w nim nowego materiału dla optyki w podczerwieni [1]. Nieco później okazało się, że może być on użyteczny w spektroskopii jądrowej jako kryształ scyntylacyjny [2]. Prawdziwy jednak wzrost zainteresowania CdF_2 nastąpił po nieco przypadkowym odkryciu przez Kingsleya i Prenera [3] anomalnego, jak na kryształy jonowe o tak dużej przerwie wzbronionej ($E_g \approx 8$ eV), przewodnictwa elektronowego w kryształach CdF_2 domieszkowanych pierwiastkami trójwartościowymi. Zazwyczaj kryształy jonowe są izolatorami, a jedyną formą przewodnictwa elektrycznego jest przewodnictwo jonowe.

Odkrycie przewodnictwa w kryształach CdF_2 było najprawdopodobniej niezamierzone. Przypomnijmy, iż dwa lata wcześniej, w 1960 roku Maiman zapoczątkował swym odkry-

* Artykuł opracowany na podstawie referatu wygłoszonego na Seminarium Związków Półprzewodnikowych w Jaszowcu w maju 1979 r. (Przyp. Red.).

ciem [4] niesłychanie żywił rozwój badań nad laserami. Natychmiast po jego odkryciu zaczęły pokazywać się kolejne prace donoszące o obserwacji akcji laserowej w coraz to nowych substancjach.

Kingsley i Prener rozpoczęli swoje badania CdF_2 licząc na otrzymanie akcji laserowej w kryształach domieszkowanych Sm i innymi pierwiastkami ziem rzadkich. Zazwyczaj domieszki ziem rzadkich występują w stanie ładunkowym $3+$. W stanie tym absorpcja wywołana domieszkami jest bardzo słaba i nie może być użyta do uzyskania inwersji obsadzeń, koniecznej w akcji laserowej. Natomiast odpowiednie pasma absorpcyjne występują po zmianie stanu ładunkowego domieszki z $3+$ na $2+$. Właśnie ta właściwość została wykorzystana przez grupę z IBM do generacji akcji laserowej w CdF_2 : Sm [5] w kilka miesięcy po odkryciu Maimana. Ponieważ domieszka Sm wprowadzona przez Kingsleya i Prenera do CdF_2 znajdowała się w stanie $3+$, wygrzali oni domieszkowane kryształy CdF_2 w parach Cd, co powinno było wywołać konwersję stanu ładunkowego z $3+$ na $2+$. Jednakże zamiast spodziewanego efektu silnie domieszkowane kryształy CdF_2 : Sm zabarwiły się na niebiesko. Kolor ten wywołany był bardzo silną absorpcją w obszarze czerwonym, wzrastającą jak $\lambda^{3,5}$ w stronę podczerwieni. Tego typu absorpcja jest często wywołana obecnością swobodnych nośników i rzeczywiście niebieskie kryształy CdF_2 okazały się silnie przewodzące. Jakkolwiek Kingsleyowi i Prenerowi nie udało się osiągnąć zamierzonego celu, to jednak ich odkrycie otworzyło zupełnie nowe możliwości badawcze w fizyce kryształów jonowych.

Możliwość uzyskania dużych koncentracji elektronów przewodnictwa w kryształach CdF_2 stwarza absolutnie unikalną możliwość śledzenia efektów polaronowych w przypadku silnego sprzężenia elektron-fonon (stała sprzężenia α wynosi około 3). Zupełnie różną, będącą konsekwencją badań podstawowych, przyczyną zainteresowania tym materiałem jest odkrycie dokonane w 1974 roku przy współudziale autora [6] bardzo wydajnej elektroluminescencji w złączach wykonanych na przewodzących kryształach CdF_2 .

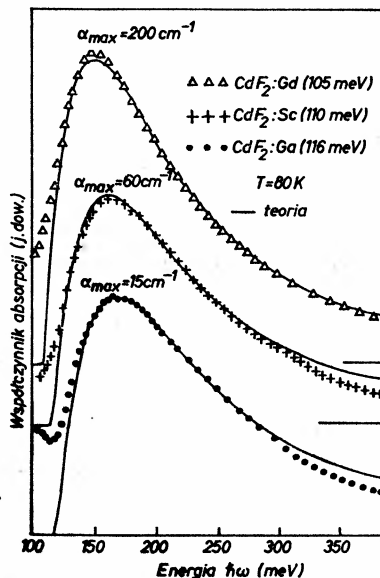
Te dwa aspekty badań fluorku kadmu przewijać się będą w niniejszym wykładzie. Z założenia nie jest on przeglądem całej naszej wiedzy o tym materiale, a jedynie tych badań, które odpowiadają na najbardziej zasadnicze pytania dotyczące zarówno fizyki, jak i zastosowań CdF_2 . Warto tu podkreślić, iż znaczna część tych badań została wykonana w naszych laboratoriach.

2. Donory jednoelektronowe, oddziaływanie domieszka-sieć, struktura pasmowa

2.1. Zagadki CdF_2

Jednym z dwu zasadniczych powodów zainteresowania kryształami fluorku kadmu jest łatwość otrzymania w nich typowego dla półprzewodników przewodnictwa elektronowego. Już sam ten fakt jest niezwykle zagadkowy, jako że wszystkie pozostałe kryształy z rodziny fluorytów są typowymi izolatorami. Stan przewodnictwa zanika już po dodaniu około 8% Ca do przewodzących kryształów CdF_2 [7]. Źródłem przewodnictwa elektronowego są stosunkowo płytkie ($E_D \approx 100$ meV [8]) stany donorowe związane z trójwartościowymi domieszkami metalicznymi, w których dodatkowy trzeci elektron (domieszki te podstawią się zamiast dwuwartościowego kadmu) jest słabo związany i może być jonizowany

termicznie. Już w pierwszych pracach dotyczących przewodnictwa CdF_2 [3, 9] zwrócono uwagę na łatwość osiągnięcia tego stanu przez domieszkowanie prawie wszystkimi pierwiastkami III grupy układu okresowego oraz na brak istotnej zależności energii jonizacji płytkich donorów od ich natury chemicznej (rys. 1, [8]). Ta niezwykła jak na domieszki uniformizacja, to kolejna zagadka CdF_2 . Przypomnijmy, że nawet w tak typowych materiałach półprzewodnikowych jak krzem lub german, energia jonizacji płytkich domieszek



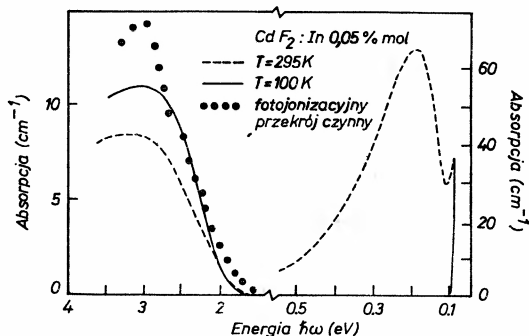
Rys. 1. Widma absorpcji fotojonizacyjnej wodoropodobnych donorów w CdF_2 , $T = 80 \text{ K}$ [8]

(tzw. domieszek „masy efektywnej”) różni się o czynnik 2 [10]. Różnice te są konsekwencją różnic lokalnych potencjałów rdzeni domieszek i noszą nazwę „przesunięć chemicznych” (*chemical shifts*) [11]. Brak tych różnic dla CdF_2 jest w pierwszym momencie zupełnie niezrozumiały, jako że efektywny promień Bohra dla donorów wodoropodobnych w tym materiale wynosi jedynie 7 \AA [8], tzn. jest na pograniczu stosowalności modelu masy efektywnej. Pierwszą próbą wyjaśnienia tej anomalii była propozycja autora [12] wprowadzenia bariery wokół rdzenia domieszki uniemożliwiającej penetrację obszaru rdzenia przez elektron i tym samym powodującej to, że dla różnych chemicznie donorów energia jonizacji jest praktycznie identyczna. Bariera ta, o ile jej zasięg ograniczałaby się do pierwszej strefy koordynacyjnej, praktycznie nie wpływałaby na wartość energii jonizacji w modelu wodoropodobnym donoru, co tłumaczyłoby jednocześnie zgodność wartości energii jonizacji obliczonej w prostym modelu „kulumbowskiego” polaronu z wartością eksperymentalną [8, 12]. Model ten był jedynie fenomenologicznym opisem niemożności tworzenia zlokalizowanych stanów $2+$ neutralnych ładunkowo domieszek wodoropodobnych w CdF_2 . Stany takie obserwuje się bez kłopotu w innych fluorytach. Zaproponowany model był oczywiście jedynie hipotezą, teraz należało wyjaśnić pochodzenie wspomnianej bariery oraz udowodnić jej realne występowanie.

Tak jak to zwykle bywa w fizyce, bądź innych naukach przyrodniczych, źródłem postępu są niezgodności lub odstępstwa od przyjętego modelu. Podobnie rzecz się miała z donorami w kryształach CdF_2 . Wśród kilkunastu domieszek o identycznych właściwościach, dwie wyraźnie odbiegały od powszechnego uniformizmu. Były nimi Eu oraz In. Obecności tych domieszek towarzyszy pojawienie się głębszych poziomów donorowych i co istotniejsze są to zlokalizowane stany $2+!$ [13]. Najbardziej zaskakujące jest jednak zachowanie domieszki indu. Pierwiastek ten, kolejny za kadmem w układzie okresowym, powinien być typowym izordzeniowym donorem wodoropodobnym. Dokładne zbadanie jego właściwości dało klucz do wyjaśnienia obu podstawowych zagadek CdF_2 .

2.2. Anomalne własności In w CdF_2

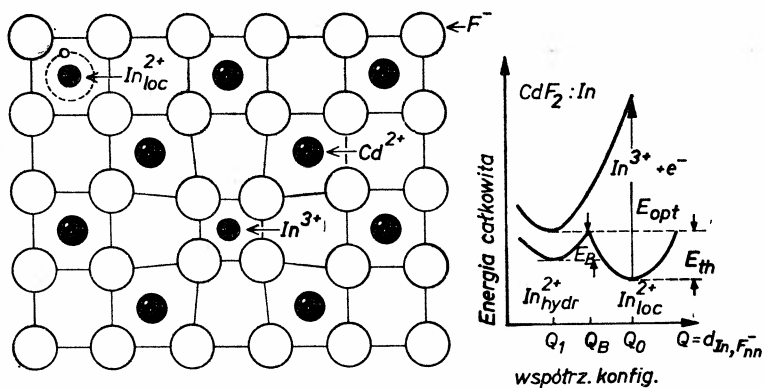
Typowe płytkie donory w CdF_2 charakteryzują: termiczna energia jonizacji (mierzona w zależności temperaturowej przewodnictwa kryształów CdF_2) wynosząca około 100 meV, fotojonizacyjne pasmo absorpcyjne w średniej podczerwieni (rys. 1) (nieznacznie rosnące



Rys. 2. Widma absorpcyjne $\text{CdF}_2 : \text{In}$ w $T = 295$ i 100 K oraz fotojonizacyjny przekrój czynny wyznaczony z pomiaru fotoprądu w $T = 100\text{ K}$ [16]

z obniżeniem temperatury) oraz praktyczna niezależność ich energii jonizacji od ciśnienia hydrostatycznego [14]. Dla indu wszystkie trzy charakterystyki są inne. Poziom podstawowy domieszki leży około 200 meV pod dnem pasma przewodnictwa, przy czym energia ta maleje pod wpływem ciśnienia hydrostatycznego. Co więcej, jak na to wskazuje widmo absorpcyjne kryształów $\text{CdF}_2 : \text{In}$, obok głębszego stanu donorowego w kryształach tych występuje typowy płytki stan wodoropodobny dający charakterystyczne pasmo absorpcyjne w podczerwieni. [15, 16]. W odróżnieniu od pozostałych donorów pasmo to zanika z obniżeniem temperatury, natomiast obserwuje się jednoczesny wzrost natężenia pasma w obszarze widzialnym i ultrafiolecie. Naświetlenie kryształu CdF_2 w temperaturach poniżej 50 K światłem z obszaru pasma widzialnego powoduje zmniejszenie natężenia absorpcji w obszarze widzialnym i jednoczesny wzrost absorpcji w podczerwieni. Możliwy jest całkowity zanik absorpcji widzialnej, czemu towarzyszy blisko dwudziestokrotny wzrost absorpcji w podczerwieni w porównaniu z jej wartością w temperaturze pokojowej. Liniowa współzależność obu absorpcji [14] świadczy o sprzężeniu ładunkowym dwu stanów będących źródłem obu pasm absorpcyjnych. Ponieważ absorpcja w podczerwieni w warunkach równowagi termodynamicznej rośnie ze wzrostem tempera-

tury eksponencjalnie z energią aktywacji wynoszącej około 115 meV, będącej różnicą energii jonizacji termicznej obu poziomów indu. Ponieważ energia jonizacji płytszego poziomu, z którym związana jest absorpcja w podczerwieni wynosi 140 meV, to termiczna energia jonizacji głębszego stanu, z którym związana jest absorpcja w obszarze widzialnym wynosi ok. 250 meV, czyli że jest to stan decydujący o przewodnictwie elektrycznym. Ze względu na możliwość metatrwałego obsadzenia płytkiego stanu w temperaturach poniżej 50 K, stany głębszy i płytszy są oddzielone barierą potencjału. Pasma wysokoenergetyczne, podobnie jak i pasmo w podczerwieni, jest pochodzenia fotojonizacyjnego o czym świadczy fotoprzewodnictwo o identycznej zależności spektralnej jak absorpcja (rys. 2), [16]. I tu dochodzimy do nowej zagadki. Energia jonizacji głębszego stanu zależy od tego czy mierzymy ją optycznie, czy termicznie. W pierwszym przypadku wynosi ona około 2 eV, w drugim zaś jedynie 0.2 eV! Wytlumaczenie tej anomalii jest tylko jedno. W procesie jonizacji głębszego stanu indu ulega zmianie nie tylko rozkład chmury elektronowej, ale i położenie otaczających jonów. W procesie optycznym jony „nie nadążają” ulec relaksacji do nowego położenia równowagi, czemu towarzyszy tak drastycznie różna wartość energii jonizacji. Do opisu stanów energetycznych domieszki In należy dodać obok współrzędnych elektronowych, współrzędną Q charakteryzującą efektywne przesunięcie jonów otaczających domieszkę. Nosi ona nazwę współrzędnej konfiguracyjnej, diagram zaś energetyczny jest dobrze znanym z fizyki molekularnej diagramem konfiguracyjnym (rys. 3). Model ten w sposób naturalny tłumaczy wszystkie obserwowane fakty dotyczące domieszki In zarówno jakościowo, jak i ilościowo [16, 17]. Bariera oddzielająca oba stany indu ($Q = Q_B$) jest źródłem metastabilnych efektów obserwowanych w niskich temperaturach, omówionych powyżej. Fenomenologiczny model stanów elektronowo-jonowych indu w CdF_2 ma bardzo proste fizyczne uzasadnienie. Stan głębszy jest stanem zlokalizowanym (orbita elektronowa jest praktycznie zamknięta w obrębie pierwszej strefy koordynacyjnej), zaś płytszy zdelokalizowanym — wodoropodobnym. Tak więc nadmiarowy ładunek rdzenia przestaje być ekranowany w drugim przypadku, czemu musi towarzyszyć lokalne zakłócenie sieci wokół domieszki (rys. 3). Analogiczny efekt oparty na czysto elektrostatycznym oddziaływaniu dodatnio naładowanego rdzenia In^{3+} oraz ujemnie naładowanych najbliższych sąsiadów F^- musi wystąpić przy jonizacji domieszki. Tak więc dla obu stanów



Rys. 3. Model mikroskopowy zlokalizowanych i wodoropodobnych (lub zjonizowanych) stanów In w CdF_2 oraz diagram konfiguracyjny $\text{CdF}_2 : \text{In}$

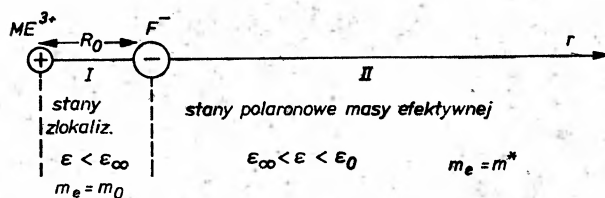
domieszki położenie równowagowe sieci musi być różne, zaś współrzędna konfiguracyjna jest po prostu efektywną odległością między domieszką a najbliższymi sąsiadami: efektywną, bo i dalsi sąsiedzi ulegają radialnemu przesunięciu. Na podstawie eksperymentów ciśnieniowych można pokazać [17, 18], że relaksacja sieci wynosi około 8% odległości międzyatomowej w CdF_2 , czemu odpowiada energia relaksacji sieci równa około 1,7 eV.

Warto tu zwrócić uwagę, że model konfiguracyjny będący konsekwencją silnego oddziaływania domieszka-sieć był po raz pierwszy zaproponowany dla domieszek przez Porowskiego i współpracowników [19] w celu wytłumaczenia metastabilnych efektów w InSb. Różne jego warianty dość często ostatnio pojawiają się w literaturze, z tym że w większości przypadków są to propozycje czysto fenomenologiczne [20].

2.3. Jednoelektronowe donory w kryształach jonowych

Występowanie dwóch, różniących się diametralnie lokalizacją funkcji elektronowej, neutralnych jednoelektronowych stanów donorowych In w kryształach CdF_2 dostarczyło klucza do wyjaśnienia wspomnianej zagadki płytkich stanów domieszkowych w tych kryształach.

Podstawowym wnioskiem istotnym dla dalszej analizy jest konieczność osobnego rozważania zachowania elektronu domieszki w obrębie pierwszej strefy koordynacyjnej oraz poza nią. Co więcej, musimy przy opisie struktury energetycznej domieszek uwzględnić relaksację sieci wynikającą ze zmian w ekranowaniu ładunku rdzenia domieszki przy przeniesieniu elektronu z obszaru bliskiego rdzeniowi (średni promień orbity elektronowej $\langle r \rangle$ jest mniejszy od promienia pierwszej strefy koordynacyjnej R_0) do obszaru dalekiego ($\langle r \rangle > R_0$). W dużym uproszczeniu możemy przestrzeń wokół domieszki ME^{3+} rozbić właśnie na takie dwa obszary (rys. 4). Obszar I zamknięty najbliższymi sąsiadami domieszki (w omawianym przypadku jonami F^-), to obszar quasi-atomowy. Ruch elektronu jest praktycznie nie ekranowany dielektrycznie przez kryształ i jego masa efektywna jest bliska, lub wręcz równa masie swobodnego elektronu. W obszarze II ($\langle r \rangle > R_0$) spełnione są



Rys. 4. Dwa obszary lokalizacji donorów w kryształach jonowych

założenia przybliżenia masy efektywnej i stany związane elektronu są stanami polaronowymi w obrazie masy efektywnej (tzw. duży polaron). W zależności od stopnia lokalizacji elektronu musimy uwzględnić quasi-statyczną relaksację sieci. Jeśli przyjąć jako zero energię dna pasma przewodnictwa, to energia związanego w potencjale domieszki elektronu dana jest przez sumę trzech przyczynków:

$$E_{\text{don}}(R) = E_{\text{kin}}^{\text{el}}(R) + E_{\text{pot}}^{\text{el}}(R) + E_{\text{relax}}^{\text{ion}}(R), \quad (1)$$

R oznacza efektywny promień Bohra elektronu na domieszce. Jeśli wszystkie efekty dynamiczne oddziaływania elektron-fonon włączymy do potencjału elektronowego, to ostatni człon zeruje się poza obszarem I, w którym jest on stały i dodatni (energia lokalnego „rozepchnięcia” sieci w wyniku ekranowania dodatniego ładunku rdzenia przez złapany na zlokalizowanej ($\langle r \rangle < R_0$) orbicie elektronu). Na podstawie wyników eksperymentalnych dla CdF_2 : In wiemy, że energia ta jest duża i bliska 2 eV.

Jeśli założymy, że potencjał rdzenia domieszki jest kulombowski (jest to ściśle dla obu obszarów I i II dla tzw. domieszek izordzeniowych [11], zaś dla obszaru III zawsze), to wtedy wzór (1) można zapisać

$$E_{\text{don}}(R) = + \frac{A_I}{R^2} - \frac{Z_I}{R} + E_r f_I, \quad (2)$$

gdzie stałe A_i , Z_i oraz f_i spełniają zależności:

$$A_I \gg A_{II}, \quad Z_I \gg Z_{II}, \quad f_I = 1, \quad f_{II} = 0. \quad (3)$$

Ponieważ dla potencjału $E_{\text{pot}}^{\text{el}}(R)$ typu kulombowskiego, bądź innego wiążącego, równanie (1) lub równoważne mu (2) ma dwa rozwiązania odpowiadające minimum energii dla obu obszarów I i II, to energię wiązania donoru możemy zapisać jako

$$\begin{aligned} E_{\text{wiąz}}(\text{I}) &= E_{\text{relax}} - E_{\text{elektron}}^1 \\ E_{\text{wiąz}}(\text{II}) &= -E_{\text{elektron}}^2 \end{aligned} \quad (4)$$

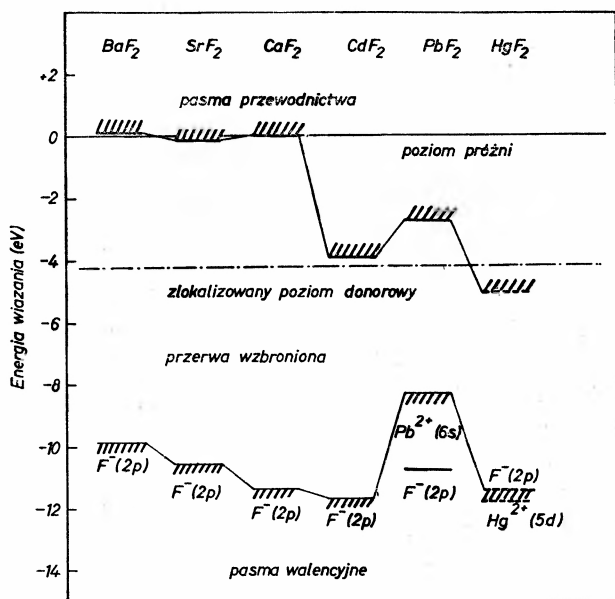
Tutaj $E_{\text{wiąz}}(\text{II})$ jest po prostu energią wiązania kulombowskiego polaronu, z tym, że obszar $r < R_0$ jest dla elektronu wzbroniony poprzez istnienie bariery wywołanej relaksacją jonów na pograniczu obszarów I i II. W zależności od wielkości elektronowego przyczynku do energii wiązania: E_{elektron}^1 , energia wiązania w obszarze I może być dodatnia lub ujemna. W pierwszym przypadku stacjonarne związane stany zlokalizowane nie istnieją (są to stany rezonansowe) i jedynymi stacjonarnymi stanami związanymi możliwymi są zdelokalizowane stany wodoropodobne. Najprawdopodobniej wszystkie typowe płytkie donory w CdF_2 zaliczają się do tej grupy. Jeśli $E_{\text{wiąz}}(\text{II})$ jest ujemna i $E_{\text{wiąz}}(\text{I}) < E_{\text{wiąz}}(\text{II})$, wtedy stan podstawowy domieszki jest stanem zlokalizowanym, zaś stan wodoropodobny stanem wzbudzonym. Przykładami takiej sytuacji mogą być domieszki In lub Eu. Na marginesie tego rozumowania warto zwrócić uwagę, że głębokość danego poziomu nic nie mówi o lokalizacji funkcji elektronowej, natomiast występowanie efektów relaksacji sieci jest dowodem na silną lokalizację elektronu (lub dziury) na domieszce.

Model powyższy uzasadnia wcześniejszą hipotezę autora [12], o istnieniu bariery potencjału wokół rdzenia domieszki uniemożliwiającej (o ile $E_{\text{wiąz}}(\text{I}) > 0$) istnienie stanów $2+$ zlokalizowanych dla większości domieszek trójwartościowych w CdF_2 . Tym samym tłumaczy on niezależność energii jonizacji płytkich „wodoropodobnych” domieszek od ich natury chemicznej.

2.4. Dlaczego CdF_2 może być przewodzący?

Proponowany model ma jeszcze jedną ogromną zaletę. Pozwala bowiem zrozumieć anomalię CdF_2 w całej rodzinie fluorytów. Zwróćmy uwagę, że energia E_{elektron}^1 w równaniu (4) jest w zasadzie efektywnym trzecim atomowym potencjałem jonizacyjnym domieszki.

Może być ona określona przez pomiar energii progu fotojonizacji domieszki jak to miało miejsce dla In w CdF_2 . Jeśli pominiemy zmiany wynikające z różnic w stałej sieci między różnymi kryształami w tej samej grupie (np. fluoryty), to różnica w wartości E_{elektron}^1 , a tym samym i $E_{\text{wiąz}}(\text{I})$ dla dwu kryształów dana będzie przez różnicę prac wyjścia (dokładniej odległości dna pasma przewodnictwa od poziomu próżni) obu kryształów. Wielkość tę można określić na podstawie pomiarów fotoemisji zewnętrznej, bądź wartości bariery Schottkyego złącza metal-półprzewodnik. Obie te metody dały zbieżny wynik dla CdF_2 [21, 22 — fotoemisja, 23 — złącze MS]: $\chi \approx 4 \text{ eV}$. Na podstawie pomiarów fotoemisji dla pozostałych fluorytów [24, 25] oraz znajomości widm ekscytonowych w tych kryształach [26, 27] okazuje się, że we wszystkich fluorytach poza być może HgF_2 , którego struktura pasmowa nie jest znana i może być jedynie z grubsza oszacowana, jak na rys. 5, $\chi < \chi_{\text{CdF}_2}$. Tak więc w pozostałych fluorytach te same domieszki są znacznie głębsze aniżeli w CdF_2 . Dla CaF_2 , BaF_2 oraz SrF_2 $\chi \approx 0$, co tłumaczy wyjątkową pozycję fluorku kadmu w całej rodzinie fluorytów. Na podstawie przeprowadzonej powyżej analizy wynika,



Rys. 5. Zarys struktury pasmowej fluorytów

że w kryształach mieszanych CdPbF_2 , granica występowania przewodnictwa powinna być znacznie dalej przesunięta w stronę PbF_2 w porównaniu z kryształami mieszanymi CdCaF_2 (8%Ca). Poza tym warto pokusić się o wykonanie kryształów HgF_2 , które o ile byłyby stabilne termodynamicznie, mogłyby podobnie jak CdF_2 wykazywać właściwości półprzewodnikowe. Prace w tym kierunku są obecnie prowadzone w naszym zespole w Instytucie Fizyki PAN.

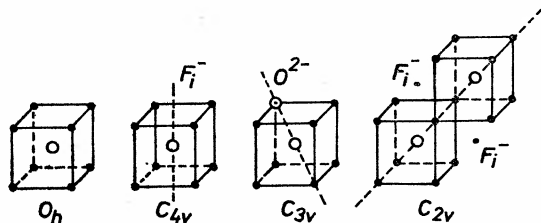
3. Domieszki wieloelektronowe w CdF_2

3.1. Podstawowe właściwości domieszek metali przejściowych i ziem rzadkich

Równoległe z badaniami atomów jednoelektronowych, wiele prac prowadzonych zarówno przez nas, jak i za granicą poświęconych było fizyce stanów wieloelektronowych, a zwłaszcza procesom rekombinacji promienistej z udziałem tych domieszek. Szczególnie miejsce mają tu domieszki z niezapełnionymi powłokami elektronowymi, tzn. domieszki metali przejściowych (TM) z niezapełnioną powłoką 3d oraz domieszki ziem rzadkich (RE) o niezapełnionej powłoce 4f. Ze względu na brak miejsca chciałbym zwrócić uwagę na jeden aspekt badań tej klasy domieszek, istotny zwłaszcza przy ewentualnych zastosowaniach CdF_2 . Chodzi mi o tworzenie się centrów luminescencyjnych o różnej symetrii oraz o mechanizmy pobudzania luminescencji tych centrów.

Domieszki obu grup są przykładami bardzo dobrze zlokalizowanych centrów defektowych w kryształach. Dlatego do ich opisu stosuje się model quasi-atomowy, w którym rola kryształu sprowadza się do stosunkowo niewielkiego zaburzenia atomowej struktury elektronowej (zwłaszcza dla grupy ziem rzadkich na skutek ekranowania aktywnych optycznie elektronów 4f przez zewnętrzne elektrony 5s i 5p). Oddziaływanie z kryształem powoduje na skutek obniżenia symetrii zniesienie wysokich degeneracji atomowych, tzn. rozszczepienie atomowych multipletów na tzw. termy pola krystalicznego, scharakteryzowane odpowiednimi reprezentacjami punktowej grupy symetrii centrum domieszkowego. Innego rodzaju efektem jest zmiana reguł wyboru w przejściach optycznych oraz poszerzenie linii widmowych na skutek sprzężenia z siecią oraz wystąpienie procesów nieradiacyjnych (dyssypacja energii poprzez emisję fononów). Tak więc dla tej klasy domieszek najistotniejszą rolę odgrywa najbliższe otoczenie, zaś przejścia optyczne zachodzą głównie między poziomami elektronowymi pochodzącymi z niezapełnionych powłok 3d TM lub 4f RE (bardziej ilościowy opis tych procesów czytelnik może znaleźć w jednej z książek [28—31] poświęconych własnościom TM lub RE, bądź w odniesieniu do CdF_2 lub kryształów o strukturze fluorytu w wykładzie autora [12] lub książce pod redakcją Hayesa [32]).

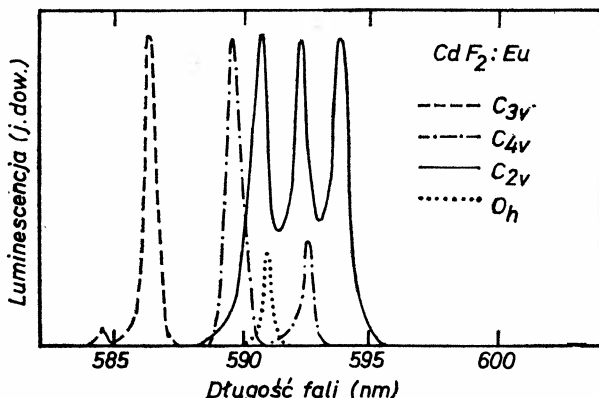
Wśród domieszek ziem rzadkich, wydajną luminescencję obserwuje się, gdy występują one w stanie ładunkowym $3+$. Oznacza to konieczność ich kompensacji ładunkowej. W zależności od sposobu kompensacji, symetria najbliższego otoczenia może być różna. W kryształach o strukturze fluorytu można wyróżnić zasadnicze cztery typy symetrii centrów różniące się lokalną RE^{3+} kompensacją ładunkową (rys. 6). Przy bardzo małych koncentracjach domieszek dominują centra kubiczne, tzn. takie, dla których kompensacja ładunkowa jest nielokalna. Ze względu na bardzo małą absorpcję tych centrów można je w zasadzie obserwować jedynie w luminescencji. Kolejne dwa typy prostych centrów to centra tetragonalne (symetria C_{4v}) i trygonalne (C_{3v}). Pierwsze z nich powstają przy bliskiej kompensacji międzywęzłowymi jonami fluoru F_i^- , drugie zaś przy kompensacji jonami tlenu O^{2-} podstawiającymi się w sąsiednich domieszce węzłach podsieci anionowej. Jeśli koncentracja domieszek trójwartościowych przekracza 0,1% mol ($N \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) pojawiają się centra dimerowe o symetrii C_{2v} . Oczywiście dla jeszcze wyższych koncentracji domieszek symetria powstałych kompleksów może być jeszcze niższa. Dzięki słabemu



Rys. 6. Cztery główne symetrie centrów RE^{3+} w kryształach o strukturze fluorytu

sprężeniu z siecią już analiza rozszczepień poziomów atomowych może być wystarczająca do identyfikacji symetrii centrów aktywnych optycznie.

Przykładem wspomnianej analizy może być wynik badań spektroskopowych domieszki Eu^{3+} ($4f^6$) dokonany przez D. Hommela i autora [13, 34]. Stanem podstawowym jest stan singletowy 7F_0 , kolejny tryplet 7F_1 leży około 300 cm^{-1} powyżej stanu 7F_0 . Ze względu na silne wzbronienie przejść ze stanów 7F_0 i 7F_1 do stanów wzbudzonych ${}^5D_{0,1,2}$ (energia powyżej $17\,000\text{ cm}^{-1}$) analizę symetrii centrów Eu^{3+} można przeprowadzić korzystając z wid-



Rys. 7. Linie emisyjne przejść ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ Eu^{3+} w centrach o różnej symetrii w kryształach $CdF_2:Eu$

ma foto- i elektroluminescencji. Na rysunku 7 pokazane są fragmenty czterech widm emisyjnych związanych z przejściami ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$. Zgodnie z przewidywaniami teorii grup stan 7F_1 nie rozszczepia się w symetrii O_h , rozszczepia się na dublet i singlet w symetriach C_{3v} i C_{4v} oraz na trzy singlety w najniższej symetrii C_{2v} . Dodatkowe pomiary były konieczne dla rozróżnienia symetrii C_{3v} i C_{4v} , gdyż sama analiza rozszczepień nie jest tu wystarczająca [34].

3.2. Mechanizmy pobudzania luminescencji

Większość domieszek ziem rzadkich oraz Mn spośród metali przejściowych w kryształach CdF_2 jest bardzo dobrymi aktywatorami luminescencji w obszarze widzialnym. Domieszki będące kandydatkami na aktywatory luminescencji muszą spełniać co najmniej trzy warunki:

a) istnienie poziomów pompujących, bądź możliwość wydajnego transferu energii z koaktywatorów;

b) prawdopodobieństwo relaksacji niepromienistej musi być małe (co najwyżej porównywalne z prawdopodobieństwem rekombinacji promienistej);

c) brak pośrednich poziomów, które mogą działać jako realne stany pośrednie w procesach deekscytacji niepromienistej, zmniejszając tym samym wydajność kwantową spodziewanych przejść promienistych.

Domieszkami najlepiej spełniającymi powyższe warunki są Mn i Eu (oraz Gd dla emisji w ultrafiolecie i Yb w bliskiej podczerwieni) będące aktywatorami wydajnej luminescencji w obszarze widzialnym: Mn — w kolorze zielonym, Eu — pomarańczowym [13, 34, 35]. Warto tu zwrócić uwagę, że jedynymi wydajnymi procesami rekombinacji promienistej w kryształach CdF_2 są procesy wewnątrz-domieszkowe (przejścia d-d lub f-f). Ze względu na małą wartość siły oscylatora tych przejść, czasy zaniku luminescencji są stosunkowo długie (powyżej 0.1 ms).

Luminescencja tej klasy centrów może być pobudzana na dwa sposoby. Jeden to pobudzenie bezpośrednie — wewnątrz-domieszkowe, którego możemy spodziewać się w centrach izolowanych o wysokiej symetrii i słabym sprzężeniu z ligandami. Drugą klasę stanowią procesy pośrednie, a wśród nich zasadnicze trzy typy:

a) pobudzenie via przejście domieszka-pasmo;

b) pobudzenie z udziałem bliskiego koaktywatora, tzn. takie, w których centra możemy traktować quasi-molekularnie. Absorpcja światła pobudzającego zachodzi w koaktywatorze, w którym przejścia optyczne są dozwolone, zaś energia pobudzenia przekazywana jest centrum świecącemu niepromieniście;

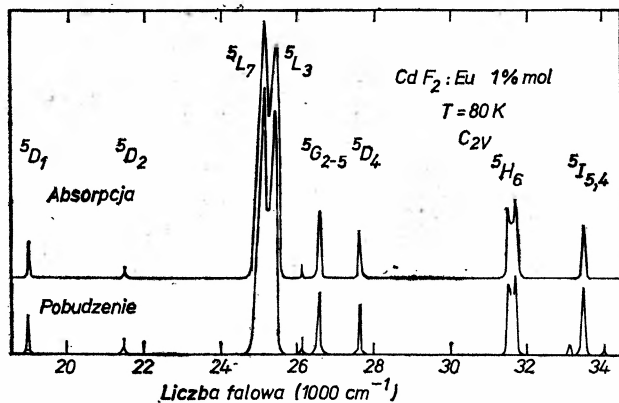
c) pobudzenie rezonansowe między odległymi centrami. Do tej grupy zaliczamy także migrację pobudzenia między centrami świecącymi.

Najlepszą i najprostszą metodą identyfikacji mechanizmów pobudzenia luminescencji jest badanie widm pobudzenia. Dodatkową informację może dostarczyć analiza temperaturowej zależności procesu pobudzenia oraz kinetyki (przejścia z udziałem koaktywatorów mogą wykazywać odstępstwa od prostej monomolekularnej kinetyki, tzn. eksponencjalnego zaniku świecenia). Metody powyższe zostały zastosowane do analizy procesów pobudzenia w dwu typach centrów: manganowym [36, 37] oraz europowym [34, 38] w kryształach CdF_2 .

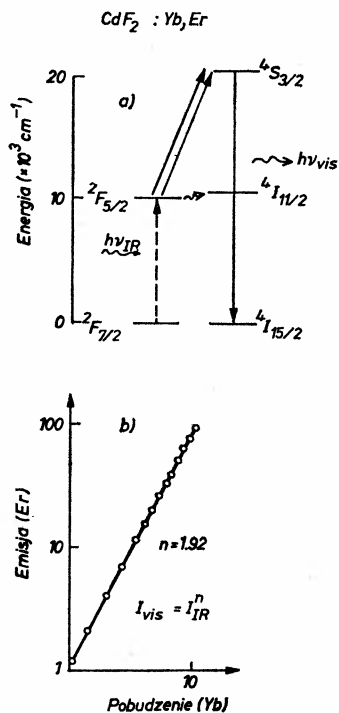
W obu przypadkach występuje zarówno pobudzenie pośrednie, jak i wewnątrzdomieszkowe. Ze względu na łatwość analizy symetrii domieszek ziem rzadkich, dzięki stosunkowo prostemu widmu emisji, można śledzić zależność mechanizmu ich pobudzenia w zależności od rodzaju ich kompensacji ładunkowej. Zgodnie z oczekiwaniami domieszki izolowane lub występujące w postaci kompleksów o niskiej symetrii są pobudzane bezpośrednio. Widma pobudzenia bardzo wiernie odzwierciedlają strukturę stanów wzbudzonych domieszki (rys. 8). Zupełnie odmienny charakter mają widma pobudzenia centrów trygonalnych lub tetragonalnych, w których pobudzany jest jon koaktywatora (fluor międzywęzłowy dla symetrii C_{4v} lub tlen węzłowy dla symetrii C_{3v}) i energia pobudzenia jest bezpośrednio przekazana domieszkom ziem rzadkich będącymi centrami luminescencji [34].

Wszystkie omawiane powyżej mechanizmy mają jedną wspólną cechę. Luminescencja jest procesem stokesowskim, tzn. energia emitowanego światła jest mniejsza aniżeli pobudzającego. Możliwy jest jednak proces kaskadowego pobudzenia, w wyniku którego

energia emitowanego światła jest większa od energii światła pobudzającego. Proces taki jest oczywiście nieliniowy i zależy potęgowo od natężenia światła pobudzającego. Przykładem wydajnego procesu tego typu jest konwersja światła podczerwonego na widzialne w kryształach CdF_2 podwójnie domieszkowanych Er i Yb [39, 40]. Światło podczerwone jest absorbowane przez jony Yb^{3+} , o czym świadczy widmo pobudzenia konwertera pokrywa-



Rys. 8. Porównanie widma pobudzenia i absorpcji centrów rombicznych (C_{2v}) Eu^{3+} w CdF_2 ($T = 80 \text{ K}$) [39]



Rys. 9. Schemat energetyczny (a) fotokonwertera CdF_2 : Yb, Er oraz potęgowa charakterystyka natężeniowa (b) [41]

jące się z widmem absorpcji jonów Yb^{3+} . Następnie energia ta może być przekazana quasirezonansowo jonom Er^{3+} . Stan ${}^4I_{11/2}\text{Er}^{3+}$ o energii praktycznie równej energii stanu wzbudzonego ${}^2F_{5/2}\text{Yb}^{3+}$ (rys. 9a), dzięki bardzo długiemu czasowi życia jest stanem metatrwałym, z którego może nastąpić kolejny akt pobudzenia do stanu ${}^4S_{3/2}\text{Er}^{3+}$ w wyniku drugiego transferu energii z Yb^{3+} . Dzięki temu obserwujemy charakterystyczną dla Er^{3+} zieloną luminescencję. Zgodnie z dwukwantowym charakterem procesu pobudzenia natężenie emisji zielonej jest prawie kwadratową funkcją natężenia światła pobudzającego (rys. 9b). Możliwy jest również proces trójkwantowy dający emisję niebieską. Dzięki dużej wydajności wielostopniowego procesu fotokonwersji odkrytego w 1969 r. przez Auzela oraz możliwości pobudzenia bardzo wydajnymi diodami elektroluminescencyjnymi z GaAs : Si [41] emitującymi światło podczerwone o obszarze absorpcji Yb^{3+} , nieliniowe źródła światła mogą w pewnych zastosowaniach być konkurencyjne dla „zielonych” diod z GaP .

4. Elektroluminescencja CdF_2 i możliwości zastosowań

Omówiony powyżej przykład konwersji światła podczerwonego na widzialne prowadzi nas bezpośrednio do tematyki badań CdF_2 o wyraźnie aplikacyjnym, choć nie pozbawionym dużego ładunku poznawczego, charakterze. Tematyka ta, to wydajna elektroluminescencja CdF_2 mogąca w przypadku opanowania stosunkowo szybkich na razie procesów degradacyjnych skutecznie konkurować z konwencjonalną elektroluminescencją złącz p-n wykonanych ze związków półprzewodnikowych $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$. Odkrycie w 1974 roku przez T. Langer, B. Krukowską-Fulde i autora [6] wydajnej elektroluminescencji w przewodzących kryształach CdF_2 : Mn było bezpośrednią konsekwencją prowadzonych wcześniej podstawowych badań właściwości CdF_2 omawianych pokrótce w poprzednich dwu rozdziałach.

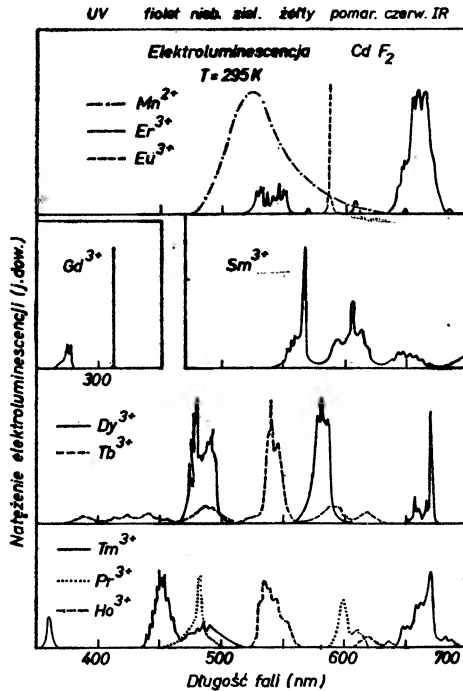
CdF_2 jest półprzewodnikiem monopolarnym (jedynie typu n) i w związku z tym wykonanie na nim złącz p-n jest niemożliwe. Ze względu na bardzo dużą energię przerwy wzbudzonej nie jest również możliwe wstrzykiwanie dziur mogących rekombinować z elektronami. Jedynym użytecznym mechanizmem pobudzania elektroluminescencji jest proces zderzeniowy [20]. Elektrony rozpędzone w silnym polu elektrycznym uzyskawszy dostateczną energię kinetyczną mogą pobudzić w zderzeniu nieelastycznym domieszkowe centra luminescencji.

Świecenie ma charakterystyczne dla wprowadzonego aktywatora widmo pozwalające na łatwą identyfikację zarówno rodzaju, jak i symetrii centrów luminescencji. Warunkiem wystąpienia procesu nieelastycznego jest przyłożenie na tyle silnego pola elektrycznego E , aby przyrost energii kinetycznej E_k elektronu na drodze swobodnej λ był większy od energii fononu optycznego $\hbar\omega_{\text{LO}}$

$$\frac{dE_k}{dt} = eE \frac{d\lambda}{dt} \approx eE^2\mu > \frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{\tau_{\text{LO}}} \approx \hbar\omega_{\text{LO}}^2. \quad (5)$$

Podstawiając do powyższej nierówności górną granicę ruchliwości $\mu \approx 5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ w silnie domieszkowanych kryształach CdF_2 , możemy oszacować wartość natężenia krytycznego pola elektrycznego na 10^6 V/cm . Tak silne pole można wytworzyć jedynie w warstwie

zubożonej złącza p-n lub metal-półprzewodnik, bądź metal-izolator-półprzewodnik (MIS). W celu uniknięcia procesów przebiegowych to ostatnie ze złącz używa się w CdF_2 do otrzymywania elektroluminescencji [6, 20, 36, 38]. Wprowadzając jako aktywatory Mn lub większość domieszek ziem rzadkich możliwe jest otrzymanie emisji praktycznie w całym obszarze widzialnym, bliskim ultrafioletcie oraz bliskiej podczerwieni [36, 38] (rys. 10). Jednym z najciekawszych rezultatów badań elektroluminescencji CdF_2 jest udowodnienie, że pobudzone są głównie centra o dalekiej kompensacji ładunkowej (centra kubiczne), mimo że ich koncentracja może być stosunkowo niewielka. Dowodem na to są widma



Rys. 10. Widma elektroluminescencji CdF_2 domieszkowanych Mn oraz domieszkami ziem rzadkich [38]

elektroluminescencji charakterystyczne dla tej grupy centrów. Potencjał przyciągający tych centrów jest potencjałem punktowego ładunku dodatniego, natomiast dla innych centrów ma on charakter dipolowy (C_{4v} i C_{3v}) lub kwadrupolowy (C_{2v}). Powoduje to zmniejszenie ich przekroju czynnego na zderzenie z „gorącym” elektronem i słabszą luminescencją [38].

Elektroluminescencja CdF_2 jest bardzo wydajnym procesem. Dzięki możliwości wielokrotnego rozpędzania elektronów, wydajność kwantowa przekracza dla dużych napięć przyspieszających 100%. Średnia wydajność energetyczna przekracza dla użytecznych natężeń świecenia 0.1% i sięga 1%, co jest wielkością większą od wydajności obecnie produkowanych diod z GaP oraz GaAsP. Niska cena materiału wyjściowego, stosunkowo łatwa technologia, możliwość zmiany barwy, łatwość formowania dowolnych kształtów powierzchni świecącej oraz parametry elektryczno-światłne złącz MIS na CdF_2 wskazują na ich możliwe wykorzystanie w optoelektronice. Zanim to jednak się stanie konieczne

jest zrozumienie przyczyn i opanowanie dość szybkich obecnie procesów niszczenia złącz świecących.

Na zakończenie tego dość wrywkowego, jeśli chodzi o tematykę, i raczej elementarnego wykładu pokazującego drogę badań fluorku kadmu, od prac o charakterze podstawowym do badań nad zastosowaniami raz jeszcze z przyjemnością chciałbym podkreślić, iż większość z nich została wykonana po raz pierwszy w Polsce, a aby oddać sprawiedliwość tym, którzy te badania wykonywali, proszę Czytelnika o spojrzenie na nazwiska osób wymienionych w spisie cytowanej literatury.

Literatura

- [1] H. M. Haendler, W. J. Bernard, *J. Am. Chem. Soc.* **73**, 5218 (1951).
- [2] D. A. Jones, R. V. Jones, R. W. H. Stevenson, *Proc. Phys. Soc.* **65B** 906 (1952).
- [3] J. D. Kingsley, J. S. Prener, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 315 (1962).
- [4] T. H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (1960).
- [5] W. Kaiser, C. G. B. Garret, D. L. Wood, *Phys. Rev.* **123**, 766 (1961).
- [6] T. Langer, J. M. Langer, B. Krukowska-Fulde, patent polski 93896 (zgłoszenie P 174745, listopad 1974).
- [7] P. F. Weller, *Inorg. Chem.* **5**, 736 (1966).
- [8] J. M. Langer, T. Langer, G. L. Pearson, B. Krukowska-Fulde, U. Piekara, *Phys. Status Solidi* (b) **66**, 537 (1974).
- [9] P. F. Weller, *Inorg. Chem.* **4**, 1545 (1965).
- [10] W. Kohn, *Solid State Phys.* **5**, 257 (1957).
- [11] S. T. Pantelides, *Rev. Mod. Phys.* **50**, 797 (1978).
- [12] J. M. Langer, *Semiconductor Sources of Electromagnetic Radiation*, ed. M. Herman, PWN 1976, str. 411.
- [13] D. Hommel, J. M. Langer, B. Krukowska-Fulde, *Phys. Status Solidi* (a) **31**, K81 (1975).
- [14] E. Litwin-Staszewska, L. Dmowski, U. Piekara, J. M. Langer, B. Krukowska-Fulde, Materiały VI Ogólnokrajowego Seminarium Związków Półprzewodnikowych A^{IV}B^{VI}, *Prace IF PAN* **74**, 242 (1977).
- [15] F. Trautweiler, F. Moser, R. P. Khosla, *J. Phys. Chem. Solids* **29**, 1869 (1968).
- [16] U. Piekara, J. M. Langer, B. Krukowska-Fulde, *Solid State Commun.* **23**, 583 (1977).
- [17] J. M. Langer, U. Ogonowska, A. Iller, Proc. 14th Int. Conf. Semicond. Edinburgh 1978, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **43**, 277 (1979).
- [18] J. M. Langer, praca habilitacyjna, Uniwersytet Warszawski (1978).
- [19] S. Porowski, M. Kończykowski, J. Chroboczek, *Phys. Status Solidi* (b) **63**, 291 (1974); *Phys. Lett.* **48A**, 189 (1974).
- [20] J. M. Langer, „New Developments in Semiconductor Physics”, Proceedings, Szeged 1979, Lecture Notes in Physics, **122**, Springer Verlag 1979, s. 123, Proc. 15th. Int. Conf. Semicond., Kyoto 1980 (w druku).
- [21] B. A. Orłowski, J. M. Langer, W. Wasiucionek, Proc. 7th Int. Vac. Congress and 3rd Int. Conf. Solid. Surf., Vienna 1977, ed. R. Dobrozemsky, F. Rüdenauer, F. P. Viehböck, A. Breth, F. Berger und Söhne, Horn 1977, Vol. I, str. 679.
- [22] B. A. Orłowski, J. M. Langer, *Phys. Status Solidi* (b) **91**, K53 (1979).
- [23] J. Garbarczyk, B. Krukowska-Fulde, T. Langer, J. M. Langer, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **11**, L17 (1978).
- [24] R. T. Poole, J. Szajman, R. C. G. Leckey, J. G. Jenkin, J. Lisegang, *Phys. Rev.* **B12**, 5872 (1975).
- [25] R. T. Poole, J. Szajman, R. C. G. Leckey, J. G. Jenkin, J. B. Peel, *Phys. Rev.* **B13**, 896 (1976).

- [26] T. Tomiki, T. Miyata, *J. Phys. Soc. Jap.* **27**, 658 (1969).
- [27] J. H. Beaumont, A. J. Bourdillon, J. Bordas, *J. Phys. C.* **10**, 761 (1977).
- [28] C. J. Ballhausen, *Introduction to Ligand Field Theory*, McGraw-Hill, N. Y. 1962.
- [29] S. Sugano, Y. Tanabe, H. Kamimura, *Multiplets of Transition Metal Ions in Crystals*, Acad. Press, N. Y. 1970.
- [30] G. H. Dieke, *Spectra and Energy Levels of Rare Earth Ions in Crystals*, Interscience Publ., N. Y. 1968.
- [31] B. G. Wybourne, *Spectroscopic Properties of Rare Earths*, Acad. Press, N. Y. 1965.
- [32] W. Hayes, *Crystals with the Fluorite Structure*, Clarendon Press, Oxford 1974.
- [33] M. R. Mustafa, W. Jones, B. R. Mc Garvey, M. Greenblatt, E. Banks, *J. Chem. Phys.* **62**, 2700 (1975).
- [34] D. Hommel, J. M. Langer, *J. Luminescence* **18/19**, 281 (1979).
- [35] J. M. Langer, T. Langer, G. L. Pearson, B. Krukowska-Fulde, *Phys. Status Solidi (a)* **25**, K61 (1974).
- [36] T. Langer, B. Krukowska-Fulde, J. M. Langer, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 216 (1979).
- [37] J. M. Langer, A. Suchocki, *Solid State Commun.* (w druku).
- [38] J. M. Langer, T. Langer, B. Krukowska-Fulde, *J. Phys. D* **12**, L95 (1979).
- [39] M. Greenblatt, E. Banks, *J. Electrochem. Soc.* **124**, 409 (1977).
- [40] A. Stąpor, J. M. Langer, T. Langer, B. Krukowska-Fulde, *Materiały Seminarium Półprzewodnikowego, Jaszowiec 1979*, Prace IF PAN, w druku.
- [41] F. E. Auzel, *Proc. IEEE* **61**, 758 (1973).

R. Golub

J. M. Pendlebury

University of Sussex
Falmer, Brighton, Anglia

W. Mampe

P. Ageron

Institut Max von Laue — Paul Langevin
Grenoble, Francja

Superzimne neutrony *

Ultracold Neutrons

Abstract: Neutrons moving so slowly that they cannot penetrate a solid surface can be confined in a metal bottle. By storing them for long intervals it may be possible to measure fundamental properties of the neutron.

Wydaje się nieraz, że postęp w zrozumieniu podstawowych cząstek materii pochodzi jedynie z obszaru coraz wyższych energii. Tymczasem wciąż jeszcze czeka na zbadanie nieznaną obszar przy niskich energiach. Jak zauważył John H. King z Instytutu Technologicznego w Massachusetts, równie wiele pozostaje do zbadania w obszarze między najniższą osiągniętą energią a energią zerową, jak w obszarze pomiędzy najwyższą osiągniętą energią a energią nieskończoną.

Jednym z narzędzi do badania granicy najniższych energii są neutrony o energii 10^{-7} elektronowoltów. Jeden elektronowolt to energia, jaką uzyskuje elektron przyspieszony różnicą potencjałów jednego wolta, czyli wspomniane neutrony mają energię, jaką uzyskuje elektron przyspieszony różnicą potencjałów jednej dziesięciomilionowej wolta czyli 0.1 mikrowolta. Odpowiada to średniej energii cząsteczki w gazie o temperaturze jednego milikelwina, czyli jednej tysięcznej stopnia Celsjusza powyżej zera bezwzględnego. Neutrony w tym zakresie energii zachowują się podobnie jak cząsteczki gazu i nazywamy je neutrona-

* Artykuł opublikowany w *Scientific American* 240, 106 (1979) został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1979 by Scientific American, Inc. All rights reserved]. (Przyp. Red.).

mi superzimmnymi. Nie jest łatwo wyobrazić sobie jak mała jest ich energia. Podczas gdy cząstki o wysokiej energii poruszają się z prędkością bliską prędkości światła, prędkość superzimmnych neutronów wynosi zaledwie kilka metrów na sekundę: biegnący człowiek mógłby je dogonić. Poza tym mogą one unieść się zaledwie na wysokość ok. metra w ziemskim polu grawitacyjnym, następnie zaś zatrzymują się i opadają.

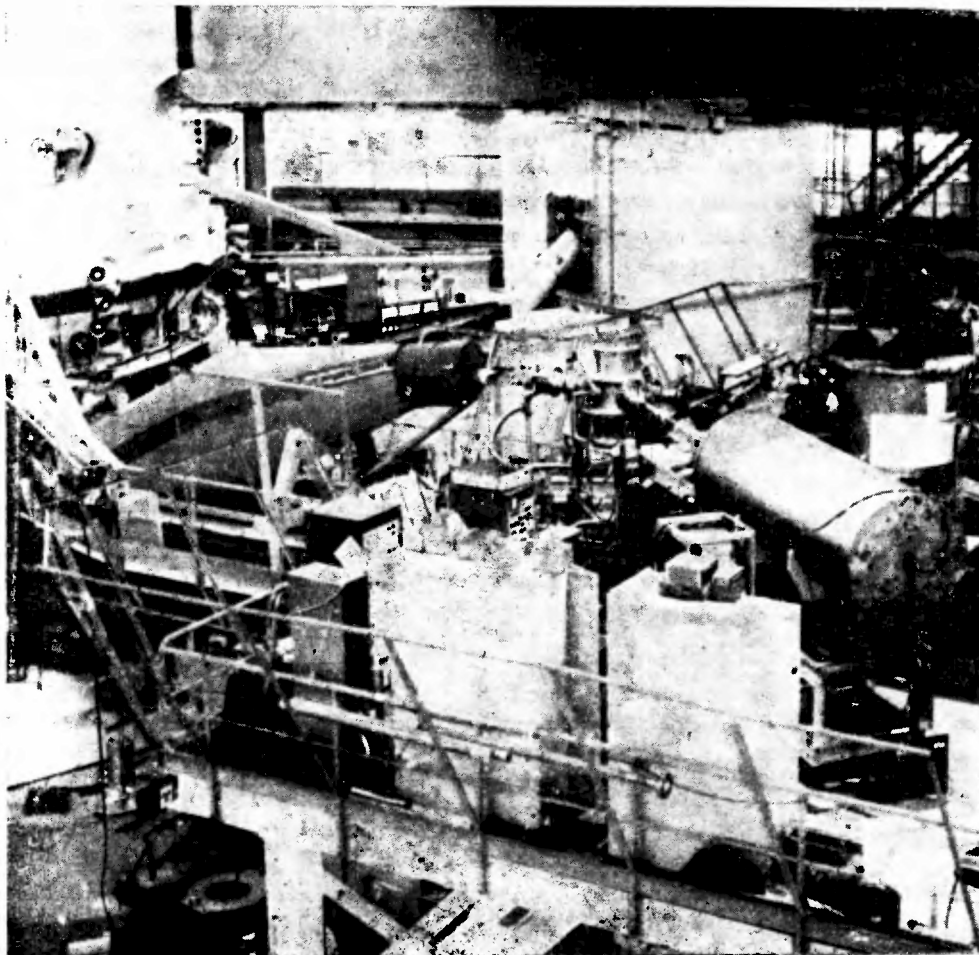
Uderzającą cechą superzimmnych neutronów jest ich zdolność całkowitego odbicia od powierzchni ciał stałych. Neutrony o wyższej energii są przenikliwe, ale przy niskich energiach odbijają się od powierzchni większości materiałów. Można je wobec tego przechowywać w butli zrobionej ze zwykłych materiałów, takich jak metal lub szkło. Można je też uwięzić w polu magnetycznym. Większość cząstek elementarnych badamy w locie; superzimmne neutrony — nieomal w spoczynku. Co najmniej dwa zastosowania superzimmnych neutronów wynikają z możliwości ich długotrwałego uwięzienia. Po pierwsze można dokładnie zmierzyć czas życia neutronu, znany obecnie z dokładnością zaledwie ok. 1,5%. Po drugie, można wyznaczyć elektryczny moment dipolowy neutronu, wielkość bardzo interesującą ze względów teoretycznych. Superzimmne neutrony można też wykorzystać do badania bardzo cienkich warstw i powierzchni ciał stałych. Neutrony związane w jądrach atomów stanowią przeszło połowę masy Ziemi, natomiast neutrony swobodne występują bardzo rzadko. Przyczyną tej sytuacji jest nietrwałość neutronu, który poprzez rozpad beta rozpada się na proton, elektron i bezmasową cząstką zwaną neutrinem. Średni czas życia neutronu wynosi nieco powyżej 15 minut.

Obfitym źródłem swobodnych neutronów do doświadczeń są reaktory jądrowe, w których neutrony pojawiają się jako produkty rozszczepienia jąder. Neutrony emitowane są z energią kilku milionów elektronowoltów i w krótkim czasie tracą większość energii w wyniku zderzeń z jądrami atomów ośrodka otaczającego rdzeń reaktora, zwanego moderatorem. Po kilku zderzeniach średnia energia neutronu porównywalna jest z energią ruchu termicznego jąder moderatora. Neutrony pozostają wówczas w równowadze termicznej z jądrami, czyli można je traktować jako gaz o tej samej temperaturze co moderator. Gdy moderator ma temperaturę pokojową (ok. 300 K), gaz neutronowy ma tę samą temperaturę i średnia energia neutronu wynosi ok. 25 milielektronowoltów.

Temperatura gazu neutronowego określa nie tylko ich średnią energię, ale również rozrzut energii. W temperaturze pokojowej występują neutrony o energiach znacznie wyższych niż 25 milielektronowoltów i znacznie niższych, choć oczywiście ich liczba maleje gdy oddalamy się od średniej energii. W temperaturze ciekłego wodoru (20 K) średnia energia i rozrzut energii są odpowiednio mniejsze.

Ze względu na to, że energie neutronów zawierają się w przedziale porównywalnym do energii średniej, można znaleźć neutrony o dowolnie małej energii nawet w temperaturze pokojowej, ale jest ich bardzo niewiele. Istnieje konwencja, zgodnie z którą neutrony o energii odpowiadającej maksimum widma w rozkładzie przy temperaturze pokojowej, około 25 milielektronowoltów, nazywamy neutronami termicznymi. Neutrony o odpowiednio niższej energii nazywa się zimnymi, bardzo zimnymi i wreszcie superzimmnymi. Granice między tymi kategoriami nie są ostre, ale istnieje wyraźne kryterium dla definicji neutronów superzimmnych: własność całkowitego odbicia.

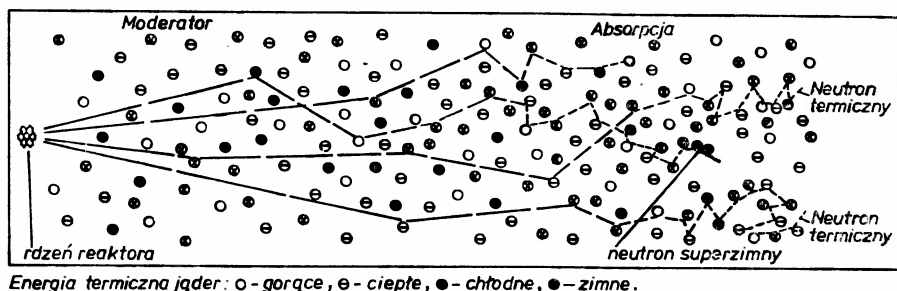
Całkowite odbicie neutronów od powierzchni ciała stałego jest analogiczne do całkowitego odbicia wewnętrznego światła w pryzmacie szklanym i można je najlepiej zrozumieć



Ryc. 1. Źródło superzimnych neutronów przy reaktorze jądrowym w Instytucie im. Maxa von Lave i Paula Langevina w Grenoble, we Francji. Reaktor znajduje się za zakrzywioną ścianą, w głębi na lewo. Neutrony wydostają się z nachylonej rury w grubej osłonie. Następnie przechodzą przez zawór (umocowany na trójnogu) do układu doświadczalnego. W chwili wykonywania zdjęcia przygotowywano dwa doświadczenia. Widoczny pionowy walec mieści w sobie magnetyczny pierścień akumulujący dla superzimnych neutronów, zbudowany przez Wolfganga Paula i Uwe Trinka z Uniwersytetu w Bonn. Wykorzystany on będzie do pomiaru czasu życia neutronu. Dłuższy, poziomy walec stanowi część aparatury w doświadczeniu wykonywanym przez Normana F. Ramseya z Uniwersytetu w Harvard, Kennetha F. Smitha z Uniwersytetu w Sussex, autorów artykułu i ich współpracowników. Celem doświadczenia jest wyznaczenie elektrycznego momentu dipolowego neutronu

rozpatrując neutrony jako fale materii. W mechanice kwantowej każdej cząstce możemy przypisać falę o długości odwrotnie proporcjonalnej do pierwiastka z energii cząstki. Dla neutronu termicznego o energii 25 milielektronowoltów długość fali wynosi 1.8 angstroma ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$). Jest to odległość porównywalna z odległościami wzajemnymi atomów w ciele stałym. Dla superzimnych neutronów o energii 10^{-7} elektronowoltów długość fali wynosi 900 angstromów. Dla fali krótszej ciało stałe stanowi siatkę jąder atomowych,

porozdzielanych pustą przestrzenią, przez którą fala może przenikać. Dla dłuższej fali ciało stałe stanowi niemal ciągłą barierę i amplituda fali zanika szybko w głąb powierzchni, osiągając zero na głębokości około 100 angstromów. Prawdopodobieństwo znalezienia neutronu w określonym miejscu wiąże się z kwadratem amplitudy fali w tym miejscu, tak więc prawdopodobieństwo znalezienia neutronów wewnątrz ciała stałego jest zanedby-



Rys. 2. Zderzenia neutronów z jądrami atomowymi produkują neutrony o szerokim widmie energii, wśród nich nieco neutronów superzimnych. Neutrony z reaktora pochodzą z reakcji rozszczepienia jąder uranu. Początkowo mają one energię rzędu kilku milionów elektronowoltów i prędkości rzędu 10% prędkości światła. Większość tej energii neutrony oddają ośrodkowi otaczającemu rdzeń, zwanemu moderatorem czyli spowalniaczem. W Instytucie Lauego-Langevina rdzeń reaktora zanurzony jest w ciężkiej wodzie (D_2O) służącej jako moderator. Po kilku zderzeniach energia neutronów staje się porównywalna z energią ruchu termicznego jąder moderatora i neutrony można traktować jak cząstki gazu w równowadze termicznej z moderatorem. Jądra moderatora mają również pewne widmo energii; jeżeli neutron zderza się z szybko poruszającym się jądrem, może zwiększyć swą energię. W zderzeniu z powolnym jądrem neutron na ogół traci energię. Po wielu zderzeniach średnia energia neutronu osiąga wartość wyznaczoną przez temperaturę moderatora, ale są pewne neutrony „cieplejsze” i „chłodniejsze”. Neutrony superzimne powstają w tych, mało prawdopodobnych, zderzeniach, w których neutron traci prawie całą energię w pojedynczym zderzeniu. Zderzenia takie są bardzo mało prawdopodobne i neutrony superzimne stanowią bardzo małą część całkowitego strumienia. Energie termiczne jąder zaznaczono odpowiednim zaciemnieniem, energie neutronów są proporcjonalne do długości odcinków ich torów na rysunku

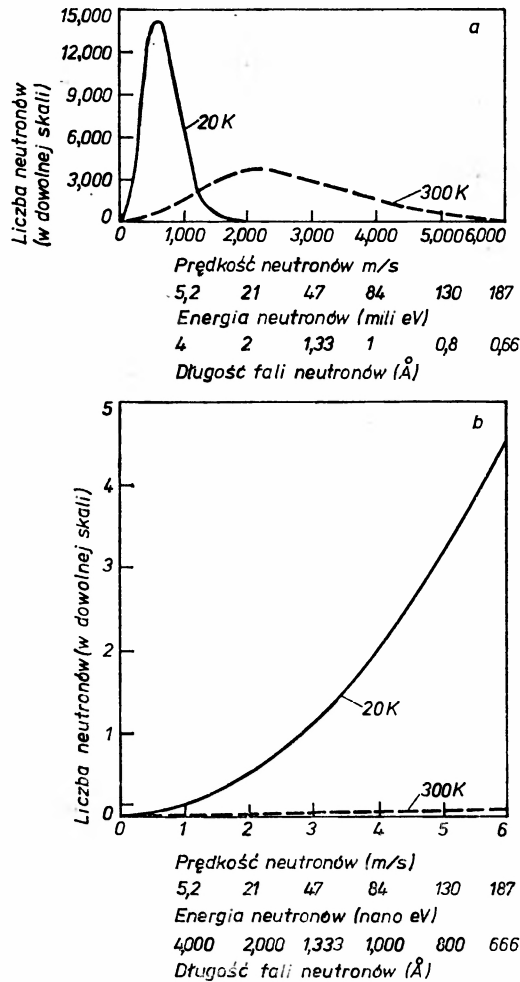
walne. Neutrony takie są w całości odbijane przez powierzchnię (zjawisko to zostało przewidziane i zademonstrowane w roku 1945 przez Enrico Fermiego). Neutron może pokonać odpychanie i przeniknąć do wnętrza materiału tylko wtedy gdy posiada składową prędkości normalną do powierzchni, przewyższającą pewną wartość krytyczną.

Prędkość krytyczna, jaką musi posiadać neutron aby wniknąć w głąb danej substancji jest wielkością charakterystyczną tej substancji. Dla niklu, żelaza, berylu i miedzi wynosi ona około 6 m/s; dla większości materiałów jest niższa. Neutron o prędkości 600 m/s odbije się od powierzchni miedzianej tylko wówczas jeżeli pada na tę powierzchnię pod kątem mniejszym niż pół stopnia, tak że składowa normalna do powierzchni jest mniejsza od wartości krytycznej. Tego rodzaju „poślizgowe” odbicie znajduje zastosowanie w zwierciadłach i przewodnicach wiązek neutronowych, gdy zależy nam na zminimalizowaniu strat natężenia wiązki.

Dla superzimnych neutronów prędkość całkowita jest mniejsza niż prędkość krytyczna dla danego materiału. Neutrony takie zawsze odbijają się od powierzchni niezależnie od kąta padania, a więc można je uwięzić w zamkniętej butli o ścianach z odpowiedniego materiału. Dla ustalenia przyjmijmy prędkość krytyczną jako prędkość będącą warunkiem

całkowitego odbicia od miedzi, która wynosi 6 m/s. Neutron poruszający się z prędkością 6 m/s ma energię 2×10^{-7} eV, co odpowiada temperaturze dwóch milikelwinów.

Z prostych obliczeń opartych na krzywej równowagi termicznej wynika, że superzimne neutrony winny występować w reaktorze w temperaturze pokojowej; są one jednak bardzo nieliczne. Przy 300 K stanowią one jedną część na 10^{11} całkowitego strumienia neutronów. Pierwszy projekt wydzielania i wyprowadzania superzimnych neutronów spośród neutronów w reaktorze podany został przez J. Zeldowicza z Akademii Nauk ZSRR w roku 1959.

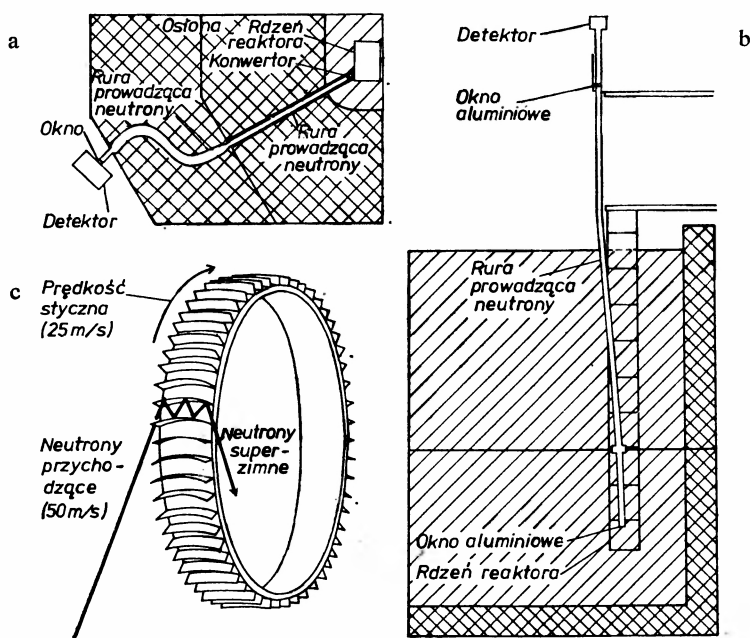


Rys. 3. Rozkład energii w gazie neutronowym w stanie równowagi termicznej wyznaczany jest przez temperaturę. Na rysunku (3a) pokazano całkowite widmo energii, przy czym liczba neutronów podana została jako funkcja trzech łączących się ze sobą wielkości, prędkości, energii i długości fali. W temperaturze pokojowej (300 K) prędkość średnia wynosi około 2350 m/s, a rozkład jest szeroki. W temperaturze ciekłego wodoru (20 K) rozkład jest węższy a średnia prędkość wynosi ok. 600 m/s. Na rys. 3b pokazano niskoenergetyczny kraniec widma w tysiącokrotnym powiększeniu. Neutrony z tego właśnie obszaru, o prędkościach poniżej 6 m/s, uważa się za superzimne. Nawet przy 20 K neutrony superzimne są rzadkie, a przy 300 K stanowią poniżej 1 na 10^{11} część całkowitego strumienia. Można je jednak wyprowadzić z reaktora nawet w temperaturze pokojowej

Pierwsze doświadczenia z superzimnymi neutronami wykonano niemal jednocześnie w roku 1968 w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej i w Politechnice w Monachium.

W Dubnej nieżyjący już F. L. Szapiro ze współpracownikami wyprowadzili neutrony z reaktora o małej mocy i pokazali, że można je przetrzymywać w ciągu wielu sekund. Zastosowali oni poziomą rurę o wielu skrętach, która prowadziła neutrony z obszaru w pobliżu rdzenia reaktora poprzez osłony aż do układu pomiarowego. Ze względu na liczne zakręty rury, tylko bardzo nieliczne neutrony o wyższej energii mogły przebyć całą jej długość, większość przenikała przez ściany rury i była pochłaniana w osłonie. Neutrony superzimne natomiast doznawały licznych kolejnych odbić i ze znacznym prawdopodobieństwem docierały do końca rury.

Przy tym systemie wyprowadzania pojawia się problem zakończenia końca rury znajdującego się w reaktorze. Nawet cienkie metalowe okno, ze względu na całkowite odbicie zamyka praktycznie drogę do rury właśnie neutronom superzimnym, na których nam zależy. Grupa Szapiro pokonała tę trudność instalując konwerty w oknie wejściowym. Niektóre wchodzące neutrony oddawały część swojej energii jądrom konwerty i same przechodziły w obszar energii neutronów superzimnych. Najlepszymi konwertyrami są materiały o dużej zawartości wodoru, jak polietylen czy woda.



Rys. 4. Wyprowadzenie superzimnych neutronów z reaktora można osiągnąć na kilka sposobów. Pozioma rura (a) prowadzi neutrony poprzez osłonę otaczającą rdzeń reaktora; przy zakrzywieniu rury neutrony o wyższej energii przenikają przez ściany i opuszczają rurę, a neutrony superzimne podążają za zakrzywieniem. Rura pionowa (b) przyjmuje w dolnym końcu neutrony o energiach nieco wyższych niż superzimne. W miarę pokonywania wysokości neutrony te zostają spowolnione przez ziemskie pole grawitacyjne do obszaru energii superzimnych. W turbinie neutronowej (c) neutrony poruszają się z prędkością ok. 50 m/s, odbijają się wiele razy od płatów szybko wirującej turbiny, tracąc energię przy każdym zderzeniu. Opuszczają turbinę z prędkością ok. 5 m/s.

W Monachium Albert Steyerl otrzymał superzimne neutrony przy pomocy innej metody. Wybierał on neutrony o prędkościach nieco wyższych niż krytyczna (tak że mogły one przechodzić przez okno wejściowe), a następnie wykorzystywał ziemskie pole grawitacyjne do ich spowolnienia. Uzyskiwano to prowadząc neutrony przez 11-metrową pionową rurę. Neutrony superzimne z reaktora nie mogą wznieść się na tę wysokość i nie docierają do aparatury umieszczonej przy górnym końcu rury, natomiast neutrony o energii nieco wyższej, które są w stanie pokonać całą wysokość, tracą znaczną część energii po drodze i docierają do aparatury jako superzimne.

Ostatnio Steyerl wprowadził inną metodę spowalniania neutronów, przy pomocy przepuszczania ich przez „turbinę”, która pochłania część ich energii. Turbinę stanowi koło o średnicy 1,7 m, na obwodzie którego przymocowano 660 zakrzywionych powierzchni odbijających. Koło to obraca się z prędkością styczną 25 m/s, a neutrony o prędkości około 50 m/s kierowane są nań tak, że padają na poruszające się powierzchnie pod kątem bliskim poślizgu. Każdy neutron może odbić się wielokrotnie i przy każdym odbiciu oddaje energię poruszającej się turbinie, podobnie jak byłoby w turbinie wodnej lub gazowej. Oczywiście energia neutronów nie wystarcza do poruszania turbiny; porusza ją motor elektryczny.

Całkowite odbicie superzimnych neutronów jest całkowite w tym sensie, że neutron nie może przeniknąć poprzez ciało stałe. Gdy neutron pada na powierzchnię ciała stałego, to w rzeczywistości możliwe są trzy procesy. Pierwszym jest rozproszenie elastyczne, przy którym neutron odbija się od powierzchni bez zmiany energii czy szybkości; inaczej mówiąc — bez wymiany energii z jądrami ciała stałego. Dla neutronów superzimnych rozpraszanie elastyczne jest procesem najbardziej prawdopodobnym; gdyby był to jedyny możliwy proces, neutrony takie można by uwięzić na czas nieograniczony (aż do ich rozpadu).

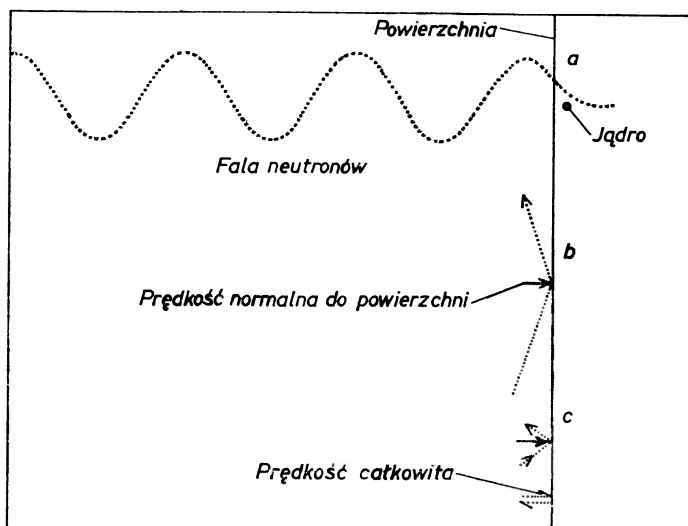
Inną możliwością jest rozpraszanie nieelastyczne, w którym następuje wymiana energii między neutronem a jądrem. Jądra atomowe w ciele stałym drgają wokół swoich położeń średnich, na skutek wzbudzeń termicznych. Ze względu na to, że fala neutronowa przenika w głąb ciała na pewną niewielką odległość, pokrywa kilka jąder ciała stałego może więc z nimi oddziaływać. Jeżeli neutron zderza się z jądrem cofającym się — traci energię, jeżeli ze zbliżającym się — jego energia nieco rośnie. W obydwu wypadkach neutron odbija się od powierzchni, ale jego prędkość ulega zmianie. Przyrost energii jest prawdopodobniejszy niż jej utrata i neutron, który uzyskuje energię prawie zawsze przekracza prędkość krytyczną. Wobec tego przy następnym zderzeniu ze ścianą naczynia neutron raczej przenika ją zamiast odbicia się i traci się go z uwięzionej próbki.

Trzecia możliwość przy zderzeniu neutronu z powierzchnią — to jego absorpcja przez jądro ścianki. Na przykład jądro węgla, składające się z 6 protonów i 6 neutronów może pochłonąć dodatkowy neutron stając się izotopem węgla 13. Podobnie jak rozpraszanie nieelastyczne, absorpcja eliminuje neutron z próbki uwięzionej.

Prawdopodobieństwo straty neutronów na skutek absorpcji lub rozproszenia nieelastycznego zależy od materiału, z jakiego zrobiona jest powierzchnia naczynia. Rozproszenie nieelastyczne jest bardziej prawdopodobne na lekkich jądrami, ponieważ w danej temperaturze poruszają się one szybciej niż jądra ciężkie. Prawdopodobieństwo absorpcji zależy w skomplikowany sposób od budowy jądra; zostało ono zmierzone dla większości

typowych jąder. Znając własności materiału, z którego wykonana jest ścianka naczynia, można obliczyć średnią liczbę uderzeń o ściankę, którą neutron może przeżyć nie ulegając absorpcji ani rozproszeniu nieelastycznemu. Dla miedzi liczba ta wynosi ok. 6000, dla berylu 200 000.

Oczekiwany czas uwięzienia neutronów w naczyniu jest wprost proporcjonalny do średniej liczby zderzeń, którym neutron może ulec bez opuszczania próbki. (Czas ten zależy również od rozmiarów i kształtu naczynia i od prędkości neutronu, ponieważ te czynniki



Rys. 5. Całkowite odbicie superzimnych neutronów od powierzchni ciał stałych jest wynikiem ich oddziaływania z jądrami. Fala opisująca ruch neutronu (a) ma długość ok. 1000 \AA (10^{-8} cm) i może przeniknąć tylko na ok. 100 \AA do wnętrza ciała stałego. W rezultacie powierzchnia ciała stałego odpycha neutrony: odpychanie to może być pokonane, jeżeli neutrony poruszają się w stronę powierzchni dostatecznie szybko. Neutron o umiarkowanej prędkości (b) zostanie na pewno odbity, jeżeli pada na powierzchnię pod niewielkim kątem do niej, tak że prędkość normalna jest mniejsza od prędkości krytycznej. Neutrony superzimne (c) to te, dla których całkowita prędkość jest mniejsza od krytycznej, tak że odbijają się od powierzchni nawet, gdy padają nań prostopadle. Dla miedzi prędkość krytyczna wynosi 6 m/s , neutrony powolniejsze można więc przechowywać w miedzianej butelce

wyznaczają czas pomiędzy zderzeniami ze ściankami). Jest faktem niepokojącym, że zmierzone czasy uwięzienia są znacząco mniejsze od przewidywanych. Wykonano wiele doświadczeń w wielu instytucjach, przy użyciu różnych technik i różnej aparatury i doświadczenia potwierdzają tę anomalie. Wyniki doświadczeń można prosto podsumować w następujący sposób: mimo znacznych różnic teoretycznego prawdopodobieństwa strat, większość materiałów dopuszcza średnio podobną liczbę zderzeń przed stratą neutronu — około 1000. Rozbieżność tę wykryto 10 lat temu i do dziś nie jest ona w pełni zrozumiana.

Najważniejszą hipotezą tłumaczącą te szybkie straty neutronów jest hipoteza o wpływie zanieczyszczeń na ściankach naczynia, głównie jonów OH^- lub innych jonów i substancji z dużą zawartością wodoru. Jądro wodoru może pochłoniąć neutron tworząc jądro deuteru. Co ważniejsze, wodór jest najlżejszym z jąder, składa się tylko z protonu i jego ruchy

termiczne są bardzo szybkie. Warstwa wodoru zaadsorbowana na ściankach może znacznie zwiększyć prawdopodobieństwo rozproszenia nieelastycznego.

Jeden z nas (Golub), pracując wraz z Williamem A. Lanfordem z Uniwersytetu Yale, zmierzył zawartość wodoru w powierzchniach przygotowanych w identyczny sposób jak materiały, z których sporządza się naczynia do przechowywania superzimnych neutronów. Okazało się, że powierzchnie te zawierają dostatecznie dużo wodoru aby tłumaczyło to anomalnie duże straty neutronów. W innym doświadczeniu A. V. Strelkow i M. Hetzelt z Instytutu Fizyki Jądrowej w Alma-Ata otoczyli pojemnik z superzimnymi neutronami detektorami, które mierzyły energię uciekających neutronów. Okazało się, że energia neutronów opuszczających pojemnik była bliska energii termicznej, czego należało oczekiwać, jeżeli neutrony uzyskały swą prędkość w zderzeniach nieelastycznych z zanieczyszczeniami ścianek.

Istnieją jednak dane, które niełatwo pogodzić z hipotezą zanieczyszczeń. Jeżeli za straty neutronów odpowiedzialne są zanieczyszczenia, to szybkość strat winna zależeć od temperatury ścianek. Wzrost temperatury zwiększa ruch termiczny atomów oraz powoduje uwolnienie części atomów z powierzchni, tak że może następować częściowe zniwelowanie tych dwóch efektów. Jak dotychczas nie zaobserwowano silnej zależności temperaturowej czasu uwięzienia neutronów. Nie powiodły się również próby zastąpienia adsorbowanego wodoru deuterem, co doprowadziłoby do zmniejszenia prawdopodobieństwa strat.

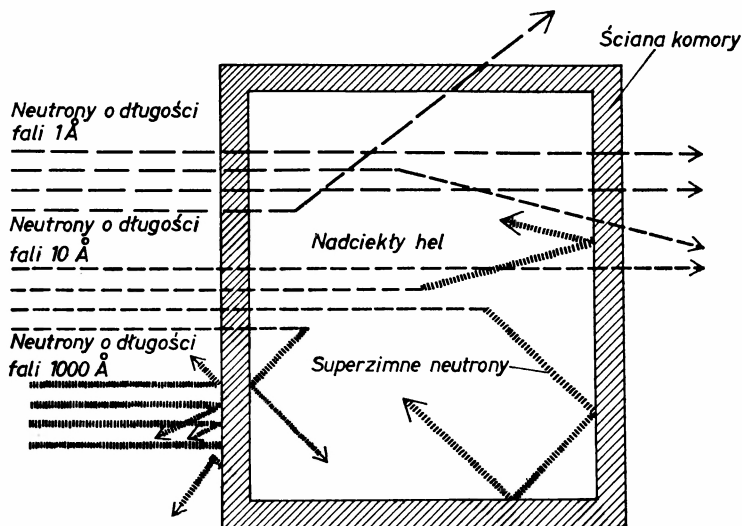
Strelkow i współpracownicy przeprowadzili interesujące doświadczenie, mające na celu uzyskanie jak najdłuższego czasu uwięzienia neutronów. Zastosowali oni neutrony o energii mniejszej niż 3×10^{-8} eV, czyli ok. 10 razy niższej niż energia krytyczna dla większości materiałów. Neutrony przechowywano w naczyniu, którego powierzchnia wewnętrzna była odnawiana w sposób ciągły przy pomocy pary metalu. Nie zaobserwowano wzrostu czasu przechowywania neutronów w miarę odnawiania powierzchni ścian naczynia. Doświadczenie nie miało jednak charakteru rozstrzygającego. Nie mierzono bowiem zawartości wodoru w odnawianych powierzchniach i mogło się okazać, że zawartość ta nie była znacząco mniejsza niż w ściankach przed odnowieniem.

Proponowano też inne efekty, które mogłyby wyjaśnić anomalny czas przechowywania neutronów. Na przykład, neutrony mogą rozpraszać się nieelastycznie na atomach, które przedysfundowały przez ścianki naczynia, albo też mogą wydostawać się na zewnątrz przez nieszczelność naczynia. Makroskopowe drgania ścianek naczynia spowodowane hałasem, mogłyby też spowodować przekazanie dodatkowej prędkości neutronom i zwiększyć prawdopodobieństwo rozprożeń nieelastycznych. Żaden z tych efektów nie jest dość duży na to, aby wytłumaczyć szybkość strat neutronów, tak że hipoteza zanieczyszczeń powierzchni wodorem wydaje się najprawdopodobniejsza. Przygotowuje się obecnie doświadczenia, w których ściany naczyń przechowujących neutrony będą chłodzone do temperatury ciekłego helu i zanieczyszczenia zredukowane przy pomocy wysokiej próżni. Doświadczenia te powinny sprawę rozstrzygnąć.

Można uniknąć skomplikowanych problemów oddziaływań ze ścianami stosując zupełnie odmienną metodę przechowywania superzimnych neutronów: przy pomocy uwięzienia ich w polu magnetycznym. Pole magnetyczne stosuje się zazwyczaj do sterowania torami cząstek takich jak elektrony czy protony w akceleratorach, czy też w pierścieniach akumulujących. Neutron nie posiada ładunku elektrycznego i jego tor nie odchyła się w jednorodnym

polu magnetycznym, posiada natomiast magnetyczny moment dipolowy, tzn. posiada biegun północny i południowy. Oś momentu dipolowego neutronu ustawiona jest zgodnie z osią spinu; spinowy moment pędu neutronu jest odpowiedzialny za jego moment magnetyczny.

W zewnętrznym, zmiennym od punktu do punktu polu magnetycznym dipolowy moment magnetyczny umożliwia nam sterowanie ruchem neutronu. W polu o określonym gradiencie jeden z biegunów dipola musi znajdować się w silniejszym polu niż biegun przeciwny, tak że na cząstkę wywierana jest siła. Rodzajem pola magnetycznego odpowied-



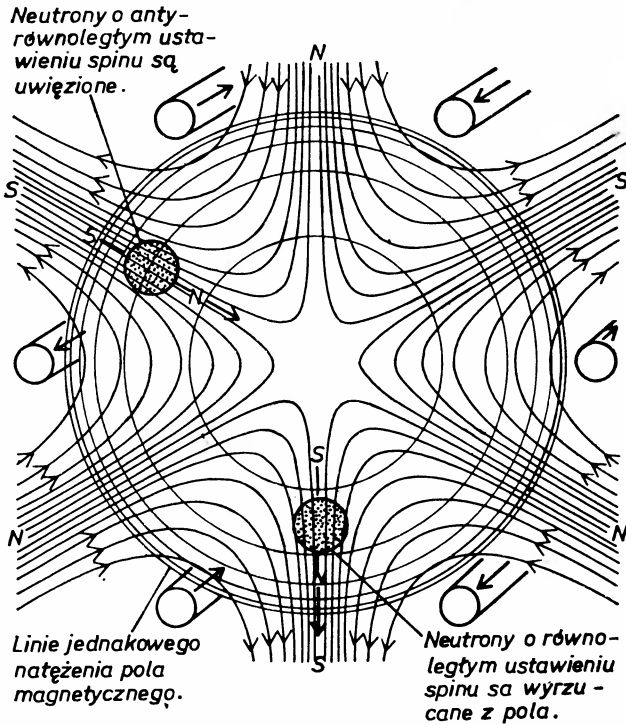
Rys. 6. Chłodzenie neutronów w ciekłym helu wykorzystuje kwantowo mechaniczne własności płynu nadciekłego do uwięzienia superzimnych neutronów o większej gęstości niż ich gęstość w reaktorze. Płyn nadciekły ma tylko kilka możliwych stanów ruchu, o określonych, odległych od siebie wartościach energii. Neutron o długości fali ok. 10 \AA może oddać prawie całą energię płynowi nadciekłemu, i jest mało prawdopodobne by ją odzyskał. Jeżeli płyn nadciekły umieścimy w naczyniu z odpowiedniego materiału, to neutrony o długości fali 10 \AA mogą przenikać przez ścianki, następnie konwertować w helu na neutrony superzimne, które zostaną uwięzione przez ścianki naczyń

niego dla uwięzienia neutronów jest tzw. układ hexapolowy, utworzony przez sześć biegunów magnetycznych o kolejno przemiennej biegunowości umieszczonych wokół cylindra. Linie sił takiego pola są dość skomplikowane, ale wartość pola zmienia się w sposób prosty. Wartość ta wynosi zero wzdłuż osi cylindra, a w kierunkach na zewnątrz od osi rośnie z kwadratem odległości.

Reakcja neutronu na pole hexapola zależy od orientacji spinu i dipolowego momentu magnetycznego. Jeżeli moment ten jest równoległy do pola zewnętrznego, to neutron podlega sile skierowanej od osi cylindra i jest wyrzucany z aparatury. Jeżeli moment dipolowy jest antyrównoległy do pola, siła skierowana jest ku osi (zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej możliwe są tylko te dwie orientacje). Jeżeli neutron, którego magnetyczny moment dipolowy ustawiony jest antyrównoległy do pola, posiada prędkość prostopadłą do osi, zbyt małą aby przezwyciężyć siłę związaną z gradientem pola, to wówczas pozostaje on permanentnie uwięziony. W zwykłych warunkach orientacja spinów neutronu jest

przypadkowa, połowa jest równoległa i połowa antyrównoległa do pola, a więc pole hexapola może uwięzić połowę dostępnych neutronów.

Oczywiście w cylindrycznym polu hexapola neutrony mogą uciekać przy końcach cylindra. W praktyce butelkę magnetyczną do przechowywania neutronów konstruuje się zakrzywiając cylinder tak aby utworzyć torus. Powstaje w ten sposób pierścienią akumulacji



Rys. 7. Heksapolowe pole magnetyczne może uwięzić superzimne neutrony. Kształt pola jest skomplikowany, ale wartość jego natężenia zmienia się w prosty sposób: wynosi zero wzdłuż osi i rośnie z kwadratem odległości od osi. Wynikający stąd gradient pola działa na magnetyczny moment dipolowy neutronu. Jeden z biegunów dipola znajduje się zawsze w silniejszym polu niż przeciwny i na cząstkę działa siła, której zwrot zależy od orientacji neutronu. Cylindryczne pole heksapolowe można wytworzyć przy użyciu sześciu prostoliniowych przewodników z prądem płynącym zgodnie z kierunkiem strzałek na rysunku

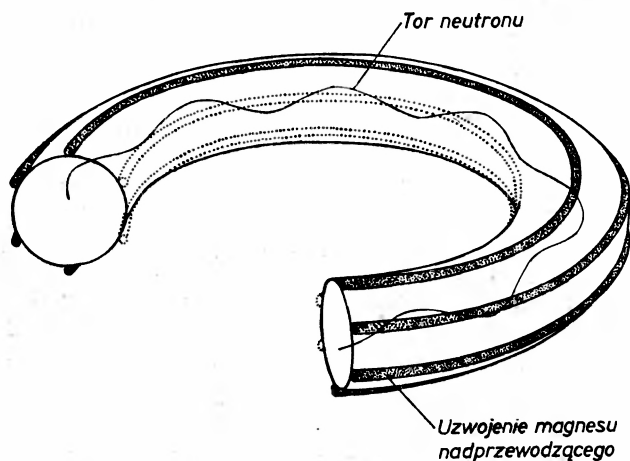
jący, w którym neutrony poruszają się po liniach śrubowych wokół osi torusa. Urządzenie to jest dokładnym analogiem pierścieni akumulujących dla protonów i elektronów, stosowanych w wielu ośrodkach fizyki wysokich energii.

Podobnie jak naczynie, butelkę magnetyczną charakteryzuje pewna prędkość krytyczna; jest to prędkość radialna, przy której neutron może opuścić obszar z gradientem pola. Prędkość krytyczna jest proporcjonalna do pierwiastka z natężenia pola i w praktyce potrzebne są bardzo silne pola. Urządzenie zbudowane przez Wolfganga Paula i Uwe Trinksa z Uniwersytetu w Bonn wytwarza pole omawianego typu, o natężeniu 50 000 gaussów przy pomocy uzwojeń nadprzewodzących. Pracuje ono przy reaktorze w Instytucie im. Maxa von Laue i Paula Langevina w Grenoble. Jest to wspólne laboratorium Francji, Republiki Federalnej Niemiec i Wielkiej Brytanii. Neutrony przechowywano

w tzw. pierścieniu akumulującym przez 45 minut, czyli w czasie trzykrotnie dłuższym od średniego czasu życia neutronu.

Ta sama grupa fizyków przygotowuje obecnie sferyczną butelkę magnetyczną, która powinna być jeszcze bardziej skuteczna. Trzy uzwojenia nadprzewodzące rozmieszczone są na powierzchni kuli, jedno na równiku, dwa równoległe doń. Wytworzone pole ma wartość zerową w środku kuli i rośnie symetrycznie we wszystkich kierunkach ze wzrostem odległości od środka. Neutrony o dostatecznie małej energii zostają uwięzione na orbitach kołowych lub eliptycznych, podobnych do orbit elektronów w prostym modelu atomu.

Nawet dla idealnego naczynia istnieje pewne podstawowe ograniczenie gęstości superzimnych neutronów, którą można osiągnąć ekstrahując neutrony z reaktora. Koncentracja w naczyniu nie może przekroczyć koncentracji w samym reaktorze, a ze względu na straty

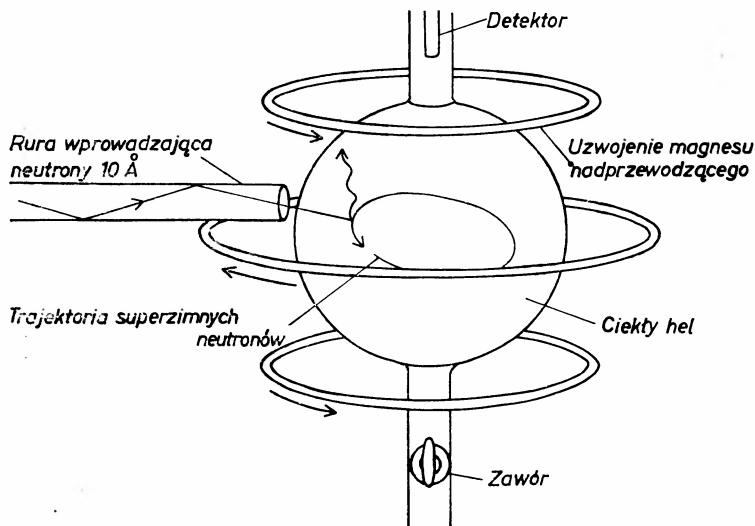


Rys. 8. Toroidalny pierścień akumulujący utrzymuje superzimne neutrony w heksapolowym polu magnetycznym. Neutrony poruszają się po torach śrubowych wokół linii środkowej torusa. Dwa uzwojenia wewnętrzne (zaznaczone na szaro) można usunąć ponieważ siła odśrodkowa zapobiega ucieczce neutronów do wewnątrz torusa. Pierścień zbudowany w Uniwersytecie w Bonn i stosowany w Instytucie Lauego-Langevina ma właśnie tę budowę. Nie pokazano tu urządzenia wprowadzającego neutrony

nie można nawet tej koncentracji osiągnąć. Pod tym względem neutrony przypominają cząsteczki gazu. System utworzony z reaktora, butelki neutronowej i rur doprowadzających można sobie przedstawić w postaci dwóch butli z gazem, jednej pełnej a drugiej pustej, połączonych rurą. Gdy otwieramy przegrodę w rurze, pusta butla stopniowo napęlnia się gazem, aż ciśnienie dorównuje ciśnieniu w butli pełnej i nie może już dalej rosnąć.

Na to, aby uzyskać większą koncentrację superzimnych neutronów, niezbędne jest chłodzenie neutronów wychodzących z reaktora. Nawet metody ekstrakcji neutronów, które obniżają ich średnią energię, takie jak metoda rury pionowej czy turbiny, nie odprowadzają ciepła. Na to, aby ochłodzić gaz, nie wystarczy zredukować średnią energię cząstek, trzeba jeszcze zmniejszyć szerokość widma energii wokół wartości średniej. Pionowa rura i turbina prowadzą do odjęcia określonej wielkości od energii każdego neutronu, ale nie zmieniają szerokości widma.

Dwóch z nas (Golub i Pendlebury) zaproponowało źródło superzimnych neutronów realizujące rzeczywiste ochłodzenie, w którym wykorzystuje się chłodzenie ciekłym helem. W temperaturze poniżej ok. 2 K hel ma własności nadciekłe: traci wszelką lepkość i przejawia własności kwantowo-mechaniczne na skalę makroskopową. Płyn nadciekły ma tylko

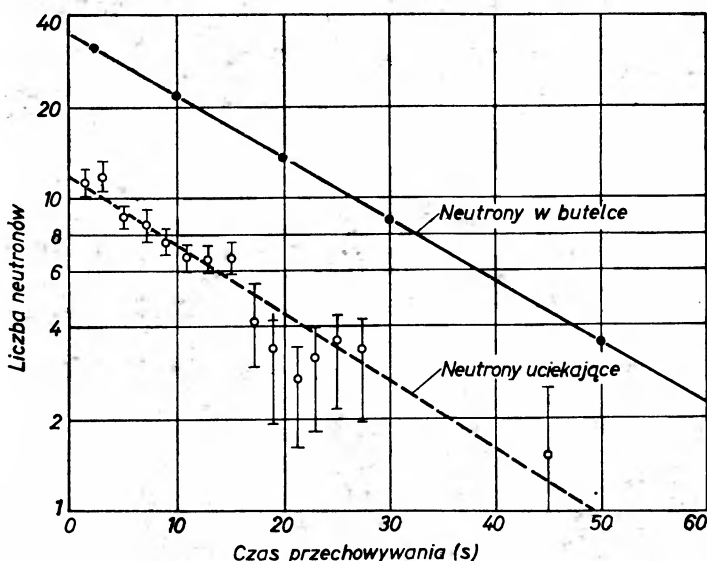


Rys. 9. Sferyczna butelka magnetyczna o polu magnetycznym z wartością zero w środku i natężeniem rosnącym z kwadratem odległości od środka. Urządzenie to, budowane obecnie przez Paula i współpracowników w Bonn wykorzystane będzie w Instytucie Lauego–Langevina jako nadciekłe źródło superzimnych neutronów. Butelka zostanie napełniona ciekłym helem, włączone pole magnetyczne i przez ścianki naczynia zostaną wprowadzone neutrony o długości fali 10 \AA . Neutrony te na skutek oddziaływań z helem staną się superzimne i pozostaną uwięzione w polu magnetycznym nawet po usunięciu helu

kilka możliwych stanów ruchu, każdy z nich określonej energii i pędzie. Wymiana energii między neutronem i płynem nadciekłym może nastąpić tylko wtedy, gdy wymieniana energia i pęd odpowiadają różnicy energii i pędu między dwoma stanami płynu nadciekłego. Neutron o energii około 1 milielektronowolta (o długości fali 10 \AA) może stać się neutronem superzimnym na skutek rozproszenia na płynie nadciekłym. Energia utracona przez neutron tworzy wzbudzenie kwantowo-mechaniczne w nadciekłym helu, zwane fononem, który to fonon następnie rozpada się. Z chwilą, gdy neutron stał się już superzimny, jedyną dlań drogą uzyskania energii od helu jest poprzez proces odwrotny, czyli taki, w którym fonon dostarcza mu energii do uzyskania wartości ok. 1 meV. Jeżeli utrzymuje się odpowiednio niską temperaturę, powiedzmy 1 K, fonony są nieliczne i rozpraszanie prowadzące do zwiększenia energii neutronu — mało prawdopodobne.

Neutrony oddają płynowi nadciekłemu nie tylko energię, ale i tracą ciepło. Ostatecznie rozkład energii staje się węższy. Gdy umieścimy nadciekły hel w strumieniu neutronów, następuje ciągły przepływ ciepła do helu. Przy pomocy zewnętrznego układu chłodzącego można odprowadzić to ciepło z helu i uzyskiwać w ciągły sposób superzimne neutrony. Ostatnio zademonstrowano w Instytucie Lauego–Langevina produkcję superzimnych neutronów przy pomocy tej metody.

Jeżeli hel umieści się w odpowiednim naczyniu, wytworzone w płynie nadciekłym superzimne neutrony winny być uwięzione przez ścianki naczynia. Przy użyciu tej metody można spodziewać się osiągnięcia znacznie większej gęstości superzimnych neutronów niż przy innych metodach. Straty w helu są zanedbywalne. Przekonaliśmy się już, że rozpraszanie nieelastyczne prowadzące do wzrostu energii jest bardzo mało prawdopodobne, a jeżeli hel składa się wyłącznie z najczęstszego izotopu — helu 4, absorpcja jest niemożliwa, gdyż jądro helu 4 nie może pochłoniąć neutronu. Chłodzenie całej aparatury powinno też znacznie



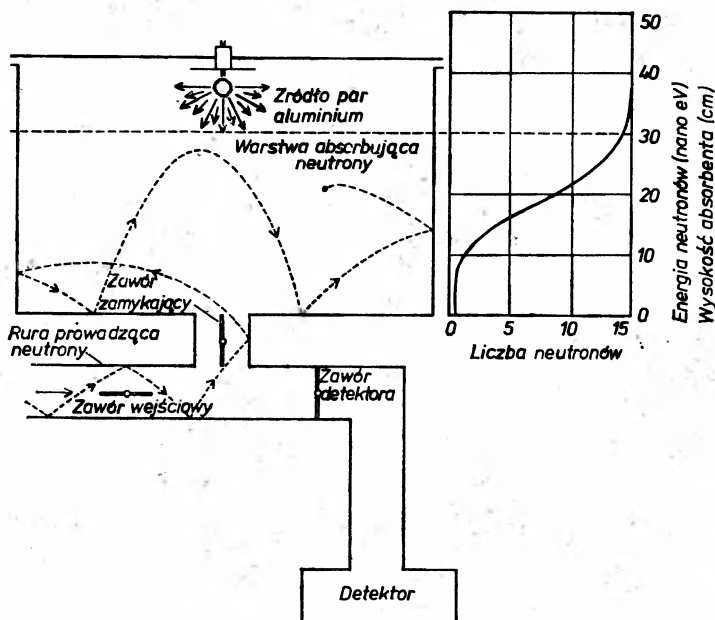
Rys. 10. Czas przechowywania neutronów w butli metalowej jest znacznie krótszy, niż to wynika z obliczeń teoretycznych. Prawdopodobną przyczynę tej rozbieżności wykryto otaczając detektorami miedziane naczynie z neutronami, tak że można było zliczać neutrony pozostające w butli i neutrony uciekające. Fakt, że obie liczby maleją z upływem czasu w ten sam sposób, sugeruje, że neutrony zyskują energię na skutek rozprożeń nieelastycznych i następnie uciekają, przenikając przez ścianki. Rozpraszanie nieelastyczne następuje prawdopodobnie na zanieczyszczeniach ścianek, głównie wodorem. Doświadczenie to zostało wykonane przez A. V. Strelkova i M. Hetzelta w Instytucie Fizyki Jądrowej w Alma-Ata w ZSRR

zredukować straty na ściankach związane z nieelastycznym rozpraszaniem na zanieczyszczeniach. Można też całkowicie wyeliminować inne ważne źródło strat — okno wejściowe do naczynia, przez które neutrony mogą też uciekać. Nie ma potrzeby budowania okna ponieważ ściany naczynia są przezroczyste dla neutronów o długości fali 10 Å, a nieprzezroczyste dla neutronów o dłuższej fali, wytworzonych wewnątrz naczynia.

Z chwilą gdy neutron osiągnie zakres energii neutronów superzimnych w źródle helowym, ma bardzo duże prawdopodobieństwo pozostania w nim aż do rozpadu. W większości eksperymentów z konwencjonalnym systemem ekstrakcji i przechowywania neutronów, uzyskiwana gęstość superzimnych neutronów wynosi mniej niż 1 na centymetr sześcienny. Oceniamy, że praktyczne źródło z nadciekłym helem umieszczone na zewnątrz reaktora przy zakończeniu rury wyprowadzającej neutrony mogłoby zwiększyć osiągalną gęstość superzimnych neutronów o czynnik 10 do 100. Źródło takie budowane jest obecnie w Instytucie Lauego-Langevina.

Sferyczna butelka magnetyczna, budowana w Bonn przez Paula i Trinksa będzie wykorzystywać płyn nadciekły. Kula zostanie napełniona ciekłym helem i po włączeniu pola magnetycznego zostanie naświetlona wiązką 10 \AA neutronów. Gdy zgromadzi się dostateczna ilość superzimnych neutronów, hel zostanie odprowadzony, ale neutrony pozostaną uwięzione przez gradient pola magnetycznego. Jedynym istotnym mechanizmem powodującym straty neutronów pozostanie ich rozpad beta.

Jednym z powodów, dla których dąży się do uzyskania możliwie długiego czasu przechowywania superzimnych neutronów, jest potrzeba dokładnego pomiaru ich czasu życia.



Rys. 11. W innym doświadczeniu Strelkowa i współpracowników zastosowano naczynie o ściankach odnawianych w sposób ciągły i neutrony poruszające się z prędkością nieco powyżej 1 m/s . Po wprowadzeniu neutronów przez zawór wejściowy naczynie zamknięto i na określonej wysokości ustawiono warstwę absorbującą neutrony. Neutrony, które zdołały dotrzeć do absorbenta, były w nim pochłaniane, tak że przeżywały tylko te, które poruszały się zbyt wolno, aby osiągnąć absorbent. Liczbę tych neutronów określono otwierając po pewnym czasie przechowywania — zawór wejściowy prowadzący do detektora. Widmo energii neutronów (wykres prawy) określono mierząc liczbę neutronów pozostających w naczyniu jako funkcję wysokości umieszczenie absorbenta. W celu zmniejszenia zanieczyszczeń powierzchniowych na ścianki naczynia naparowywano w sposób ciągły warstwę aluminium, ale nie wpłynęło to na czas przechowywania neutronów. Mimo to hipoteza o wpływie zanieczyszczeń pozostaje w mocy, ponieważ w doświadczeniu tym nie mierzono zawartości wodoru w naparowanej warstwie aluminium

Jak już wspomniano, neutron poza jądrem rozpada się na proton, elektron i neutrino. Ten proces rozpadu beta rządony jest przez jedno z czterech podstawowych oddziaływań występujących w naturze — przez oddziaływanie słabe. Rozpad jest procesem statystycznym, i nie można przewidzieć jak długo będzie żył określony neutron, ale można oczywiście zmierzyć średni czas życia.

Przyjęta obecnie wartość średniego czasu życia swobodnych neutronów wynosi 918 s, czyli 15 minut i 18 sekund. Dokładność pomiaru wynosi plus minus 14 s, czyli błąd wynosi 1·5%. Czasy życia wielu znacznie bardziej egzotycznych cząstek znane są znacznie dokładniej. Tak na przykład mion, również rozpadający się słabo, ma czas życia — dwie milionowe części sekundy, wyznaczony z dokładnością 0·003 procent. Dokładniejsza znajomość czasu życia neutronu może doprowadzić do lepszego zrozumienia słabych oddziaływań.

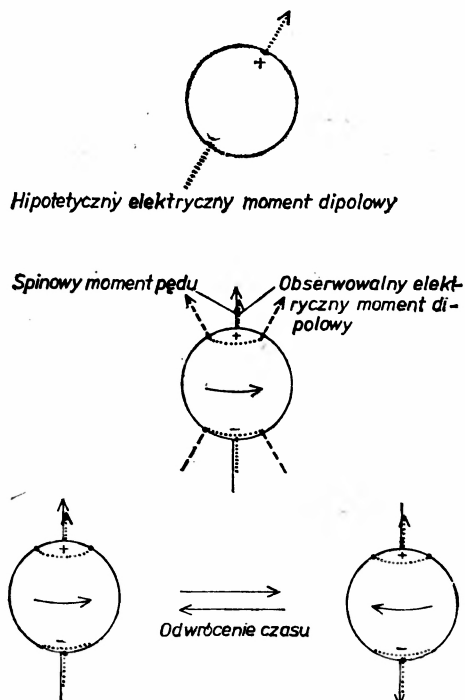
Prosta metoda pomiaru czasu życia polega na zgromadzeniu określonej liczby neutronów i badaniu ile z nich pozostaje w miarę upływu czasu. W rezultacie powinno się otrzymać krzywą eksponencjalną, i na podstawie jej kształtu — w prosty sposób wyznaczyć średni czas życia. Trudność w zastosowaniu tej metody wiąże się z tym, że neutron jest cząstką elektrycznie obojętną i trudno ją rejestrować z dużą wydajnością. Jedyna praktyczna metoda detekcji powolnego neutronu polega na jego absorpcji w jądrze, które w rezultacie wysyła energetyczną cząstkę naładowaną, i ona to podlega bezpośredniej detekcji. W detektorach neutronów stosuje się najczęściej hel 3, rzadki izotop helu, silnie absorbujący neutrony. Konwencjonalny pomiar czasu życia neutronu, przeprowadzony na swobodnej wiązce neutronowej, wymaga dwóch detektorów. Jeden z nich liczy neutrony w wiązce. Drugi reaguje na elektrony lub protony — czyli liczy ile neutronów uległo rozpadowi. Dokładność wyznaczania czasu życia zależy od wydajności obu detektorów, a wiadomo że jest ona ograniczona. Mając do dyspozycji neutrony uwięzione można by znacznie uprościć procedurę, stosując tylko jeden detektor. Monitorując liczbę neutronów w naczyniu w zależności od czasu, można wyznaczyć szybkość ich ubywania. Jeżeli można zaniedbać straty związane z ucieczką to szybkość ubywania zależy wyłącznie od czasu życia neutronów ulegających rozpadowi beta. Wykonywano już w Bonn pierwsze pomiary czasu życia superzimnych neutronów, i można sądzić, że precyzja tych pomiarów wzrośnie, tak że wkrótce dokonane zostaną ostateczne pomiary. W doświadczeniu wykonywanym w Instytucie Lauego–Langevina przy użyciu butelki magnetycznej oczekuje się, że dokładność określenia czasu życia neutronu ograniczona będzie tylko błędami statystycznymi, a nie eksperymentalnymi. Błędy statystyczne zależą tylko od liczby neutronów użytych w doświadczeniu — i cierpliwości eksperymentatora.

Możliwość uzyskania dłuższego czasu przechowywania neutronów może też przydać się do wyznaczenia elektrycznego momentu dipolowego neutronu. Całkowity ładunek elektryczny neutronu wynosi zero, ale może się okazać, że istnieje pewien rozkład ładunków w neutronie, i ładunki te kompensują się. Taką strukturę neutronu przewiduje model kwarków, z których neutron ma być zbudowany. Jeżeli ładunki dodatni i ujemny są rozsunięte w sposób trwały, lub jeżeli poruszają się, lecz tak, że większość czasu przebywają w różnych obszarach, to neutron będzie posiadał dipolowy moment elektryczny: mówiąc obrazowo — będzie miał „wierzchołek” dodatni i ujemny. Wartość tego momentu dipolowego może być bardzo mała, ale konsekwencje jego istnienia — bardzo istotne. Odkrycie elektrycznego momentu dipolowego neutronu będzie oznaczało iż łamana jest symetria odwrócenia czasu.

W fizyce termin symetria rozumieć należy szerzej niż w potocznym znaczeniu. Zasada określonej symetrii stwierdza, że dany obiekt lub proces pozostaje niezmienny pod działaniem określonej symetrii. Na przykład symetria względem translacji w przestrzeni znaczy,

że doświadczenie wykonane w Alma-Ata da te same wyniki, co doświadczenie powtórzone w odległości 8000 km w Grenoble.

W fizyce cząstek elementarnych ważne są symetrie parzystości i odwrócenia czasu. Symetria ze względu na operację parzystości stanowi, że procesy fizyczne nie rozróżniają skrętności lewej i prawej. Jeżeli zasada zachowania parzystości obowiązuje w przyrodzie, to zderzenie dozwolone przez prawa fizyki winno być również dozwolone po zamianie stro-



Rys. 12. Istnienie różnego od zera elektrycznego momentu dipolowego neutronu oznaczałoby łamanie symetrii odwrócenia czasu. Występowanie elektrycznego momentu dipolowego polega na rozdzieleniu ładunków elektrycznych, tak że cząstka ma jakby koniec dodatni i koniec ujemny. Moment dipolowy można przedstawić w postaci wektora, który na tym rysunku skierowany jest w stronę bieguna dodatniego. Spinowy moment pędu neutronu jest również wektorem. Oba te wektory muszą być ustawione równoległe, a raczej tylko ta składowa momentu dipolowego może być obserwowana, która jest równoległa do wektora spinu. Symetria odwrócenia czasu wymaga, aby stan cząstki pozostał niezmienny po odwróceniu kierunku wszystkich ruchów. W pewnym stanie początkowym wektory spinu i elektrycznego momentu dipolowego mogą być np. równoległe. Odwrócenie czasu spowoduje odwrócenie kierunku wektora spinu, a nie wpłynie na zwrot elektrycznego momentu dipolowego. Oba stany — początkowy i końcowy — nie będą równoważne i symetria zostanie złamana

ny lewej i prawej, tak jak w odbiciu zwierciadlanym. W roku 1967 C. S. Wu wraz ze współpracownikami z Uniwersytetu Columbia pokazali że symetria „lewe-prawe” nie zawsze obowiązuje. Zademonstrowali oni złamanie parzystości w rozpadzie beta jądra kobaltu 60; obecnie wiadomo, że parzystość nie zachowuje się we wszystkich rozpadach beta, włączając rozpad neutronu. (Istnieją jednak oddziaływania, w których parzystość zachowuje się w sposób ścisły).

Symetria odwrócenia czasu stanowi, że dowolny proces dozwolony przez prawa natury będzie też dozwolony, jeżeli zawrócimy wszystkie ruchy, czyli, inaczej mówiąc, jeżeli czas popłynie w przeciwną stronę. W skali makroskopowej znacznie częściej obserwujemy łamanie tej symetrii niż jej zachowanie: naczynie szklane rozbija się, ale nie skleja samo z powrotem. Tego typu odwrócenie procesu jest jednak tylko bardzo nieprawdopodobne, a nie łamie żadnego z podstawowych znanych praw fizycznych. Na poziomie cząstek subatomowych większość procesów wydaje się być całkowicie odwracalna. Tak jak neutron rozpada się na proton, elektron i neutrino, tak też proton, elektron i neutrino mogą z powrotem utworzyć neutron.

Jeden przykład łamania symetrii odwrócenia czasu zaobserwowano w fizyce cząstek elementarnych. Dotyczy to rozpadu neutralnego mezonu K , i zostało zaobserwowane w serii doświadczeń, zapoczątkowanych pracą, której autorami byli James H. Christensen, James W. Cronin, Val L. Fitch i Renè Turlay z Uniwersytetu w Princeton. Poza procesem rozpadu K^0 nie zaobserwowano dotychczas łamania symetrii odwrócenia czasu. Co więcej, nie jest jeszcze jasne, jakie spośród czterech typów oddziaływań występujących w naturze jest odpowiedzialne za to łamanie symetrii. Prawdopodobnym kandydatem jest oddziaływanie słabe, odpowiedzialne za łamiące parzystość rozpady beta. Możliwe też, że odpowiedzialne są oddziaływania elektromagnetyczne, albo też hipotetyczne na razie, oddziaływania supersłabe.

Obserwacja elektrycznego momentu dipolowego dowolnej cząstki elementarnej stanowiłaby nowy dowód łamania symetrii odwrócenia czasu. Wynika to z następującego rozumowania. Jeżeli cząstka posiada elektryczny moment dipolowy, to oś łącząca bieguny o przeciwnych znakach musi być ustawiona zgodnie z osią spinu. Gdyby elektryczny moment dipolowy był ustawiony prostopadle do osi spinu, tak że bieguny znajdowałyby się „na równiku”, wówczas spinowy obrót cząstki powodowałby zerowanie się średniego momentu dipolowego, podobnie jak to się dzieje z czarno-białym dyskiem, który wydaje się szary przy szybkich obrotach. Gdyby dipol był nachylony pod pewnym kątem do osi spinu, tylko jego składowa równoległa do tej osi byłaby możliwa do zaobserwowania.

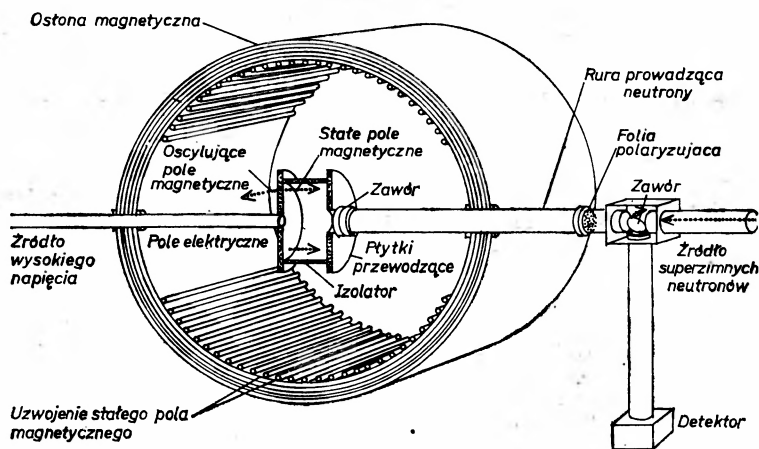
Spin i elektryczny moment dipolowy możemy przedstawić w postaci strzałek czy też wektorów. Zwrot wektora spinu określamy zgodnie z regułą prawej ręki: jeżeli palce prawej ręki zwinimy wokół cząstki zgodnie z jej obrotem, to kciuk wskazuje nam kierunek i zwrot wektora spinu. Wprowadzimy podobną umowę dla wektora elektrycznego momentu dipolowego: łączy on oba bieguny i skierowany jest w stronę ładunku dodatniego. Przypuśćmy, że w chwili początkowej wektor spinu i dipol elektryczny zwrócone są w tę samą stronę ku górze. Jeżeli odwracamy kierunek biegu czasu, cząstka obraca się w przeciwną stronę i spin zwraca się ku dołowi. Odwrócenie czasu nie wpływa na elektryczny moment dipolowy, podobnie jak na całkowity ładunek cząstki. Tak więc w stanie początkowym oba wektory są równoległe a w stanie po odwróceniu czasu — antyrównoległe: oba te stany nie są sobie równoważne i symetria odwrócenia czasu jest pogwałcona. Zwróćmy uwagę na zupełnie odmienną sytuację z momentem dipolowym magnetycznym, który zależy od kierunku spinu; po odwróceniu czasu moment dipolowy magnetyczny zmienia zwrot i pozostaje zgodny z wektorem spinu.

Poszukiwania elektrycznego momentu dipolowego skoncentrowano na neutronie głównie dlatego, że niezbędne doświadczenia są prostsze dla neutronów niż dla innych

cząstek. Doświadczenia z energetycznymi neutronami pozwoliły dotychczas wyznaczyć górną granicę elektrycznego momentu dipolowego neutronu: jeżeli istnieje, to wynosi mniej niż $3 \times 10^{-24} e \cdot \text{cm}$, gdzie e jest ładunkiem elektronu. W roku 1968 Szapiro z Dubnej zwrócił uwagę, iż doświadczenia z superzimnymi neutronami mogą obniżyć tę granicę.

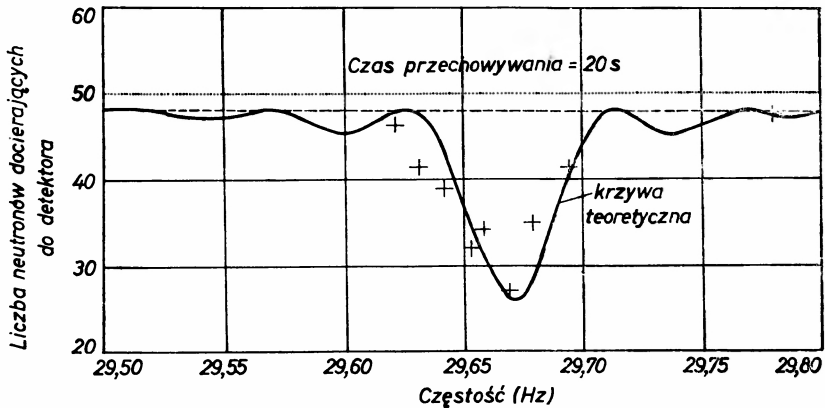
Technika doświadczalna polega tu na poddaniu neutronów działaniu silnego pola elektrycznego: jeżeli neutron posiada dipolowy moment elektryczny, to energia jego zależy w pewnym stopniu (niewielkim) od orientacji dipola względem pola elektrycznego. Jeżeli neutron dokona zwrotu biegunów, to jego energia zmieni się o wielkość proporcjonalną do wartości momentu dipolowego i natężenia zewnętrznego pola elektrycznego.

Na to, aby zaobserwować tę niewielką zmianę energii, trzeba w praktyce zastosować metodę pośrednią. Początkowo wprowadza się pewną znaczną zmianę energii stosując silne stałe pole magnetyczne, które oddziałuje na magnetyczny (nie elektryczny) moment dipolowy neutronu. Oscylujące pole magnetyczne obraca o 180° ustawienie spinu neutronów. Częstość zmian pola potrzebna do uzyskania tego efektu silnie zależy od dokładnej wartości energii neutronów, a więc jest w pewnym stopniu wyznaczona przez oddziaływanie elektrycznego momentu dipolowego neutronu z zewnętrznym polem elektrycznym. Jeżeli elektryczny moment dipolowy neutronu jest różny od zera, to przy zmianie natężenia pola elektrycznego powinna zmieniać się częstość rezonansowa pola magnetycznego. Jeżeli elektryczny moment dipolowy neutronu równy jest zeru, pole elektryczne nie powinno wpływać na częstość pola wywołującego odwrócenie spinu. Pomiar częstości można wykonać z dokładnością do jednego cyklu, ale znaczenie tej niepewności maleje gdy zwiększa się zmierzona liczba cykli. Zastosowanie superzimnych



Rys. 13. W doświadczeniu poszukującym elektrycznego momentu dipolowego neutronu usiłuje się wyznaczyć małą zmianę energii neutronu poddanego działaniu silnego pola elektrycznego. Pole elektryczne wzbudzone jest przy pomocy wysokiego napięcia przyłożonego do dwóch płytek przewodzących, a cała komora umieszczona jest w stałym polu magnetycznym. Neutrony wchodzi do komory po przejściu przez folię polaryzującą, która wybiera neutrony o momencie magnetycznym ustawionym równoległe do stałego pola magnetycznego. Oscylujące pole magnetyczne odwraca spin i moment magnetyczny neutronów, tak że nie mogą one przeniknąć z powrotem przez folię i dotrzeć do detektora. Częstość oscylacji potrzebna do odwrócenia spinu zależy od dokładnej wartości energii neutronu, na którą ma wpływ elektryczny moment dipolowy. Jeżeli elektryczny moment dipolowy neutronu ma wartość różną od zera, zmiana natężenia pola elektrycznego spowoduje zmianę częstości rezonansowej pola magnetycznego

neutronów umożliwia długi czas obserwacji i pozwala na dokładne wyznaczenie częstości rezonansowej — a więc doświadczenie stanowi czuły test na wartość elektrycznego momentu dipolowego neutronu. Ostatnio V. M. Łobaszow i jego współpracownicy z Instytutu Fizyki Jądrowej w Leningradzie donieśli o pierwszych wynikach poszukiwania elektrycznego momentu dipolowego neutronu przy użyciu superzimnych neutronów. W ich doświadczeniu neutrony nie były uwięzione, ale powoli przechodziły przez obszar pól elektrycznego i magnetycznego w czasie około 4 sekund. Wyniki mają charakter wstępny i choć na razie



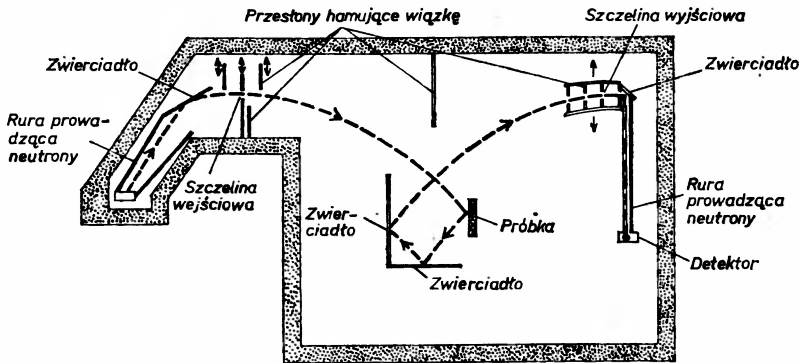
Rys. 14. Sygnał rezonansowy otrzymany w Instytucie Lauego–Langevina przy użyciu opisanej powyżej aparatury jest czułym wskaźnikiem energii neutronu. Wyraźne minimum krzywej wiąże się z odwróceniem spinu i momentu magnetycznego neutronu w chwili, gdy oscylujące pole magnetyczne osiąga częstość rezonansową. Neutrony z odwróconym spinem nie mogą przeniknąć poprzez folię polaryzującą i nie docierają do detektora. Istnienie elektrycznego momentu dipolowego neutronu przejawiliby się w przesunięciu położenia minimum krzywej. Dokładność pomiaru częstości rezonansowej zależy od czasu pomiaru. Możliwość przechowywania neutronów w ciągu długiego czasu powinna pozwolić na ustalenie dokładniejszej wartości górnej granicy wartości elektrycznego momentu dipolowego neutronu

nie przesunęły znanej granicy na wartość elektrycznego momentu dipolowego, to wykazały, że stosowana technika może pozwolić na większą niż inne dokładność. My przygotowujemy obecnie w Instytucie Lauego–Langevina doświadczenie, w którym zastosujemy uwięzione neutrony i być może wyznaczmy nową granicę dla wartości elektrycznego momentu dipolowego neutronu.

Tradycyjnym zastosowaniem neutronów termicznych jest badanie struktur i drgań atomowych i molekularnych, zwłaszcza w ciałach stałych. Neutrony uzupełniają stosowane w tych dziedzinach badania przy pomocy promieni X i innych rodzajów promieniowania elektromagnetycznego. Promienie X reagują głównie na elektrony w ciele stałym, neutrony zaś oddziałują z jądrami atomowymi. Zastosowanie neutronów superzimnych jest podobne jak termicznych, ale ich mała energia i znaczna długość fali pozwalają na szerszą skalę badań materiałowych. Steyerl zbudował nowy typ spektrometru superzimnych neutronów. W zwykłym spektrometrze cząstek naładowanych energia cząstek wyznaczana jest przy pomocy magnesu zakrzywiającego ich tory. W spektrometrze superzimnych neutronów rolę analizatora spełnia ziemskie pole grawitacyjne. Neutrony wchodzi do spektrometru poruszając się w płaszczyźnie poziomej i następnie doznają przyspieszenia opadając w określonej odległości na próbkę. Odbite od próbki neutrony unoszą się na tyle, na ile pozwala

im pole grawitacyjne i trafiają do szczeliny wyjściowej. Jeżeli oddziaływanie z próbką było całkowicie elastyczne, neutrony wzniosą się na tę samą wysokość, z jakiej opadły. Każda wymiana energii z próbką zostanie wykryta poprzez zmianę maksymalnej wysokości, na którą uniosą się neutrony.

Ze względu na to, że całkowita energia neutronów jest bardzo mała (około 10^{-7} eV), urządzenie jest niezwykle czułe na małe zmiany energii wywołane oddziaływaniem z próbką. Taki spektrometr może dostarczyć dokładniejszych informacji o ruchach atomów w ciałach stałych i siłach działających między nimi. Neutrony superzimne przenikają tylko na głębokość około 100 \AA — a więc spektrometr może się przydać do badania cienkich warstw

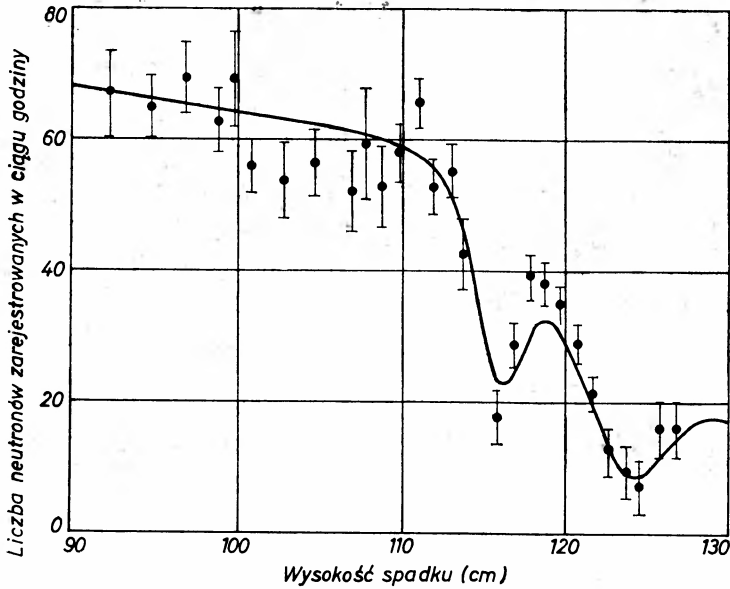


Rys. 15. Spektrometr neutronowy zbudowany przez Alberta Steyerla i współpracowników w Politechnice w Monachium wykorzystuje ziemskie pole grawitacyjne do wyznaczania energii superzimnych neutronów odbijających się od próbki. Neutrony wchodzi poziomo do aparatury, a następnie opadają na próbkę doznając przyspieszenia. Po odbiciu od próbki i od kilku zwierciadeł neutrony unoszą się ku górze na maksymalną możliwą energetycznie wysokość i zostają zebrane przez szczelinę wyjściową, umieszczoną na regulowanej wysokości. Wysokość, na jaką mogą się wnieść neutrony, jest bardzo czułą funkcją ich energii.

Urządzenie to nadaje się szczególnie do badania cienkich warstw i powierzchni ciał stałych

i powierzchni ciał stałych. Steyerl zademonstrował już interferencję neutronów odbitych od warstw o grubości około 1000 \AA .

Dyfrakcja neutronów (a także elektronów i nawet atomów) obserwowana była wielokrotnie i stanowi najbardziej przekonujący dowód falowej natury tych obiektów. Zjawisko dyfrakcji wywołuje się najczęściej przepuszczając wiązkę cząstek przez uporządkowany układ atomów w kryształ, w którym odległości międzyatomowe są rzędu angstroma. Steyerl zademonstrował dyfrakcję superzimnych neutronów na siatce dyfrakcyjnej podobnej do stosowanych w optyce. Eksperyment ten jest bezpośrednim przejawem efektu kwantowo-mechanicznego: pokazuje, że fala opisująca neutron rozciąga się na obszar rzędu 1000 \AA . Tego typu doświadczenia mogą posłużyć do dokładnego porównania długości fali optycznej i fali neutronowej i być może, do nowego wyznaczenia jednej z podstawowych stałych przyrody — stałej Plancka. Steyerl i G. Shütz projektują też budowę mikroskopu neutronowego. W urządzeniu tym neutrony będą ogniskowane przy pomocy soczewki Fresnela, której działanie opiera się na interferencji; nie może ona być zbudowana dla neutronów o mniejszej długości fali. Mikroskop neutronowy może uzupełniać istniejące mikroskopy elektronowe. Pewne materiały, nierozróżnialne czy przepuszczalne dla elektronów, oświetlone wiązką neutronów wykazują wyraźną strukturę.



Rys. 16. Widmo neutronów odbitych od cienkiej folii złotej umieszczonej na jednym ze zwierciadeł w spektrometrze ma charakter interferencyjny, co jawnie świadczy o falowej naturze neutronu. Wysokość, z jakiej neutrony opadały na folię, zmieniano w zakresie ok. 40 cm, co powodowało odpowiednie zmiany energii. Maksima krzywych opisujących liczbę neutronów zarejestrowanych przy szczelinie wyjściowej odpowiadają energii, przy której następuje interferencja konstruktywna w folii złotej, a minima odpowiadają interferencji destruktywnej

Budowa wspomnianych instrumentów i dokonujący się postęp w doświadczeniach nad czasem życia i elektrycznym momentem dipolowym neutronu sugerują, że kończy się pierwszy etap badań nad superzimnymi neutronami. Pierwsze dziesięciolecie po ich wykryciu poświęcono głównie badaniom nad tym, jak te neutrony uzyskać, jak je przechowywać i jak się nimi posługiwać. Obecnie można je wykorzystać do badania samego neutronu i innych cząstek.

Tłumaczyła *H. Białkowska*

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

R Ó Ż N E

Włodzimierz Trzebiatowski — Laureat medalu im. Mariana Smoluchowskiego 1978**Włodzimierz Trzebiatowski — Marian Smoluchowski Medal Winner (1978)**

Dnia 24 września 1979 r., podczas otwarcia XXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu, odbyło się uroczyste wręczenie prof. Włodzimierzowi Trzebiatowskiemu Medalu im. Mariana Smoluchowskiego, przyznanego mu przez Polskie Towarzystwo Fizyczne w roku 1978 (zob. Kronikę w zesz. 2, 1979). Wręczenia dokonał prezes PTF, prof. Zdzisław Wilhelmi. Okolicznościowe przemówienie wygłosił prof. Zygmunt Galasiewicz. Tekst jego zamieszczamy poniżej. Prof. Trzebiatowski wygłosił inauguracyjny wykład pt. „Struktura i własności fizyczne związków międzymetalicznych”, którego tekst otwiera niniejszy zeszyt.

Przemówienie Zygmunta Galasiewicza

Jako przedstawiciel środowiska naukowego Wrocławia chciałbym wyrazić szczególną radość, że największe wyróżnienie i uznanie za osiągnięcia naukowe, jakim dysponuje Polskie Towarzystwo Fizyczne, Medal im. Mariana Smoluchowskiego, został przyznany jednemu z najbardziej rdzennych wrocławian. Włodzimierz Trzebiatowski, urodzony w Wielkopolsce, do szkół uczęszczał we Wrocławiu, a potem całą swą powojenną działalność naukową związał właśnie z tym miastem.

Pracę naukową rozpoczął w r. 1928 na Politechnice Lwowskiej, gdzie w r. 1930 doktoryzował się, a w r. 1934 habilitował. Następnie w latach 1934—1938 odbył staże naukowe w Zurychu, Berlinie, Fryburgu i Sztokholmie, a po wojnie w Stanach Zjednoczonych. Profesorem nadzwyczajnym został w r. 1938 na Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie, a profesorem zwyczajnym w r. 1946 na Uniwersytecie Wrocławskim. W r. 1956 został członkiem rzeczywistym PAN. W latach 1969—71 był wiceprezesem PAN, a następnie do r. 1977 prezesem PAN.

Jest członkiem zagranicznym Akademii Nauk ZSRR, Czechosłowacji, Mongolii, Kuby i NRD oraz doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Wrocławskiego, Politechniki Wrocławskiej, Uniwersytetu Warszawskiego oraz Uniwersytetu Śląskiego. Od r. 1966 do 1973 był dyrektorem Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN oraz od r. 1969 do chwili obecnej jest dyrektorem Międzynarodowego Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur. Brał i bierze czynny udział w pracach licznych komisji i komitetów naukowych.

Wśród wielu ważnych osiągnięć naukowych Włodzimierza Trzebiatowskiego takich jak prace, które stały się podstawą metalurgii proszkowej czy fundamentalne prace w dziedzinie rentgenowskiej analizy strukturalnej, badania własności magnetycznych związków uranu z pierwiastkami grupy V i VI przyniosły wyniki, które należą do osiągnięć najpoważniejszych. Zostały one zapoczątkowane w r. 1950 w pracy wykonanej wspólnie z P. W. Selwoodem. Zaproponowano w niej oryginalną metodę eliminacji wpływu efektów wymiennych w substancjach paramagnetycznych (dwutlenek uranu) przez rozcieńczenie odpowiednią substancją diamagnetyczną (dwutlenek toru).

W r. 1952 została opublikowana podstawowa praca, w której W. Trzebiatowski i współpracownicy, badając wodorek uranu, wykryli po raz pierwszy ferromagnetyzm w związkach uranu. Warto podkreślić, że był to pierwszy ferromagnetyk nie będący metalem. Wspomniana praca zapoczątkowała interesujące badania własności magnetycznych związków uranu a potem innych pierwiastków tej samej grupy, tzn. aktynowców. Były one prowadzone nie tylko przez zespół W. Trzebiatowskiego w kraju ale i w wielu znanych ośrodkach zagranicznych.

W trakcie dalszych badań kierowanych przez W. Trzebiatowskiego wykryto przemiany magnetyczne w ponad 50 związkach, w tym po raz pierwszy zjawisko antyferromagnetyzmu w UOTe (tlenotelurku uranu), zjawisko ferromagnetyzmu w U_2S_3 oraz liczne przemiany magnetyczne wywołane przy pomocy pola magnetycznego lub zmian temperatury. Ponadto stwierdzono, że np. w monopółczeniach uranu z pierwiastkami grupy V zawsze występuje przemiana antyferromagnetyczna, podczas gdy w odpowiednich połączeniach z pierwiastkami grupy VI — zawsze przemiana ferromagnetyczna.

Profesor W. Trzebiatowski był inicjatorem prowadzonych przez jego zespół badań uzupełniających dotychczasowe metody magnetyczne przez badania neutronograficzne (Świerk), badania niskotemperaturowego ciepła właściwego lub własności magnetycznych. Miały one na celu wyjaśnienie struktury elektronowej badanych związków. Wyniki badań Szkoły Włodzimierza Trzebiatowskiego zostały opublikowane w ok. 100 pracach naukowych. Zyskały one rozgłos światowy i, jak już wspomniano, dały podstawy do badań tego typu w znanych ośrodkach zagranicznych jak Uniwersytet Moskiewski, Argonne National Laboratory (USA), Technion w Haifie i innych. Łącznie wykryto już przejścia magnetyczne w ponad stu związkach aktynowców w tym w ponad 50 związkach uranu.

W. Trzebiatowski był dwukrotnie proszony przez organizatorów wielkich konferencji międzynarodowych o wygłoszenie referatów plenarnych, w których przedstawił rezultaty badań nad magnetyzmem związków uranu. Za badania te otrzymał w r. 1975 nagrodę państwową I stopnia, a w r. 1979 — za całokształt działalności naukowej.

Dzięki pracy nad organizacją nauki na najwyższych szczeblach przyczynił się profesor Trzebiatowski do stworzenia odpowiednich warunków badań w zakresie fizyki ciała stałego w skali ogólnokrajowej.

Miarą uznania dla rezultatów Szkoły Włodzimierza Trzebiatowskiego są m. in. cytowania w licznych pracach oryginalnych i opracowaniach monograficznych, jak np.: J. Grunzweig-Genossar and coll. w pracy „Magnetic Properties of Uranium Compounds with Elements of the VA and VIA Groups”, *Phys. Rev.* **173**, 562 (1968) piszą: „A large part of data on these compounds is due to the pioneering work of the Polish group under Trzebiatowski”. H. Adachi, A. Imoto w pracy „A Theory of Magnetism for Semimetalic



Prof. Włodzimierz Trzebiatowski



Podczas zwiedzania Instytutu Fizyki PAN w 1970 r. Od prawej: W. Trzebiatowski, A. Kujawski, L. Sosnowski i L. Lis

Uranium Compounds", *J. Phys. Chem. Solids* **34** (1973) piszą: „It has been known that uranium compounds have many interesting properties with respect to magnetism. Some of these properties have been reported in literature particularly by the Polish group under Trzebiatowski”. D. J. Lam, H. T. Alred w monografii *Electronic Structure and Related Properties of the Actinides* (J. B. Darby, A. J. Freeman editors, Academic Press, N. Y. 1974) piszą: „Trzebiatowski and his associates in Poland began a systematic examination of the magnetic properties of uranium intermetallic compounds which is still actively in progress today”.

P. także S. W. Wonsowski, *Magnetizm* (Izd. Nauka, Moskwa 1971), T. B. Connolly, E. D. Capenhaver (editors), *Bibliography of Magnetic Materials and Tabulation of Magnetic Transitions Temperatures* (Plenum Press, N. Y. 1972) i inne.

Zwróćmy uwagę na formę cytowań. Zawsze ważne jest uznanie wyrażające się cytowaniem nazwisk naszych uczonych, którzy wnieśli wkład do rozwoju jakiegoś działu nauki. Tu wynika w sposób jednoznaczny, że chodzi o uczonych polskich, ale jest i coś więcej. Określenie *Polish group* sugeruje jakąś większą skalę, jakiś rozmach charakterystyczny właśnie dla wszelkiej działalności Włodzimierza Trzebiatowskiego. Za tę działalność, bardzo wielostronną chcielibyśmy teraz serdecznie podziękować.

Zygmunt Galasiewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski
Wrocław

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

*Józef Hurwic*Université de Provence
Marsylia, Francja**Frédéric Joliot-Curie (1900—1958): współodkrywca sztucznej promieniotwórczości — W 80-lecie urodzin****Frédéric Joliot-Curie (1900—1958): Co-discoverer of Artificial Radioactivity — On the 80th Anniversary of His Birth**

Miałby teraz 80 lat, gdyby bezlitosna śmierć nie zabrała go przedwcześnie w 59 roku życia.

Jean-Frédéric Joliot¹ urodził się 19 marca 1900 r. w Paryżu jako ostatnie z sześciorga dzieci przemysłowca Henri Joliota liczącego wtedy 55 lat i 45-letniej Émilie z alzackiej rodziny Roedererów. Henri Joliot w młodości walczył w szeregach Komuny Paryskiej. Żona jego również podzielała opinie lewicowe. Młody Joliot, mimo więc że był wychowany w środowisku mieszczańskim, znajdował się pod wpływami tradycji rewolucyjnych.

Nawiasem mówiąc, warto zaznaczyć, iż od wczesnych lat używał tylko swego drugiego imienia.

W wieku 8 lat Frédéric został zapisany do liceum w Sceaux pod Paryżem noszącego imię francuskiego polityka Josepha Lakanala z drugiej połowy XVIII i pierwszej połowy XIX wieku. Mieszkał w internacie. Nauką szkolną zbytnio się nie przejmował. Szczególne trudności sprawiała mu ortografia. Bardziej interesował go sport, zwłaszcza piłka nożna. Jest to jeden z licznych przykładów, że przyszły uczyony nie musi być bynajmniej wzorowym uczniem w szkole średniej, że w szablonowym nauczaniu inteligentna młodzież nie zawsze znajduje zaspokojenie swoich potrzeb duchowych.

Po śmierci ojca sytuacja materialna rodziny Joliotów się pogorszyła. Frédéric opuścił w 1917 r. liceum Lakanala i przeniósł się do szkoły miejskiej im. Lavoisiera w Paryżu. Tutaj przez dwa lata przygotowywał się do konkursowego egzaminu wstępnego do Wyższej Szkoły Fizyki Przemysłowej i Chemii Przemysłowej miasta Paryża. W 1919 r. został studentem tej znakomitej uczelni. Jego profesorem fizyki był Paul Langevin, wybitny uczyony

¹ Por. także artykuł C. Pawłowskiego, *Postępy Fizyki* 10, 3 (1959), (przypr. Red.).

i jednocześnie orędownik poglądów wolnościowych i demokratycznych. Wywarł on niezmiernie silny wpływ na Joliotą zarówno pod względem naukowym, jak i moralnym oraz politycznym. Umiłowanie ideałów społeczno-politycznych, wyniesionych przez niego z domu rodzinnego, zostało w czasie studiów jeszcze pogłębione. Pod wpływem Langevina wzrósł również kult wielkich uczonych, jaki młody student wyrobił sobie podczas lektury. W czasie studiów odbył on praktykę przemysłową w stalowni w Luksemburgu.

W 1923 r. uzyskał dyplom inżyniera-fizyka. Dwa lata później po odbyciu służby wojskowej, polecony przez Langevina, został zaangażowany przez Marię Skłodowską-Curie jako jej asystent osobisty w paryskim Instytucie Radowym. W tej to placówce poznał jej córkę, Irène ², asystentkę matki, starszą od niego o trzy lata. Kontakty w pracy szybko doprowadziły do ich zbliżenia. W 1926 r. zawarli ślub i przybrali nazwisko Joliot-Curie. Jednocześnie zapoczątkowana została ich wieloletnia, pełna sukcesów współpraca naukowa. Frédéric Joliot-Curie nie porzucił jednak od razu swoich własnych prac. W 1927 r. uzyskał licencjat nauk fizykalnych.

Jego pierwsze badania dotyczyły elektrochemii pierwiastków promieniotwórczych, zwłaszcza polonu, odkrytego przez jego teściów. Prace te były bardzo trudne z powodu znikomych ilości badanych pierwiastków, które miał on do swej dyspozycji. Opracował więc metodę mikroelektrochemiczną [1], która znalazła później zastosowanie również do badania pierwiastków niepromieniotwórczych. Metoda ta polega na mierzeniu w sposób ciągły ilości pierwiastka osadzającego się na elektrodzie zanurzonej w roztworze. Zespół tych badań stanowi przedmiot pracy doktorskiej, której obrona odbyła się w 1930 r. [2]. Przy okazji tych badań elektrochemicznych Joliot opracował też kilka metod otrzymywania bardzo cienkich warstw metalu, zwłaszcza złota, i opisał ich własności elektryczne [3]. W pracach tych było mu pomocne jego wykształcenie inżynierskie.

Stopniowo jednak zaczyna odchodzić od tej tematyki, interesując się coraz bardziej promieniami α , które już od kilku lat bada jego żona. Najpierw, w 1928 r., wspólnie z Tada-shi Onoda śledzi przebieg w wodrze promieni α emitowanych przez polon [4]. W tym samym roku ukazała się jeszcze jedna publikacja (w dwóch częściach) o promieniach α , w której jako autorzy po raz pierwszy wymienieni są obok siebie oboje małżonkowie Joliot-Curie [5]. Spośród ich dalszych prac dotyczących promieniowania α , wykonanych razem lub oddzielnie, zasługuje na wzmiankę otrzymanie, po długotrwałym i żmudnym wysiłku, preparatu polonowego o dużej aktywności [6]. Zaopatrzeni w ten sposób w silne źródło cząstek α , najskuteczniejszych w tym czasie pocisków fizyki jądrowej, młodzi uczeni przystąpili do badań, które wywarły dominujący wpływ na rozwój tej dziedziny nauki.

W 1930 r. fizyk niemiecki Walther Bothe wraz ze swym współpracownikiem H. Beckerem stwierdzili, iż pod wpływem promieni α tarcza z pierwiastka lekkiego, jak beryl, wysyła promieniowanie niezmiernie przenikliwe [7]. Badacze niemieccy sądzili, iż jest to promieniowanie o tej samej naturze co promienie γ . Wtedy to małżonkowie Joliot-Curie włączyli się do badania nowo odkrytego promieniowania. Podczas gdy Bothe i Becker do detekcji i pomiarów tego promieniowania używali liczników Geigera-Müllera, badacze francuscy zastosowali komorę Wilsona. W styczniu 1932 r. wykazali oni, że tajemnicze promieniowa-

² Por. artykuł C. Pawłowskiego, *Postępy Fizyki* 7, 367 (1956) (przyp. Red.).

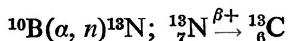


F. Olivetti - Anni

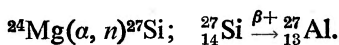
nie potrafi z substancji zawierających wodór wytrącać protony, których ślady mgiełkowe fotografowali w komorze Wilsona [8]. Fakt ten nie dałby się wytłumaczyć, gdyby były to promienie zbliżone do promieni γ . Wynik ten potwierdził wkrótce James Chadwick [9]. Fizyk brytyjski, kontynuując badania Joliotów, udowodnił w sposób bezsporny, że promienie odkryte przez Bothego i Beckera stanowią strumień cząstek elektrycznie obojętnych o masie zbliżonej do masy protonu. Było to postawieniem kropki nad „i”. W ten sposób badania, prowadzone w trzech krajach, doprowadziły do odkrycia neutronu. Ta nowa cząstka elementarna stanowi przedmiot licznych późniejszych badań małżonków Joliot-Curie. W 1933 r. wyznaczyli oni z dużą dokładnością jej masę [10].

Nieco wcześniej w Stanach Zjednoczonych Ameryki Carl David Anderson odkrył w promieniach kosmicznych pozyton [11]. Odkrycie to natychmiast potwierdzili w Anglii Patrick Maynard Stuart Blackett i Giuseppe Paolo Stanislaio Occhialini [12]. Tuż po ogłoszeniu tych prac Joliotowie stwierdzili powstawanie pozytonów, gdy fotony γ o wielkiej energii przenikają przez materię, zwłaszcza zawierającą pierwiastki o dużej liczbie atomowej [13]. Pozytony ujawniały się w komorze Wilsona przez ślady mgiełkowe, takie same jak wytwarzane przez negatony, lecz zakrzywione w przeciwną stronę pod wpływem pola magnetycznego. Badacze wnioskowali stąd, iż w pewnych warunkach fotony znikają, wytwarzając parę elektronów: negaton i pozyton. Nieco później Frédéric Joliot wykazał istnienie zjawiska przeciwnego: anihilacji pary negaton-pozyton z wytworzeniem dwóch fotonów γ , które unoszą energię równoważną masie spoczynkowej tej pary elektronów [14].

Emisję pozytonów, poza wyzwalaniem neutronów, Joliotowie zaobserwowali również podczas bombardowania, jak w pracach dawniejszych, helionami jąder pewnych pierwiastków lekkich, mianowicie: boru, magnezu i glinu [15]. Usunąwszy następnie źródło promieni α , stwierdzili, że emisja pozytonów nie została przerwana, lecz że jej natężenie zmniejsza się wykładniczo z upływem czasu jak w zjawiskach promieniotwórczości. W ten sposób po raz pierwszy sztucznie otrzymano nowe nuklidy promieniotwórcze, które emitują pozytony, a więc są β^+ -promieniotwórcze. Promienie α przekształcają jądro glinu, wytrącając z niego neutron, w izotop fosforu: $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$. Izotop ten nie występuje w przyrodzie; w przemianie promieniotwórczej β^+ : $^{30}\text{P} \xrightarrow{\beta^+} ^{30}\text{Si}$ przekształca się on w zwykły krzem. Tak samo badacze wytworzyli z boru β^+ -promieniotwórczy azot:



oraz radiokrzem z magnezu:



Radioazot i radiofosfor wydzielili i zidentyfikowali chemicznie [16].

Joliotowie wraz ze współpracownikami zastąpili w swych niektórych dalszych pracach cząstki α przez neutrony, które, nie będąc odpychane przez atakowane jądro, okazały się w pewnych reakcjach jądrowych dogodniejszymi pociskami [17]. Otrzymano w ten sposób nowe sztuczne radionuklidy.

Prace te zapoczątkowały nową dziedzinę nauki z pogranicza fizyki i chemii: chemię jądrową. Nawiasem mówiąc, nie jest łatwo ustalić ścisłą granicę między fizyką jądrową i chemią jądrową. Na trudność tę natrafia klasyfikacja nauk i w innym zakresie.

Odkrycie możliwości sztucznego wytwarzania radionuklidów pozwoliło później zasto-

sować je na wielką skalę w różnorodnych pracach badawczych; w przemyśle, rolnictwie, medycynie, itd. Za odkrycie sztucznej promieniotwórczości, a ściślej określając, za odkrycie sztucznych radionuklidów, których promieniotwórczość jest samorzutna, a więc naturalna, Irène i Frédéric Joliot-Curie otrzymali w 1935 r. nagrodę Nobla w zakresie chemii. Jest to, wraz z nagrodą Nobla w dziedzinie fizyki, którą w 1903 r. Maria i Pierre Curie podzielili z Henri Becquerelem za odkrycie naturalnej promieniotwórczości, i nagrodą w zakresie chemii, którą w 1911 r. otrzymała sama Maria Skłodowska-Curie za badania radu, trzecia nagroda Nobla, którą przyznano członkom tej samej rodziny. W jej gronie znalazło się więc aż czterech laureatów tego najwyższego odznaczenia naukowego.

W 1937 r. Frédéric Joliot został powołany na stworzoną dla niego w Collège de France katedrę chemii jądrowej. Zorganizował on ponadto Zakład Syntezy Atomowej w Państwowym Ośrodku Badań Naukowych (Centre National de la Recherche Scientifique). Ta wielka organizacja naukowa jest niejako francuskim odpowiednikiem zespołu placówek badawczych Polskiej Akademii Nauk.

Irène Joliot-Curie po śmierci matki w 1934 r. przejęła jej funkcje. Frédéric wraz ze swymi uczniami kontynuował, sam lub z żoną, swe badania. Dużą część swego wysiłku poświęcił budowie akceleratorów cząstek naładowanych, które miały rozszerzyć ograniczone możliwości używanych dotąd słabych naturalnych źródeł cząstek α .

Na początku r. 1939 Otto Hahn i Fritz Strassmann odkryli na drodze chemicznej rozszczepienie uranu [18]. Tuż po tym Frédéric Joliot-Curie wykonał doświadczenie, w którym wprowadziwszy do komory Wilsona cienką warstewkę uranu napromieniał ją spowolnionymi neutronami [19]. Udało się w tych warunkach sfotografować tor fragmentu rozszczepienia. Było to fizyczne potwierdzenie istnienia zjawiska. Kontynuując te badania Joliot przewidział możliwość wydzielania się w tym procesie nowych neutronów i wraz ze współpracownikami, Hansem von Halbanem (jun.) i Lwem Kowarskim, wykazał doświadczalnie, że taka emisja istotnie się odbywa [20]. Stąd już tylko jeden krok do urzeczywistnienia reakcji łańcuchowej, która stała się podstawą wyzwania energii jądrowej na skalę techniczną. Godzi się tu przypomnieć, iż już w swym przemówieniu wygłoszonym 12 grudnia 1935 r. w Sztokholmie z okazji wręczenia mu nagrody Nobla Frédéric Joliot-Curie wypowiedział przypuszczenie o możliwości łańcuchowych przemian jądrowych, które mogłyby stanowić potężne źródło energii użytecznej. Było to powiedziane wtedy, gdy wielki odkrywca jądra atomowego, Ernest Rutherford dawał wyraz przekonaniu, że nieprzebrane zasoby energii jądrowej chyba nigdy nie będą mogły być wyzyskane do celów praktycznych.

Na początku maja 1939 r. Joliot-Curie wraz z Halbanem, Kowarskim i Francis Perrinem zgłosili trzy patenty dotyczące przemysłowego zastosowania łańcuchowej reakcji rozszczepienia do celów energetycznych [21]. Znajdujemy tu szczegółowo przedstawioną zasadę działania reaktora jądrowego z elementami paliwowymi, moderatorem, prętami kontrolnymi i chłodziwem. Rok później ci sami autorzy, lecz bez Perrina, zgłosili dwa patenty uzupełniające [22]. Wszystkie te patenty pozostały przez czas wojny utajnione, a później przekazane Urzędowi do spraw Energii Atomowej.

Badania Joliota w tej dziedzinie przerwała inwazja hitlerowska. Uczony przystąpił do ruchu oporu. Wziął udział w organizowaniu, a następnie został przewodniczącym Frontu Narodowego do Walki o Wolność i Niepodległość Francji. Nie przerwał przy tym działan-

ności naukowej, choć przyszło mu ją prowadzić w warunkach niezmiernie ciężkich. Podczas okupacji, stosując sztuczne radionuklidy jako wskaźniki, badał we współpracy z chemikami i biologami różne zagadnienia biochemiczne, np. metabolizm jodu w tarczycy [23].

Po wojnie, w 1946 r., został mianowany wysokim komisarzem do spraw energii atomowej. Pod jego kierownictwem zbudowano w forcie Châtillon i, 12 grudnia 1948 r., uruchomiono pierwszy reaktor jądrowy we Francji, nazwany ZOE. Był to reaktor o mocy zerowej (stąd *Z* od *Zero*), stosujący jako paliwo dwutlenek uranu (więc *O* od *Oxyde* — tlenek), a jako moderator — ciężką wodę (*E* od *Eau* — woda).

W tym czasie istniała już bomba jądrowa i znane były jej straszliwe możliwości niszczące po zrzuconiu dwóch bomb w 1945 r. na Hiroszimę i Nagasaki. Joliot należał do tych uczonych, którzy uważają, że świat nauki nie może pozostawać bezczynny wobec wyścigu zbrojeń. Toteż stanął on na czele światowego ruchu pokoju. Był również prezesem Światowej Federacji Pracowników Naukowych. Jego przynależność do Francuskiej Partii Komunistycznej (od r. 1942) spowodowała odwołanie go w 1950 r. ze stanowiska wysokiego komisarza do spraw energii atomowej.

Położył on w owym okresie ogromne zasługi dla organizacji badań naukowych we Francji, a w szczególności badań jądrowych. Wyteżoną pracę organizacyjno-naukową łączył z ożywioną działalnością społeczno-polityczną. Gdy w 1956 r. zmarła Irène Curie, objął po niej kierownictwo Katedry Fizyki Ogólnej i Promieniotwórczości na Uniwersytecie Paryskim oraz dyrekcję Instytutu Radowego, zachowując swoje dotychczasowe funkcje. Gdy wreszcie doprowadził do otwarcia wielkiego ośrodka fizyki jądrowej w Orsay pod Paryżem i uruchomienia tam w czerwcu 1958 r. synchrotronu, postanowił zająć się znowu bezpośrednio, osobistą pracą badawczą. Był w trakcie projektowania nowych doświadczeń, gdy 14 sierpnia 1958 r. nagła śmierć unicestwiła te zamiary. Spoczywa na cmentarzu w Sceaux we wspólnym grobie ze swą żoną naprzeciw grobu swych teściów.

Frédéric Joliot-Curie za swój udział w odkryciu neutronu, za odkrycie wraz z żoną „sztucznej” promieniotwórczości, za badania krecacji i anihilacji pary negaton-pozyton i wreszcie za odkrycie emisji neutronów wtórnych podczas rozszczepienia uranu, słusznie uważany jest za jednego z twórców fizyki jądrowej i chemii jądrowej. Georgij Florow ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej pod Moskwą zaproponował, dla uczczenia pamięci Joliota, nazwać jego imieniem pierwiastek 102.

Joliot-Curie był członkiem licznych akademii nauk, wiele uniwersytetów nadało mu doktorat honorowy, otrzymał mnóstwo nagród, udekorowano go różnymi wysokimi odznaczeniami. Szczególnie ścisłe kontakty łączyły go z polskim środowiskiem naukowym, do czego w pewnym stopniu przyczyniły się tradycje i powiązania rodziny jego żony. Jednym z jego bliskich współpracowników w latach międzywojennych był Ignacy Złotowski, późniejszy założyciel i kierownik Katedry Chemii Jądrowej na Uniwersytecie Jagiellońskim, a następnie Warszawskim. W 1938 r. ogłosili wspólnie kilka prac dotyczących reakcji $^{10}\text{B}(\alpha, p)^{13}\text{C}$ [24] oraz powstawania nuklidu ^5He podczas zderzeń między helionami i deuteronami [25].

W 1946 r. Frédéric Joliot-Curie został odznaczony wysokimi orderami polskimi: Krzyżem Grunwaldu III klasy, Odrodzenia Polski II klasy i Sztandaru Pracy I klasy. W 1948 r. Polska Akademia Umiejętności wybrała go na członka czynnego zagranicznego. W 1949 r. otrzymał on doktorat honorowy Uniwersytetu Łódzkiego. W następnym roku

tytuł ten nadały mu trzy inne uniwersytety polskie, w porządku chronologicznym: Jagielloński, Lubelski noszący nazwę Marii Curie-Skłodowskiej (nb. sama uczona pisała polskim zwyczajem swe nazwisko panięskie i po mężu w odwrotnej kolejności) i Warszawski. W 1951 r. został członkiem honorowym Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Polska Akademia Nauk wybrała go w 1954 r. na członka rzeczywistego.

Literatura

- [1] F. Joliot, *C. R. Acad. Sci. Paris* **184**, 1325 (1927); **188**, 1106 (1929).
- [2] F. Joliot, Thèse, Paris 1930; *J. Chim. Phys.* **27**, 119 (1930).
- [3] F. Joliot, *C. R. Acad. Sci. Paris* **190**, 627 (1930); *Ann. Phys.* **15**, 418, 437 (1931).
- [4] F. Joliot, T. Onoda, *J. Phys. Rad.* **VI**, **9**, 175 (1928).
- [5] I. Curie, F. Joliot, *C. R. Acad. Sci. Paris* **186**, 1722 (1928); **187**, 43 (1928).
- [6] I. Curie, F. Joliot, *J. Chim. Phys.* **28**, 201 (1931).
- [7] W. Bothe, H. Becker, *Z. Phys.* **66**, 289 (1930).
- [8] I. Curie, F. Joliot, *C. R. Acad. Sci. Paris* **194**, 273 (1932).
- [9] J. Chadwick, *Proc. Roy. Soc. A* **136**, 692 (1932).
- [10] I. Curie, F. Joliot, *C. R. Acad. Sci. Paris* **197**, 237 (1933).
- [11] C. D. Anderson, *Science* **76**, 238 (1932); *Phys. Rev.* **43**, 491 (1933).
- [12] P. M. S. Blackett, G. P. S. Occhialini, *Proc. Roy. Soc. A* **139**, 699 (1933).
- [13] I. Curie, F. Joliot, *C. R. Acad. Sci. Paris* **196**, 1105, 1581 (1933); *J. Phys. Rad.* **VII**, **4**, 494 (1933).
- [14] F. Joliot, *C. R. Acad. Sci. Paris* **197**, 1622 (1933); **198**, 81 (1934).
- [15] I. Curie, F. Joliot, *ibid.* **198**, 254 (1934); *Nature* **133**, 201 (1934); *J. Phys. Rad.* **VII**, **5**, 153 (1934).
- [16] I. Curie, F. Joliot, *C. R. Acad. Sci. Paris* **198**, 559 (1934).
- [17] I. Curie, F. Joliot, P. Preiswerk, *ibid.* **198**, 2089 (1934).
- [18] O. Hahn, F. Strassmann, *Naturwiss.* **27**, 11 (1939).
- [19] F. Joliot, *C. R. Acad. Sci. Paris* **208**, 341, 647 (1939).
- [20] H. von Halban jun., F. Joliot, L. Kowarski, *Nature* **143**, 470 (1939).
- [21] H. von Halban, F. Joliot, L. Kowarski, F. Perrin, Brevet d'invention, Gr. 5 — Cl. 2, No 976-541, 1. V. 1939; Gr. 12 — Cl. 2, No 976-542, 2. V. 1939; Gr. 14 — Cl. 3, No 971-324, 4. V. 1939.
- [22] H. von Halban, F. Joliot, L. Kowarski, *ibid.* Gr. 12 — Cl. 2, No 971-384, 30. IV. 1940; Gr. 12 — Cl. 2, No 971-386, 1. V. 1940.
- [23] F. Joliot, R. Courier, A. Horeau, P. Süe, *C. R. Acad. Sci. Paris* **218**, 769 (1944); F. Joliot, D. Bovet, R. Courier, A. Horeau, G. Poumeau-Delille, P. Süe, *C. R. Soc. Biol.* **139**, 278 (1945); F. Joliot, R. Courier, P. Süe, A. Horeau, *C. R. Soc. Biol.* **139**, 657 (1945).
- [24] F. Joliot, I. Zlotowski, *C. R. Acad. Sci. Paris* **206**, 750 (1938); *J. Phys. Rad.* **VII**, **9**, 393 (1938).
- [25] F. Joliot, I. Zlotowski, *C. R. Acad. Sci. Paris* **206**, 1256 (1938); *J. Phys. Rad.* **VII**, **9**, 403 (1938).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Jerzy Czerwonko

Institut Fizyki
Politechnika Wroclawska
Wroclaw

Fizyka na wyższych uczelniach technicznych — potrzeba zajęć specjalistycznych *

Physics in Technical Universities — the Need for Specialistic Courses

Abstract: This is the extended version of the invited talk given at the XXVI Meeting of Polish Physical Society in September 1979. The review of recent problems in teaching of physics at technical universities is given.

1. Rozwój nauk podstawowych, w tym fizyki, nigdy nie był szczególnie faworyzowany w wyższych szkołach technicznych. Spowodowało to względną słabość środowisk fizyków w wielu politechnikach w stosunku do przedstawicieli nauk *par excellence* technicznych. Obecnie najwyższa dopuszczalna liczba etatów nauczycieli akademickich w każdym instytucie jest określona przez jego obciążenie dydaktyczne, mimo iż rzeczywista liczba etatów przewyższa niekiedy największą dopuszczalną liczbę etatów i co więcej, jednostka uczelni scharakteryzowana przez tę nierówność zleca niekiedy zajęcia dydaktyczne na zewnątrz. Fakt ten powodował i powoduje skuteczne niekiedy naciski prowadzące do zmniejszenia obciążeń dydaktycznych instytutów fizyki politechnik: walka o byt w nauce sprowadza się niekiedy, niestety, do walki o etaty i aparaturę. Naciski te doprowadziły do wyeliminowania fizyki prowadzonej przez fizyków z paru wydziału (łącznie licząc) niektórych politechnik.

2. Fakt, że zdecydowana większość zajęć z fizyki w politechnikach to zajęcia z fizyki ogólnej (inna nazwa: podstawy fizyki) stanowiące, wprawdzie pogłębione i rozszerzone, ale jednak powtórzenie programu szkoły średniej, niewątpliwie sprzyja skuteczności tych

* Rozszerzona wersja referatu wygłoszonego na XXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu oraz, w przytoczonej postaci, na posiedzeniu Komitetu Fizyki PAN w styczniu 1980 r. Na posiedzeniu tym przedstawiony był również referat prof. A. Olesia z AGH w Krakowie, poświęcony zajęciom z fizyki ogólnej w wyższych szkołach technicznych.

nacisków. Można zaryzykować stwierdzenie, że zajęcia te, w wielu przypadkach, nie mają zbyt wielkiego autorytetu, tak wśród studentów jak i wśród kadry nauczającej politechnik wyjąwszy, oczywiście, prowadzących te zajęcia. Zauważmy, że zajęcia z matematyki cieszą się w politechnikach na ogół dużym autorytetem i że trudno obecnie usłyszeć autentyczne zresztą zdanie „całką stropu nie podeprzesz”.

3. Mimo obfitości sarkastycznych stwierdzeń poprzedni akapit nie stanowi ataku na sam fakt występowania omawianych zajęć: jest to jedynie atak na te zajęcia jako **jedyną formę zajęć** z fizyki w politechnikach. Obecne zagrożenie istnienia tej formy dydaktycznej¹ nie powinno powodować wyłącznie jej kurczowej obrony. Jedyność tej formy powoduje, że fizyka staje się wyłącznie elementem szeroko pojętej kultury technicznej absolwenta politechnik. Wskutek tego jest on z reguły niezdolny do twórczego stosowania fizyki **w zakresie twórczości technicznej** (w odróżnieniu od twórczego stosowania fizyki w fizyce) i przekonanie o niepełnej przydatności czy też pełnej nieprzydatności fizyki w technice stanowi element jego wykształcenia. Wyjaśnia to, przynajmniej częściowo, trudności z zaangażowaniem fizyków w przemysł. Brak przedmiotów specjalistycznych, a więc fizyki niekoniecznie o nazwie „fizyka”, na wyższych latach studiów technicznych powoduje, że zajęcia z fizyki na studiach doktoranckich kierunków technicznych nie spełniają należytej roli, nawet jeśli są obowiązkowe. W efekcie, powoduje to wzrost młodej kadry naukowej dyscyplin technicznych tak uformowanej, że współpraca jej z fizykami będzie utrudniona. Podobnie, ocena roli fizyki w technice przez tę kadre będzie pozostawiała wiele do życzenia. Reasumując: należy stwierdzić, że specjalistyczne zajęcia z fizyki uwydatniają rolę fizyki ogólnej.

4. Fizycy w politechnikach od lat przywykli do niemal wyłącznego prowadzenia zajęć z fizyki ogólnej: wielu z nich prowadzi zajęcia na tych samych wydziałach już od wielu lat. Stwarza to dogodną sytuację wielu pracownikom politechnik. Jest wielce charakterystyczne, że w tych warunkach za osiągnięcia dydaktyczne uważa się, zazwyczaj, osiągnięcia związane z formą, nie zaś z treścią prowadzonych zajęć. Wprowadzenie na szerszą skalę zajęć specjalistycznych z fizyki na wyższych latach studiów technicznych byłoby wielce niedogodne dla części kadry fizyków pracujących w politechnikach. Podobnie, jeśli nie gorzej, wygląda sprawa prowadzenia zajęć z fizyki na studiach doktoranckich kierunków technicznych. Z tego powodu tezy te nie powinny cieszyć się zbytnią popularnością w środowisku fizyków politechnicznych.

5. Zaprogramowanie zajęć specjalistycznych z fizyki wymaga wyraźnie interdyscyplinarnego podejścia. Potrzeba przy tym dużo dobrej woli, zarówno ze strony fizyków jak i ze strony przedstawicieli nauk technicznych. Dobra wola jest wyraźnie produktem deficytowym, gdy zajęcia z fizyki są rugowane z politechnik. Zajęcia specjalistyczne muszą być niezwykle starannie zaprogramowane i w sposób szczególny muszą uwzględniać specjalność lub nawet specjalizację studentów. Z tego względu, nie mogą być one zaprogramowane centralnie. Podobnie wygląda sprawa zajęć z fizyki na studium doktoranckim dyscyplin technicznych.

6. Kłopoty z kadrami nauczającą, występujące w przypadku wprowadzenia zajęć specjalistycznych, będą łagodniejsze w ośrodkach już prowadzących studia z fizyki technicznej

¹ nie dotyczy to macierzystej uczelni autora — Politechniki Wrocławskiej.

(stosowanej). Studia takie pozwoliły, przynajmniej wycinkowo, zbliżyć dydaktykę do działalności naukowej w politechnikach. Z drugiej strony, pozwalały one, przynajmniej niekiedy i w niektórych ośrodkach, zachować dla fizyki najzdolniejszą młodzież zdającą egzamin wstępny na politechnikę. Nota bene, występujące niekiedy pretensje fizyki z uniwersytetów o „podbieranie” najzdolniejszej młodzieży są raczej pozbawione podstaw, ponieważ, zgodnie z opiniami kandydatów na studia fizyki stosowanej, zdawaliby oni i tak na politechnikę, nawet gdyby nie było tam takich studiów. Pozwalają one, ponadto, na zatrudnienie, bądź też przyjęcie na studia doktoranckie przez instytuty fizyki politechnik — najzdolniejszych absolwentów, odbiegających wyraźnie na korzyść od „drugiego rzutu” absolwentów uniwersytetu, przynajmniej, na podstawie doświadczeń wrocławskich. Niezależnie od wysokiej oceny roli tych studiów, jest sens powoływać je jedynie tam, gdzie kadra nauczająca przekroczyła odpowiedni poziom rozwoju.

7. Wymienione środki wydają się niezbędne dla zmiany atmosfery wokół fizyki w wyższych uczelniach technicznych. Stanowiłyby to przejście od sytuacji, w której fizycy politechniczni domagają się, aby technicy lubili fizykę idealnie — dla niej samej, do sytuacji, w której zaczyna ona przynosić realne korzyści. Niestety, autor ma kolosalne trudności ze wskazaniem urzędów, mechanizmów i lobby mogących przełamać wprowadzenie zajęć specjalistycznych. Tym bardziej, że oprócz siły potrzebna jest tu dobra wola — wielkość komplementarna w stosunku do siły, w sensie Nielsa Bohra. Osobna sprawa to kwestia wystarczalności obecnej kadry fizyków politechnik do podjęcia wzmoczonego wysiłku w nauczaniu fizyki. Wydaje się, że wystarczalność kadry, w podanym sensie, jeśli w ogóle występuje, to co najwyżej w paru największych ośrodkach politechnicznych. Stąd też wzmocnienie kadrowe fizyków politechnik staje się warunkiem *sine qua non* zmian na lepsze.

8. Poruszano tu już bardzo szczegółowy aspekt studiów fizyki stosowanej w politechnikach, nazywanej również fizyką techniczną. Do tej pory studia te stanowiły, głównie choć nie jedynie, źródło doktorantów, a więc w konsekwencji również źródło pracowników naukowych dla politechnik, choć nie tylko dla nich. Pracownicy ci zasilali również pozafizyczne instytuty politechnik oraz pozapolitechniczne placówki naukowo-badawcze. Reprezentowali oni zdecydowanie lepsze przygotowanie z fizyki i matematyki od poprzedzającej populacji pracowników i mimo to byli również zdolni do łatwego kontaktu z przedstawicielami dyscyplin technicznych. Doświadczenia wszystkich politechnik prowadzących takie studia są pod tym względem jednoznacznie pozytywne.

Okres burzliwego rozwoju kadrowego szkół wyższych i instytutów naukowo-badawczych w Polsce, przynajmniej w sensie ekstensywnym, należy już do raczej bezpowrotnej przeszłości. W tym stanie rzeczy, przyszłe zatrudnienie absolwentów i doktorantów omawianego kierunku staje się sprawą nader palącą, jeśli ma on nadal istnieć. Wyższe szkoły techniczne, w tym fizycy pracujący w tych szkołach, powinny zintensyfikować poszukiwania nowych miejsc pracy dla absolwentów fizyki stosowanej. Jest to, niestety, nieporównanie łatwiejsze do zapostulowania niż do realizacji. Ze strony fizyków będzie to wymagać dynamicznego i otwartego podejścia do programów studiów, szczególnie w ich części specjalizacyjnej, próby szukania dodatkowych kontaktów z potencjalnie zainteresowanymi zakładami pracy, np. przez wspólne prowadzenie prac dyplomowych, oraz utrzymywania ściślejszej więzi z absolwentami, co pozwoli na lepsze rozeznanie rynku pracy.

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

VII Międzynarodowa Szkoła Letnia Optyki Kwantowej w Wieżycy

W pięknie położonym ośrodku wczasowym Stoczni im. Komuny Paryskiej w Wieżycy (w sercu Szwajcarii Kaszubskiej) odbyła się w dniach 15–23 września 1979 r. doroczna (już siódma) Międzynarodowa Szkoła Letnia Optyki Kwantowej. Zgromadziła ona 110 uczestników, w tym 19 wykładowców. Wykładowcy reprezentowali: Francję (2), Japonię (1), Jugosławię (1), Kanadę (1), Republikę Federalną Niemiec (4), Niemiecką Republikę Demokratyczną (1), Polskę (4), Węgry (1), Włochy (1), Związek Radziecki (2). Wśród słuchaczy było: 4 Niemców z NRD, 2 Węgrów, 1 Niemiec z RFN i 1 słuchaczka z Iraku. Oprócz wykładów wygłoszono kilka referatów seminaryjnych.

W odróżnieniu od poprzednich, tematyka obecnej szkoły obejmowała dość szeroki zakres zagadnień. Aby dać wyobrażenie o niej omówię, oczywiście w bardzo wielkim skrócie, główne idee przedstawione w poszczególnych wykładach.

W wykładzie inauguracyjnym „O reprezentacji fazowej” Iwo Białynicki-Birula (Uniwersytet Warszawski) omówił związki między klasycznym i kwantowym opisem silnej wiązki fotonów. Opis klasyczny wiązki, poprawny w granicznym przypadku wielkich natężeń jest matematycznie prostszy, jednak opis oddziaływania jego z materią, traktowaną oczywiście w sposób kwantowy, zawiera w sobie niekonsekwencję równoczesnego stosowania dwu różnych pojęciowo ujęć. Jak wykazał w swym wykładzie Białynicki, można zaproponować taką reprezentację pola elektromagnetycznego, w której rachunki zostaną ogromnie uproszczone i zachowana jednocześnie jednolitość przedstawienia.

W pewnym sensie zagadnienie odwrotne rozpatrzył E. P. Gordov (Instytut Fizyki Atmosfery AN ZSRR, Tomsk). W przypadku analizy oddziaływania pola z ośrodkiem makroskopowym (np. w zagadnieniach optyki nieliniowej) elektrodynamika kwantowa nie daje do dyspozycji dobrej metody rachunku przybliżonego, która pozwoliłaby przedyskutować konkretne zagadnienia. Autor omawia różne przypadki, w których półklasyczna elektrodynamika pozwala skutecznie i bezpośrednio rozwiązać różne problemy.

Główny nurt wykładów doświadczalnych dotyczył zagadnień spektroskopii najwyższej zdolności rozdzielczej, olbrzymiego postępu, jaki dokonał się w tej dziedzinie dzięki zastosowaniu laserów i wykorzystaniu ogromnej ilości informacji uzyskanych na tej drodze.

J. P. Descoubes (Université Paris-Nord) zajął się sprawą stabilizacji częstości lasera Ar^+ przy pomocy przejścia molekularnego w jodzie. Użył on metody spektroskopii nasyceniowej. Zbudowany układ pozwolił nie tylko uzyskać bardzo wysoki stopień stabilizacji częstości promieniowania emitowanego przez laser (m. in. możliwa była obserwacja długotrwałych dudnień dwóch wiązek laserowych stabilizowanych, każda na innej linii molekularnej jodu), lecz również na zaobserwowanie bardzo subtelnych efektów w widmie molekularnym jodu (ciśnieniowe rozszerzenie i przesunięcie linii przy bardzo małych ciśnieniach, bardzo słabe efekty predysocjacyjne indukowane przez oddziaływania nadsubtelne, wreszcie spektroskopowe zaobserwowanie efektów odrzutu przy zderzeniach, przez odstrojenie od nasyconej absorpcji).

Podobne zagadnienia, głównie z punktu widzenia możliwości zastosowań w metrologii omówił Kohki Matsura (Kanazawa University).

W pięknych wykładach, W. Demtröder (Universität Kaiserslautern) dał przegląd metod spektroskopii laserowej i postępu uzyskanego na tej drodze w dwu kierunkach: a) powiększenia zdolności rozdzielczej przez eliminację rozszerzenia dopplerowskiego linii i zastosowanie tych metod do badania widm najprostszych cząsteczek, oraz b) badania ewolucji czasowej widm.

W pierwszym punkcie rozpoczął on od omówienia klasycznej metody wzbudzenia fluorescencji w wiązce molekularnej prostopadle do jej biegu, dając następnie opis spektroskopii laserowej szybkich jonów, różnych metod spektroskopii nasyceniowej, polaryzacyjnej, aż do podwójnego rezonansu optyczno-optycznego. W tej ostatniej metodzie przy pomocy jednej, silnej, modulowanej wiązki laserowej, dostrojonej do określonego przejścia molekularnego wywołujemy modulację obsadzeń poziomów molekularnych zaangażowanych w przejściu, druga zaś słaba wiązka próbna o innej przestrajanej długości fali wzbudza interesujące nas widmo z poziomu o modulowanym obsadzeniu. Jeśli tę metodę wzbudzenia skombinować ze spektroskopią nasyceniową, można uzyskać tak wielkie zdolności rozdzielcze, że w widmie ujawniają się struktury o rząd wielkości węższe niż struktury rotacyjne widm. Analiza tych struktur pozwala wykryć wewnętrzne oddziaływania zaburzające, których obecność może modyfikować reguły wyboru. Innym polem zastosowań spektroskopii laserowej jest użycie strojonych laserów o silnych i bardzo krótkich impulsach. Takie lasery stanowią nieocenione narzędzie badania czasów życia stanów wzbudzonych, procesów niestabilnych i ich dynamiki w swobodnych cząsteczkach, procesów zderzeniowego przekazywania energii itp.

Wykłady K. Rosińskiego (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) dotyczyły następnego kroku w rozwoju współczesnej spektroskopii najwyższej zdolności rozdzielczej, mianowicie metody Ramseya rozdzielonych pól oscylujących. Przeniesieniu tej metody z zakresu mikrofalowego na optyczny towarzyszy jednak szereg trudności związanych z faktem, że w tym ostatnim wypadku wielkość obszaru oddziaływania pola optycznego z badanym układem atomowym jest, w przeciwieństwie do pola mikrofalowego, bardzo znaczna w porównaniu z długością fali. W wykładzie znajdujemy odpowiedzi na pytania, jak te trudności przezwyciężyć i jakie są pierwsze rozwiązania doświadczalne.

O fascynujących zastosowaniach nowych technik spektroskopii laserowej w badaniach krótko żyjących izotopów mówił H. J. Kluge. (Johannes Gutenberg Universität, Mainz). Badania spektroskopowe pozwalają zebrać bogaty materiał doświadczalny dotyczący struktury nadsubtelnej i przesunień izotopowych nuklidów o znacznym niedomiarze lub znacznym nadmiarze neutronów. Nuklidy te powstają w kilku różnych procesach (rozszczepienie jąder uranu przez neutrony powolne, przez szybkie protony, reakcje ciężkich jonów i kruszenie jąder szybkimi protonami). Doświadczenia prowadzi się wprost na produktach reakcji otrzymanych z odpowiedniego akceleratora czy reaktora w wiązce opuszczającej separator izotopów.

Użycie laserów w niezmiernie silnym stopniu udoskonaliło klasyczne metody spektroskopii molekularnej. O postępie w dziedzinie techniki badania rozproszenia ramanowskiego i o nowych jego zastosowaniach w biofizyce mówił G. Müller (Friedrich-Alexander Universität, Erlangen-Nürnberg). Po ogólnym przypomnieniu podstaw fizycznych rozproszenia ramanowskiego (i zwróceniu szczególnej uwagi na znaczenie rozproszenia rezonansowego i bliskiego rezonansu), wykładowca dokonał przeglądu zastosowań analitycznych i diagnostycznych w badaniach zanieczyszczenia środowiska (spektroskopia gazowa) i procesów biochemicznych (badanie przebiegów procesów w organizmach, np. utleniania hemoglobiny we krwi, badanie poziomu różnych składników krwi w osoczu). Omówił on wreszcie nowy dział badań: rozproszenie ramanowskie w warstwie badanej w warunkach całkowitego wewnętrznego odbicia. Gdy wiązka światła pada pod kątem większym od granicznego, do ośrodka optycznie rzadszego przenika szybko zanikająca fala. Jest ona jednak nie tylko pochłaniana lecz podlega również rozproszeniu (rayleighowskiemu i ramanowskiemu). Efekt jest bardzo słaby. Jednak dzięki bardzo wysokiej czułości układów detekcyjnych i bardzo pomysłowym rozwiązaniom układu doświadczalnego, uzyskano przy użyciu jako źródła bardzo silnego lasera argonowego obiecujące wyniki. Jedną z przewidywanych możliwości zastosowania jest badanie oddziaływań powierzchniowych (kataliza, adsorpcja, reakcje enzymatyczne). Ostatnim omówionym przez referenta tematem były badania ramanowskie ograniczone do obszarów o rozmiarach mikrometra lub nawet submikrometrycznych. Główne ich zastosowania to badanie procesów biochemicznych wywołanych w wielkich cząsteczkach przez enzymy.

O zastosowaniach laserów do sondowania atmosfery, badania jej zanieczyszczeń i ich analizy mówił V. E. Zuev (Instytut Fizyki Atmosfery AN ZSRR, Tomsk). Uzyskanie dokładnej informacji o rozkładzie przestrzennym, o kształcie i rozmiarach zawieszin rozpraszających wymaga nie tylko sondowania z jednego stanowiska i badania echa wstecznego lecz rozdzielenia miejsca emisji sygnałów i detekcji echa (w tym ostatnim wypadku możemy dysponować również zależnością natężenia wiązki rozproszonej od kąta rozproszenia). Stosuje się także badanie rozpraszania światła spolaryzowanego i wyznaczanie parametrów Stokesa.

Coraz większa różnorodność materiałów czynnych używanych w laserach zmusza konstruktorów do modyfikacji układów, w których promieniowanie może być generowane. Przy budowie laserów, w których ciałem roboczym są metale (w szczególności trudno parujące) korzystnym rozwiązaniem może być układ łączący laserową komorę rezonansową z lampą wyładowczą o wnękowej katodzie. Tym konstrukcjom był poświęcony wykład Rózsa Karoly'a (Instytut Fizyki Węgierskiej Akademii Nauk Budapeszt).

Powracamy obecnie do tematyki wykładów teoretycznych. V. Degiorgio (CISE, Mediolan) zajął się zagadnieniem pozornie bardzo dalekim od optyki kwantowej, mianowicie efektami hydrodynamicznymi występującymi w cieczy zawartej między płaskimi, równoległymi płytkami, między którymi wytworzono różnicę temperatur ΔT . Zależnie od wielkości ΔT występują w cieczy różne efekty: przewodnictwo cieplne (gdy $\Delta T < \Delta T_c$ — różnicy krytycznej) lub konwekcja ciepła w postaci przepływów laminarnych wzdłuż regularnych linii. Gdy ciecz nie jest jednoskładnikowa, a np. dwu- pojawiają się dodatkowo efekty związane z termodyfuzją. W obu przypadkach mamy do czynienia ze stanami nieustalonymi. Dyskusja równań hydrodynamicznych opisujących tę sytuację pokazuje, że istnieje daleko idąca analogia w opisie tych zjawisk i procesów zachodzących w laserach.

Wolfgang Weidlich (Universität, Stuttgart) zbadał czasową ewolucję układów opisanych równaniem Fokkera Plancka (skupił przy tym uwagę na zagadnieniach związanych z optyką kwantową i bistabilnością). Rozpatrzył on prosty, jednowymiarowy model potencjału $V(x)$ zobrazowanego krzywą symetryczną względem $x = 0$, mająca dwa minima przedzielone niezbyt wysoką barierą i rosnącego nieograniczenie, gdy $|x|$ wzrasta do nieskończoności. W rozpatrywanym układzie przyjmujemy pewien rozkład początkowy elementów w funkcji x i poszukujemy końcowego rozkładu w stanie ustalonym w zależności od początkowej wartości średniej $\langle x \rangle$.

Dwa wykłady (G. Pichlera (Uniwersytet w Zagrzebiu) i J. Fiutaka (Uniwersytet Gdański)) były poświęcone zagadnieniu rozszerzenia ciśnieniowego linii widmowych.

Zagadnienie paradoksu Einsteina, Podolskiego i Rosena (EPR) przedstawił w swym wykładzie H. Paul (Instytut Optyki i Spektroskopii AN NRD). Po przypomnieniu zagadnienia referent przedstawił dyskusję prób wytłumaczenia przez wprowadzenie ukrytych parametrów oraz pomysły i próby realizacji doświadczeń, których wyniki mogłyby wyjaśnić pozorną niezgodność paradoksu EPR z postawowymi ideami mechaniki kwantowej. Wyniki dotychczasowych doświadczeń jak i wnikliwe analizy teoretyczne wskazują, że przez zastosowanie odpowiedniego formalizmu mechaniki kwantowej ta niezgodność może być usunięta.

W wykładzie o nieliniowych zjawiskach optycznych w próżni Z. Białynicka-Birula (IF PAN Warszawa) przeanalizowała zagadnienie propagacji w próżni fal elektromagnetycznych o dużym natężeniu w obecności silnego jednorodnego pola magnetycznego. W tych warunkach teoria przewiduje wystąpienie zjawisk nieliniowych, podobnych do tych jakie występują w ośrodkach materialnych (np. generacja drugiej harmonicznej). Wybór analizowanej sytuacji fizycznej został podyktowany odkryciami astrofizycznymi (bardzo silnych pól magnetycznych w pobliżu gwiazd neutronowych).

Wykłady omówione wyżej uzupełniło kilka referatów seminaryjnych: K. Wódkiewicza (Uniwersytet Warszawski) „Bistabilność optyczna”, K. Rzążewskiego (Uniwersytet Warszawski) „Promieniowanie układu wielu atomów”, E. Czuchaja (Uniwersytet Gdański) „Prawdopodobieństwa przejścia układu dwóch atomów zderzających się w obszarze wiązki laserowej, J. Czuba (Uniwersytet Gdański) „Wpływ zderzeń na fluorescencję rezonansową i rozproszenie rayleighowskie silnych wiązek światła” i J. D. Polla (University of Guelph) „Międzycząsteczkowa spektroskopia gazów”.

Organizatorzy szkoły, fizycy z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego (pod przewodnictwem prof. J. Heldta i dra J. Czuba) włożyli wiele trudu, by zapewnić uczestnikom szkoły jak najlepsze warunki pracy, dyskusji i wypoczynku. Udało się im to w pełni, czym zasłużyli na wyrazy wdzięczności. Dodatkowym do niej tytułem jest podjęcie przez nich pracy nad opublikowaniem tekstów wykładów i seminariów. Wydawnictwo to ukazało się w bieżącym roku nakładem Instytutu Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego.

Tadeusz Skaliński

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Fizyka Cienkich Warstw — I Ogólnopolska Jesienna Szkoła w Szczyrku

W dniach od 19 do 25 października 1979 r. odbyła się w Szczyrku I Ogólnopolska Jesienna Szkoła „Fizyka Cienkich Warstw”. Organizatorem Szkoły był Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN w Zabrze, kierownikiem szkoły — prof. Witold Żdanowicz, sekretarzem naukowym — doc. Lidia Żdanowicz. Instytucjami popierającymi Szkołę — III Wydział PAN i Polskie Towarzystwo Fizyczne.

Celem Szkoły było kontynuowanie tradycyjnych już ogólnopolskich spotkań, z których dwa kolejne, w formie sympozjów (organizowanych także przez Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN w Zabrze) odbyły się w październiku 1973 i październiku 1975 r. również w Szczyrku.

Biorąc pod uwagę opinię komitetów naukowych obu sympozjów oraz liczne głosy ich uczestników, organizatorzy postanowili kontynuować te spotkania przekształcając je jednak w szkołę jesienną fizyki cienkich warstw. Zmiana ta umożliwiła znaczne podniesienie poziomu naukowego tych ogólnopolskich spotkań naukowych, zaproszenie liczного grona wykładowców z zagranicy, zapoznanie uczestników szkoły z najnowszymi osiągnięciami światowymi w dziedzinie fizyki cienkich warstw, liczne konsultacje, dyskusje itp.

Oprócz wykładów w czasie Szkoły odbyła się również prezentacja prac własnych uczestników w ramach tzw. wieczornych sesji plakatowych. Podniosło to znacznie poziom i znaczenie szkoły i było dodatkowym bodźcem do dyskusji i konfrontacji teorii przedstawionych na wykładach z doświadczeniem słuchaczy, umożliwiło również, podobnie jak na poprzednio organizowanych sympozjach, dokonanie przeglądu możliwie całego polskiego dorobku naukowego i konfrontacje prac różnych krajowych ośrodków naukowych w tej nowej bardzo interesującej gałęzi fizyki ciała stałego. Językiem wykładowym Szkoły był angielski. Tylko nieliczne wykłady były wygłaszane po polsku lub po rosyjsku, jeden był nawet w języku czeskim.

Zakres tematyczny dotyczył głównie nowoczesnych metod otrzymywania i badania własności fizycznych cienkich warstw metali, dielektryków i półprzewodników, kinetyki ich zarodkowania, morfologii wzrostu, struktury oraz wpływu tych parametrów na ich własności elektryczne, optyczne i mechaniczne. Duży nacisk położony został na zastosowanie cienkich warstw w różnych dziedzinach fizyki i elektroniki.

W materiałach Szkoły, które otrzymali uczestnicy w dzień przyjazdu, znajdował się szczegółowy program oraz streszczenia wykładów i prezentowanych na sesjach plakatowych prac własnych.

W Szkole wzięło udział 180 osób w tym 20 gości zagranicznych. Wykładowcy z Bułgarii, CSRS, NRD, RFN, Wielkiej Brytanii, USA i ZSRR (13 osób) wygłosili 16 wykładów, a wykładowcy krajowi (12 osób) — 12 wykładów. Uczestnicy szkoły reprezentowali 40 różnych instytucji naukowych Polskiej Akademii Nauk, Ministerstwa Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki oraz innych resortów.

Bardzo ożywiona i rzeczowa dyskusja po wykładach, a w szczególności na sesjach plakatowych (przedstawiono 120 prac własnych) świadczyła o ważności i znaczeniu poruszonych tematów. Wydaje się, że organizatorom Szkoły udało się, poprzez równoległą organizację sesji plakatowych i wykładów, rozwiązać problem dużego nagromadzenia i przeciążenia materiałem informacyjnym jakie zazwyczaj towarzyszy tego typu imprezom.

Organizatorzy przewidują wydrukowanie wykładów oraz tylko częściowo (z powodu trudności wydawniczych) prac własnych.

Pogoda, zgodnie z tradycją i planem była zmienna. W niedzielę i w chwilach wolnych świeciło słońce było ciepło. W czasie wykładów najczęściej padał deszcz i było zimno.

Witold Żdanowicz

Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN
Zabrze

XXX Konferencja Spektroskopii Jądrowej i Struktury Jądra Atomowego w Leningradzie

Jubileuszowa Konferencja Spektroskopii Jądrowej i Struktury Jądra Atomowego odbyła się między 18 a 21 marca 1980 r. w Leningradzie. Zgodnie z trzydziestoletnią tradycją Komitetowi Organizacyjnemu i Naukowemu przewodniczył prof. B. S. Dżełepow z Leningradzkiego Oddziału Akademii Nauk ZSRR.

Mimo jubileuszu, konferencja miała bardzo roboczy i rzeczowy charakter. Wydaje się, że już przeznaczenie na obrady sal, które pamiętały Jacobiego czy Mendelejewa, przydawało odpowiedniej oprawy wystąpieniom i wykładom.

W pracach konferencji uczestniczyło około 420 fizyków radzieckich. Do grona tego dołączyli przedstawiciele zaproszonych instytucji zagranicznych, współpracujących z uczonymi leningradzkimi, z Bułgarii, Belgii, Czechosłowacji, Finlandii, Jugosławii, Kuby, Niemieckiej Republiki Demokratycznej i Republiki Federalnej Niemiec, ze Stanów Zjednoczonych AP, Węgier, Wielkiej Brytanii i Wietnamu. Delegacja polska składała się z fizyków z Warszawy, Krakowa, Lublina i przedstawicieli polskiej grupy z Dubnej.

Trwające cztery dni obrady objęły 11 wykładów przeglądowych i 237 komunikatów wybranych przez Komitet Naukowy z ponad 530 zamieszczonych w zbiorze streszczeń. Ten olbrzymi materiał podzielono między kilka sekcji konferencji: własności konkretnych jąder atomowych; opis mechanizmów rozpadu promieniotwórczego α , β , γ ; reakcje jądrowe; technika spektroskopowa i jej zastosowania w innych działach fizyki. Bardzo obszerny program miała sekcja teorii struktury jądra atomowego i teorii reakcji jądrowych, przede wszystkim z ciężkimi jonami. Ponadto uczestnicy spotykali się na codziennych sesjach plenarnych.

Bez wątplenia do najciekawszych wystąpień należały wykłady J. C. Szapira (Moskwa) i L. A. Sliwa (Nowosybirsk).

J. C. Szapiro wykład poświęcił zagadnieniu quasi-jąder i quasi-atomów. Są to struktury typu nukleon-antynukleon wiążące się bądź siłami jądrowymi (quasi-jądra), bądź siłami kulombowskimi (quasi-atomy). W ostatnim przypadku układ przypomina pozytronium i był obserwowany przy rozpraszaniu antyprotonów na protonach. Tworzące się wówczas protonium ($p\bar{p}$) ma złożoną strukturę energetyczną (rejestruje się około 19 przejść γ do stanu podstawowego) i może w różny sposób anihilować (e^+e , 2μ , itp.). Ciekawa sytuacja występuje w układzie barion-antibarion związanym oddziaływaniem silnym. Z osczacoń fenomenologicznych (OBEM) oraz chromodynamiki kwantowej wynika, że stan słabo związany jest możliwy, chociaż tworzony w zderzeniach $B\bar{B}$ z niewielkim prawdopodobieństwem. Przypuszcza się, że jest to raczej nietrwały stan dikwark-antydikwark niż mezon-mezon. Dane doświadczalne zdają się świadczyć, że omawiane układy rzeczywiście są obserwowane przy energiach 1, 5 GeV—2,4 GeV. Zdaniem prelegenta istnieją w niedalekiej przyszłości szanse sprawdzenia występowania innych egzotycznych układów typu np. $2B + \bar{B}$ czy $2B + 2\bar{B}$. Nadzieje na szybką weryfikację wiążą się z realizowanymi dużymi akceleratorami (np. LEAR w CERN-ie, którego uruchomienie przewiduje się na 1982 rok).

L. A. Sliw przeanalizował kierunki badań fizyki jądrowej w latach osiemdziesiątych. Szczególna rola, zdaniem prelegenta, przypadnie fizyce ciężkich jonów. Grube oszacowania wskazują na możliwości zsyntetyzowania w różnego typu reakcjach z ciężkimi jonami około 4000—4500 nowych nuklidów. Przykładowo; w rodzinie wapnia mogą pojawić się jądra atomowe o liczbie masowej od $A = 31$ do $A = 70$. Uran może występować w stanach masowych $A = 185$ do $A = 302$. W ten sposób znacząco zwiększą się nasze informacje o ekstremalnie dużych statycznych deformacjach, przesunięciach izotopowych czy wyglądzie powierzchni jądra atomowego. Udoskonalenie powstającej techniki na wiązce z laserem umożliwi precyzyjne pomiary momentów magnetycznych i kwadrupolowych, średniego promienia kwadratowego jąder atomowych i innych charakterystyk.

Ponadto reakcje z ciężkimi jonami prowadzą do różnego typu procesów złożonych i wtórnych. Badania głębokonieelastycznego rozpraszania wskazują na potrzebę rewizji poglądów na tzw. problem kolektywności. Zastanawiające jest, że uczestniczące w reakcjach jądra atomowe zachowują w wielu przypadkach swoją indywidualność.

Lata siedemdziesiąte zapoczątkowały badania nad szybką rotacją jądra atomowego. Zebrane dane wskazują, że każde jądro w polu wirującego potencjału zachowuje się bardzo swoiście. Dalsze badania, zdaniem L. A. Sliwa, mogą rzucić nowe światło na warunki zmiany typu kolektywności w tym samym jądrze.

Podstawowego znaczenia w obrębie całej fizyki jądrowej nabierze problem sił jądrowych. I to z dwu powodów: niezadowolającego opisu potencjału jądrowego w teorii fenomenologicznej (niektóre potencjały zawierają „rekordową” ilość 40 parametrów) oraz ekspansywnie rozwijającej się chromodynamiki kwantowej jako fundamentalnej teorii oddziaływań silnych¹. Lata osiemdziesiąte będą okresem budowania spójnej teorii struktury jądra atomowego, konsekwentnie relatywistycznej. Teoretyczna fizyka jądrowa musi prze-

¹ Patrz artykuł W. Królikowskiego, *Postępy Fizyki* 30, 307 (1979).

kroczyć horyzont-wyznaczony makroskopową intuicją kropli i nierelatywistycznym równaniem Schrödingera. W tym kontekście nabierają także znaczenia metody przybliżania oddziaływań wielociałowych. Problem u efektywniania sił jądrowych dla nukleonów walencyjnych musi być przeanalizowany na nowo. L. A. Sliw zakończył optymistycznym stwierdzeniem, że przyszłość fizyki jądrowej i jej znaczenie jako dziedziny inspirującej leży w rękach samych fizyków jądra atomowego.

Inne referaty plenarne poświęcone były bardziej konkretnym problemom obecnej teorii. L. Miunchow mówił o dysypacyjnych procesach głębokonieelastycznych reakcji z ciężkimi jonami, L. Funke o badaniach jąder przejściowych metodą jądra złożonego, J. W. Chaponow o nowej próbie zastosowania przybliżonej symetrii SU (4) w jądrach ciężkich, A. Scott o przejściach fazowych jądra sferyczne — jądra rotacyjne w obszarze mas $A \approx 150$, I. N. Michajłow o kolektywnych wzbudzeniach jąder szybko wirujących, a S. Frauendorf o wzbudzeniach quasi-cząstkowych na linii *yrast*. Szczupły czas przewidziany na każde z wystąpień nie pozwalał rozwinąć szerszej dyskusji, co pozostawiało wrażenie pewnego niedosytu. W tej sytuacji dopiero dyskusje w sekcjach podnosiły temperaturę obrad.

Komunikaty zostały pogrupowane tematycznie po kilka, a referowanie głównych tez Komitet Naukowy zlecił wybranym autorom. Nie pretendując do syntezy całościowych chcę uczynić kilka nasuwających mi się uwag, głównie na marginesie obrad w sekcjach teorii jądra i teorii reakcji jądrowych.

Ponad 90% komunikatów związanych tematycznie z reakcjami jądrowymi dotyczyło ciężkich jonów. Badanie przebiegu zderzeń daje w efekcie wkład do badań także o podstawowym charakterze. Rozwój kwantowej teorii lepkości i tarcia, a także teorii zderzeń z udziałem więcej niż dwu ciał jest tego dowodem.

Zwraca uwagę duża niedoskonałość opisu struktury jąder nieparzystych. W przeciwieństwie do jąder parzysto-parzystych, dla których opis Bohra–Mottelсона pozwala odtwarzać nawet bardzo subtelne efekty, analogiczne modele tworzone przez sprzężenie dodatkowej cząstki nieparzystej z rdzeniem „dobrze kolektywnym” zawodzą. Szczególnie w obszarze jąder przejściowych. Zaprezentowane w trakcie konferencji opisy fenomenologiczne są próbą obejścia trudności modelowych i raczej śledzenia mechanizmów sprzęgania się cząstki nieparzystej niż mechanizmów wzbudzania rdzenia.

Na gruncie kwantowej teorii pola udowodniono w przeciągu ostatnich dwu dziesięcioleci bardzo głębokie twierdzenia związane z symetriami układów fizycznych i łamaniem tych symetrii (np. tzw. alternatywą Goldstone’a). Do tej pory fizyka jądrowa wykorzystuje jedynie marginesowo te wyniki. Wydaje się jednak, że wspomniane twierdzenia muszą mieć w jej obrębie poważne konsekwencje. Stąd próby nowego spojrzenia na klasyczne już symetrie jądrowe. Chaponow pokazał, że przeformułując w nowy sposób symetrię związaną z wignerowską grupą SU (4) można osiągnąć daleko bardziej zadowalający opis energii wiązania ciężkich jąder atomowych niż np. w tzw. modelu kropelkowym.

W ostatnim dniu konferencji odbyła się wycieczka do Leningradzkiego Instytutu Fizyki Jądrowej w Gacznynie. Organizatorzy umożliwili też obejrzenie leningradzkiego zespołu baletowego w „Puszkynie” Czajkowskiego oraz kontrowersyjnego widowiska operowego Szczedrina według „Martwych dusz” Gogoła. XXXI Konferencję postanowiono zwołać do Samarkandy.

Wiesław A. Kamiński

Instytut Fizyki UMCS
Lublin

D. S. Czernawski, J. M. Romanowski, N. W. Stepanowa: **Modelowanie matematyczne w biofizyce**. Tłumaczyła z języka rosyjskiego Ewa Skrzypczak, PWN, Warszawa 1979, str. 346, cena zł 46,—

Książka poświęcona jest matematycznym aspektom biofizyki teoretycznej. Składa się z pięciu części: Pierwsze trzy części (Podstawy kinetyki biologicznej, Modele ewolucji i rozwoju w biologii, Modele wzrostu populacji komórek) poświęcone są analizie układów biologicznych, które dają się scharakteryzować wielkościami zależnymi od czasu (jednorodnymi ze względu na zmianę przestrzenną). Układy takie modelowane są przy pomocy układów równań różniczkowych rzędu pierwszego (są to tzw. modele punktowe). Przedstawiono tu szereg prostych modeli układów biologicznych, podano charakterystyczne cechy równań różniczkowych modeli punktowych oraz podano zasadę prostoty i omówiono jej znaczenie w biologii. Kilka słów poświęcono metodom matematycznym pozwalającym na upraszczanie i analizowanie równań punktowych a następnie przeprowadzono analizę przebiegu asymptotycznego (np. szybkości i charakteru wzrostu, pojawiania się oscylacji etc.) parametrów charakterystycznych układ biologiczny rozwijającego się, wykształcającego się różnych gatunków z jednego kodu genetycznego czy też zagadnienia reakcji immunologicznej.

Część czwarta (Nietypowe układy kinetyczne) omawia modele układów biologicznych niejednorodnych ze względu na zmienne przestrzenne, tj. układów charakterystycznych wielkościami zależnymi zarówno od czasu jak i położenia. Układy te opiswane są równaniami różniczkowymi (zwykle nieliniowymi) o pochodnych cząstkowych typu parabolicznego. Podobnie jak w poprzednich częściach, przedmiotem analizy jest asymptotyczny przebieg rozwiązań równań modelu. Dość obszernie rozpatrzono zagadnienia oscylacji w układach niepunktowych (pojawianie się oscylacji, wzajemne oddziaływanie układów oscylujących, synchronizacja). Część ostatnia zawiera uwagi o zagadnieniach statystycznych w biologii oraz omawia związki między biologią a termodynamiką.

Podstawą badania modeli jest analiza układów równań różniczkowych zwyczajnych, które Autorzy stawiają przy pomocy metod analitycznych (różnych wariantów metody Kryłowa–Bogolubowa). Wyjątek stanowi badanie rozwiązań układów dwu równań, gdzie stosowana jest również metoda izoklin. Równania, które się bada są równaniami z małym parametrem otrzymanymi w wyniku linearizacji równań wyjściowych modelu. W przypadku równań cząstkowych redukcja do układu równań różniczkowych zwyczajnych odbywa się metodą rozdzielania zmiennych względnie dyskretyzacji względem zmiennej przestrzennej. Opisane metody pozwalają na otrzymanie informacji o rozwiązaniach układu o charakterze lokalnym (tj. w sytuacjach, gdy układ różni się niewiele od układu liniowego); własności globalne modelu przy stosowaniu metod analitycznych są z konieczności pominięte. Analiza globalnych własności modelu (oparta na metodzie izoklin) jest ograniczona do układów dwu równań różniczkowych.

Ograniczenie się do podanych metod badania modeli jest dużym brakiem książki. Badanie prawie wyłącznie układów dwu równań różniczkowych przy rozważaniu układów punktowych bardzo zużyło książkę. Z kolei część monografii poświęcona układowi nieliniowemu w dziedzinie badania własności nieliniowych równań cząstkowych typu parabolicznego. O dyskusyjnym charakterze Cz. IV książki wspomina również

R E C E N Z J E

R E C E N Z J E

D. S. Czernawski, J. M. Romanowski, N. W. Stiepanowa: **Modelowanie matematyczne w biofizyce**. Tłumaczyła z języka rosyjskiego Ewa Skrzypczak, PWN, Warszawa 1979, str. 346, cena zł 46,—

Książka poświęcona jest matematycznym aspektom biofizyki teoretycznej. Składa się z pięciu części. Pierwsze trzy części (Podstawy kinetyki biologicznej, Modele ewolucji i rozwoju w biologii, Modele wzrostu populacji komórek) poświęcone są analizie układów biologicznych, które dają się scharakteryzować wielkościami zależnymi jedynie od czasu (jednorodnymi ze względu na zmienne przestrzenne). Układy takie modelowane są przy pomocy układów równań różniczkowych zwyczajnych rzędu pierwszego (są to tzw. modele punktowe). Przedstawiono tu szereg prostych modeli układów biologicznych, podano charakterystyczne cechy równań różniczkowych modeli punktowych oraz podano zasadę prostoty i omówiono jej znaczenie w biologii. Kilka słów poświęcono metodom matematycznym pozwalającym na upraszczanie i analizowanie równań modeli punktowych a następnie przeprowadzono analizę przebiegu asymptotycznego (np. szybkości i charakteru wzrostu, pojawianiu się oscylacji etc.) parametrów charakteryzujących układ biologiczny rozważając odpowiedni model matematyczny. Przedmiotem rozważań są między innymi zagadnienia powstania życia, wykształcenia się różnych gatunków z jednego kodu genetycznego czy też zagadnienia reakcji immunologicznej.

Część czwarta (Nietypowe układy kinetyczne) omawia modele układów biologicznych niejednorodnych ze względu na zmienne przestrzenne, tj. układów charakteryzowanych wielkościami zależnymi zarówno od czasu jak i położenia.

Układy te opisywane są równaniami różniczkowymi (zwykle nieliniowymi) o pochodnych cząstkowych typu parabolicznego.

Podobnie jak w poprzednich częściach, przedmiotem analizy jest asymptotyczny przebieg rozwiązań równań modelu. Dostyc obszernie rozpatrzono zagadnienia oscylacji w układach niepunktowych (pojawianie się oscylacji, wzajemne oddziaływanie układów oscylujących, synchronizacja).

Część ostatnia zawiera uwagi o zagadnieniach statystycznych w biologii oraz omawia związki między biologią a termodynamiką.

Podstawą badania modeli jest analiza układów równań różniczkowych zwyczajnych, które Autorzy badają przy pomocy metod analitycznych (różnych wariantów metody Kryłowa–Bogolubowa). Wyjątek stanowi badanie rozwiązań układów dwu równań, gdzie stosowana jest również metoda izoklin. Równania, które się bada są równaniami z małym parametrem otrzymanymi w wyniku linearyzacji równań wyjściowych modelu. W przypadku równań cząstkowych redukcja do układu równań różniczkowych zwyczajnych odbywa się metodą rozdzielenia zmiennych względnie dyskretyzacji względem zmiennej przestrzennej.

Opisane metody pozwalają na otrzymanie informacji o rozwiązaniach układu o charakterze lokalnym (tj. w sytuacjach, gdy układ różni się niewiele od układu liniowego); własności globalne modelu przy stosowaniu metod analitycznych są z konieczności pominięte. Analiza globalnych własności modelu (oparta na metodzie izoklin) jest ograniczona do układów dwu równań różniczkowych.

Ograniczenie się do podanych metod badania modeli jest dużym brakiem książki. Badanie prawie wyłącznie układów dwu równań różniczkowych przy rozważaniu układów punktowych bardzo zubożyło książkę. Z kolei część monografii poświęcona układom niepunktowym mocno się zestarzała. Wynikło to z dużego postępu, obserwowanego ostatnio w dziedzinie badania własności jakościowych nieliniowych równań cząstkowych typu parabolicznego. O dyskusyjnym charakterze Cz. IV książki wspomina również Tłumacz w przedmowie.

Budzi zastrzeżenia również motywacja Autorów upraszczania modeli matematycznych („zasada prostoty”). Stwierdzają oni, że ponieważ ewolucja wyselekcjonowała obiekty, w których sterowanie procesami odbywa się w sposób najprostsz, przeto modele opisujące te obiekty winny być proste, tj. winny zawierać możliwie mało nieznananych parametrów. Autorzy nie wyjaśniają na czym opierają przypuszczenie, że procesy proste biologicznie winny mieć prosty opis matematyczny. Również nie informują, co rozumieją przez prostotę procesu biologicznego.

Stwierdzenie (str. 40), że „istnienie hierarchii czasowej w układach biologicznych nie jest dziełem przypadku”, bo „... Hierarchia czasowa pozwala na uproszczenie modeli matematycznych i zmniejszenie liczby zmiennych niezależnych”, jest zbyt odważne. Nie sądzę, by przyroda aż tak troszczyła się o wygodę tych, którzy zajmują się jej badaniem.

Podkreślenie faktu, że redukcja liczby zmiennych niezależnych w modelach jest podyktowana głównie względami technicznymi (brak odpowiednich technik matematycznych dla badania złożonych układów) pozwoliłoby uniknąć ryzykownego stwierdzenia (str. 41, 96), że rozwiązanie przybliżone okazuje się bardziej kompletne niż rozwiązanie dokładne.

Przechodzę do uwag szczegółowych podając numery stron i wierszy (te ostatnie liczone od góry lub dołu):

- 28 : O prawych stronach układu (1.4) zakłada się co najmniej różniczkowalność (por. 1.7).
 33 : Twierdzenie Tichonowa podano z błędami.
 137¹⁸ : Zdanie to sugeruje, że zasługą Monda było rozwiązanie układu (6.30), który w prosty sposób sprowadza się do równania o zmiennych rozdzielonych. Chodzi tu zapewne o co innego.
 138 : Napisanie stosownych równań wyjaśniłoby, skąd wzięły się wzory (6.32), (6.33).
 173 : Polemika z wynikami Nazarenki-Selkova jest mało przekonująca, bo nie podano ich modelu.
 205 : Brak wyjaśnienia dlaczego we wzorach (10.8) musi zachodzić nierówność $P \neq Q$ (jeśli nie zachodzi, (10.8) może nie mieć pierwiastków izolowanych).
 206 : Brak informacji czy rozważany układ spełnia założenia twierdzenia Najmarka.
 212₃ : 215 Warunek $\bar{\varphi} = \text{const}$ jest konsekwencją obu równań różniczkowych i warunków brzegowych.
 209₃ : 212₁ Brak określenia n_{max} . Nie wiadomo do czego potrzebna jest dalej ta wielkość.
 233 : Należało szczegółowiej omówić sposób otrzymania (11.5)—(11.7). Zrobiono to dopiero na str. 251 dla nieco innych równań.
 234 : Rozuwanie zastosowane przy badaniu pasma synchronizacji Δs budzi zastrzeżenie. Wzór (11.13), używany do analizy pasma otrzymano zakładając, że α i β są małe. Oznacza to, wobec (11.3), że liczba n nie może być zbyt duża. Z drugiej strony Autorzy analizując szerokość pasma wykorzystują (11.13) dla dużych n . Podobna uwaga dotyczy rozumowania ze strony 236.
 251 : Brak definicji b_0 , T_0 . Brak informacji dlaczego zakłada się, że izolowane generatory mają prostokątny cykl graniczny (wybór z_0 we wzorze (12.14)).
 255 : Autorzy wykazali dostateczność (a nie jak piszą konieczność) warunku (12.30).

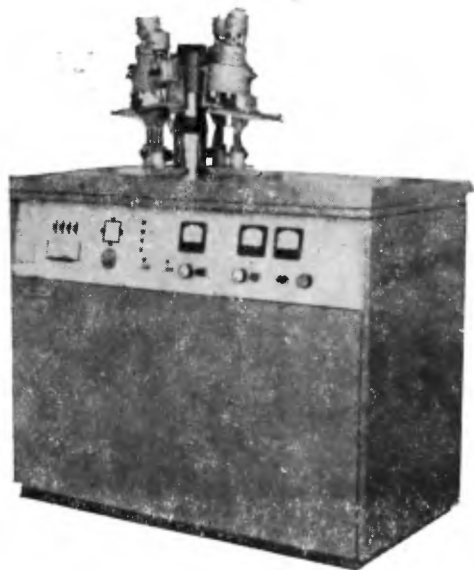
W książce razi nonszalancja w sformułowaniach matematycznych. Nie wymagam tu od Autorów jakiegś nadmiernej precyzji, jednak zbytnia beztroška prowadzi często do sformułowań jawnie fałszywych, jak np. zdania 28₁₁, 116₁₈, 251 zwrot w (12.13), 314₁₇, 316₂₁.

Książka zawiera usterki stylistyczne i pomyłki, częściowo przeniesione z wydania rosyjskiego. Podaje niektóre: 29₁₅ zamiast „(1.7) — ma — poza trywialnymi” winno być „(1.7) ma nietrywialne”, 29₄ „wyznacznik” (ma być „wyróżnik”), 30₂ „układ czuły” (ma być „układ strukturalnie stabilny”), 33₆ „otoczenie ϵ ”, 37₄ „wielomian o całkowitych nieujemnych wykładnikach potęgowych”, pomyłki we wzorach (5.20), (11.6), 191⁸ „współczynniki przejścia”, 206¹¹ „dowolna chwila czasu, $t \rightarrow \infty$ ”, 211¹⁵ „układ modelowy”, 254 wzór (12.18) „ $\eta_k \ll \theta_k$ „(ma być „ η_k małe”).

Opracowanie redakcyjne wydania polskiego nie objęło bibliografii (słowa „strona”, „zbiór”, „ibid.” itp. pisane są od przypadku do przypadku po rosyjsku, angielsku i po polsku, przy niektórych pozycjach opuszczono rok wydania względnie nazwę wydawnictwa). Na plus Wydawnictwu należy natomiast policzyć dołączenie skorowidza (nie ma go w wydaniu rosyjskim) szczególnie użytecznego dla tej książki.

Mimo licznych uwag krytycznych uważam, że dobrze się stało, że monografia D. S. Czernawskiego, J. M. Romanowskiego i N. W. Stiepanowej została wydana w języku polskim. Książka jest doskonałym, i jak dotąd jedynym (jeśli nie liczyć bardzo elementarnego opracowania tych samych autorów) wprowadz-

ZMODERNIZOWANY APARAT RENTGENOWSKI URS 2,0



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

Obraz dyfrakcyjny rejestrowany metodą fotograficzną za pomocą kamer rentgenowskich.

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



Techsnabexport

USSR MOSCOW

EKSPORTER — V/O TECHSNABEXPORT

ZSSR, 121200 Moskwa, Smolenskaja-Siennaja 32/34

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

niem w krąg zagadnień biofizyki teoretycznej. Prezentuje czytelnikowi szeroką klasę problemów biologicznych dających się modelować matematycznie. Wnikliwa dyskusja i interpretacja otrzymanych wyników powoduje, że mimo dużej liczby wzorów książka nie przestaje traktować o biologii. Myślę, że znajdzie szeroki krąg odbiorców.

Stanisław Sędziwy

Instytut Matematyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

R. S. Ingarden i A. Jamiołkowski: *Elektrodynamika klasyczna*. PWN, Warszawa 1980, str. 283, cena zł 52.—

Elektrodynamika klasyczna R. S. Ingardena i A. Jamiołkowskiego ma stanowić część wielotomowego kursu fizyki teoretycznej i matematyki dla fizyków, opracowanego przez grupę fizyków z Gdańska i Torunia skupioną wokół R. S. Ingardena, profesora fizyki teoretycznej na Uniwersytecie im. Mikołaja Kopernika w Toruniu. Materiał zawarty w książce może stanowić podstawę rocznego wykładu (50—60 godzin) i był już wykładany przez obu autorów studentom Uniwersytetu M. Kopernika. Książka zawiera około 30 zadań i pewną liczbę przykładów rozwiązanych w tekście tak, że sugeruje też zarys programu ćwiczeń do wykładu. Zadania pokrywają jednak nierówno materiał; prowadzący ćwiczenia do takiego wykładu zechce więc zapewne wziąć część zadań z innych źródeł.

Książka jest ładnie i starannie wydana. Błędów drukarskich znalazłem niewiele ($n+1$ zamiast $n-1$ na str. 24, źródeł bez „I” na str. 62, tytaniany zamiast tytanian na str 193, nieparzysty nawias w wierszu 9 na str. 241, niegramatyczne zdanie: „Wielkości...mogą być wyrażone... prądem” na str. 241). Szkoda tylko, że na niektórych stronach tłusty druk daje ciemne plamy na odwrocie. Na innych stronach są zaprasowane fałdy lub ciemne smugi bez wyraźnej przyczyny. Druk jest dobrze czytelny, ale nie wszędzie jednakowo kontrastowy. Margines jest znaczenie za mały. Nakład 4000 egzemplarzy wydaje się odpowiedni, pod warunkiem, że nie koliduje z wydawaniem i wznawianiem innych podręczników elektrodynamiki. Sądzę, że *Elektrodynamika klasyczna* nadaje się raczej na lekturę uzupełniającą niż na podstawowy podręcznik elektrodynamiki. Oprócz dwu dobrych, ale dość już starych, podręczników polskich [1, 2] mamy polskie tłumaczenia znakomitych podręczników Landaua i Lifszycy [3, 4], w które powinien móc się zaopatrzyć każdy fizyk. Przydałoby się też przetłumaczenie i wydanie w wystarczającym dla wszystkich chętnych nakładzie bezkonkurencyjnego obecnie na Zachodzie podręcznika Jacksona [5].

Dwie cechy wydanego podręcznika wydają mi się szczególnie charakterystyczne. Zastosowanie formalizmu zewnętrznych form różniczkowych i bardzo formalne traktowanie fizyki.

Formalizm zewnętrznych form różniczkowych korzystnie pogłębia tradycyjnie stosowaną analizę wektorową. Niezależne na poziomie analizy wektorowej twierdzenia łączą się tu. Na przykład istnienie potencjału skalarnego dla pola bezwirowego i potencjału wektorowego dla pola bezźródłowego wynikają z tego samego twierdzenia. Lepiej też widać własności transformacyjne rozpatrywanych wielkości: np. to, że przy wyborze większej skali długości droga skraca się, a siła rośnie (żeby praca pozostała bez zmian) trudniej jest zrozumieć w zwykłym podejściu, gdzie siła i element drogi są takimi samymi wektorami. Mimo, że w zastosowaniach i nawet w dłuższych dowodach autorzy wracają do analizy wektorowej, ich argumentacja za formalizmem zewnętrznych form różniczkowych wydaje mi się przekonująca.

W najlepszym razie za zło konieczne uznałbym jednak poświęcanie pierwszego z pięciu rozdziałów książki pojęciem geometrycznym. Przypomina mi to program gimnazjalny, w którym wektory były częścią fizyki, bo nie było na nie miejsca ani w algebrze, ani w geometrii wykładanych przez matematyków. Na uniwersytecie w kursie analizy jest przecież wykładane twierdzenie Stokesa stanowiące kulminacyjny punkt omawianego rozdziału pierwszego i chyba można się umówić z matematykami, żeby stosowali formalizm zewnętrznych form różniczkowych, jeżeli fizycy potrzebują go. W omawianym rozdziale prawie nie ma dowodów twierdzeń ani motywacji definicji. Oczywiście niektóre dowody są za długie na to, by je zamieszczać

w podręczniku fizyki, ale często wystarczyłaby krótka uwaga czy ćwiczenie ze wskazówką do rozwiązania. Na przykład uzasadniając, że nie każda forma różniczkowa jest różniczką zupełną (str. 22) lepiej byłoby przypomnieć znane twierdzenie o równości pochodnych mieszanych, niż podawać kontrprzykład, z którego bez znajomości tego twierdzenia nic nie widać. Na stronie 29 czytamy „Operacja d jest całkowicie niezależna od wyboru układu współrzędnych. Można to w pewnym stopniu udowodnić...” Czytelnik nie wie, można czy nie można, a chodzi przecież o łatwe do wykazania twierdzenie. Definicja ściągłości obszaru do punktu (str. 29) wydaje mi się zupełnie niezrozumiale podana. Załączony rysunek też nic nie wyjaśnia.

Wydaje się, że książka bardzo by zyskała, gdyby pojęcia geometryczne wprowadzać stopniowo, w miarę jak są potrzebne, dobrze wyjaśniając po co. Rozdział pierwszy można by wtedy zastąpić przypisem zestawiającym notację. Taki przypis w każdym razie bardzo by się przydał. Należałoby też opracować na nowo skorowidz, bo zamieszczony w książce jest zupełnie nieużyteczny. Dość powiedzieć, że nie zawiera haseł: *Ampere, Einstein, Kirchhoff, Poynting*. Jest natomiast efekt *Dopplera* i *Dopplera efekt*.

Podejście autorów do fizyki jest bardzo formalne. Z niewielką przesadą można powiedzieć, że wprowadzają wektory E, D, B, H jako pojęcia pierwotne określone przez równania Maxwella, równania materiałowe i wzór na siłę Lorentza. Równania materiałowe przyjęte są bez dyskusji lub z dyskusją bardzo niekompletną. Interpretacja mikroskopowa jest wykluczona z wyjątkiem krótkiej i powierzchownej dyskusji teorii Lorentza w paragrafie 14. Na przykład prawo Ohma jest wprowadzone jako coś, co się przyjmuje (str. 53) z zastrzeżeniem na następnej stronie, że to prawo stosuje się w praktyce tylko do pól statycznych oraz wolno zmiennych.

Silną stroną podręcznika jest natomiast dyskusja własności matematycznych równań i ich rozwiązań. Dyskutowane są twierdzenia o istnieniu i jednoznaczności rozwiązań. Wprowadzone są pojęcia dobrze postawionego problemu i słabego rozwiązania.

Układ treści jest bardzo przejrzysty. W czterech mniej więcej jednakowo długich rozdziałach omawiane są kolejno: równania Maxwella, sformułowanie relatywistyczne, pola niezależne od czasu i pola zależne od czasu. W porównaniu do innych współczesnych podręczników mało miejsca poświęcone jest polom zależnym od czasu. Warto by w następnych wydaniach dodać przynajmniej wzór Thomsona dla rozpraszania fal na elektronie (potrzebny w elektrodynamice kwantowej), przejście do optyki geometrycznej (potrzebne w mechanice kwantowej) i teorię promieniowania hamowania z przybliżeniem fotonów równoważnych (ważne w teorii pola). Z zagadnień bardziej szczegółowych przydałoby się omówienie precesji Larmora i Thomasa oraz dyskusja znajdującego coraz więcej zastosowań promieniowania synchrotronowego. Niektóre działy można by też rozszerzyć. Na przykład w obecnym wydaniu cała teoria dyfrakcji (zasada Huyghensa, wzory Fresnela, wzór Kirchhoffa, dyfrakcja Fresnela i Fraunchoffera) omówiona jest na dwu stronach — do porównania z trzema stronami poświęconymi kowariantnemu zapisowi prawa Ohma.

Zgodnie z instrukcją rozsyłaną autorom recenzji przez Redakcję *Postępów Fizyki* zamieszczam poniżej listę zauważonych przy czytaniu błędów i niedociągnięć.

W całej książce jest dużo komentarzy i wyjaśnień przekazujących za mało informacji. Takie podejście pozwala wprowadzić bez wysiłku zmniejszyć ryzyko błędu, ale dla studentów bardzo obniża użyteczność książki. Ograniczę się do kilku przykładów.

Str. 38: Uwaga historyczna o równaniach Maxwella nie zawiera informacji, że Maxwell połączył teorię elektryczności i magnetyzmu i dzięki temu przewidział własności fal elektromagnetycznych.

Str. 160: Z uwagi o skalarnej teorii światła nie można się dowiedzieć ani jaka jest jej relacja do teorii Maxwella, ani kiedy można ją stosować.

Str. 241: Sformułowanie: „każde pole z odpowiednio regularną zależnością od czasu może być przedstawione w postaci superpozycji fal monochromatycznych” dobrze byłoby zastąpić jakimś prostym warunkiem wystarczającym.

Str. 246: Sformułowanie: „Przy pewnych dodatkowych warunkach antenę radiotelegraficzną można zastąpić równoważnym oscylatorem” należałoby zastąpić podaniem warunków (długość fali dużo większa od rozmiarów anteny i nie znikająca składowa dipolowa promieniowania).

Str. 257: Sformułowanie: „Zjawisko Czerenkowa zaobserwowano w przypadku elektronów, mezonów i protonów” było może wystarczające kilkadziesiąt lat temu. Dziś liczniki Czerenkowa są standardowym narzędziem fizyków pracujących z cząstkami naładowanymi o energiach relatywistycznych.

Druga ogólna uwaga dotyczy wiarygodności argumentacji. Na przykład, na str. 240 jest podane fałszywe

twierdzenie, że dwie liczby wystarczą do określenia stanu polaryzacyjnego fali elektromagnetycznej (naprawdę potrzeba trzech). Uzasadnienie brzmi: „Ponieważ wektory E^{rad} i H^{rad} leżą w ustalonej płaszczyźnie, wystarczą zatem dwie liczby do opisu polaryzacyjnego promieniowania”. Takich pseudodowodów jest w książce sporo. Oczywiście, mniej rzucają się one w oczy, kiedy prowadzą do prawdziwego twierdzenia, ale z pedagogicznego punktu widzenia prawie zawsze są szkodliwe.

Dalsze uwagi podaję w kolejności stron.

Str. 15/16: Rysunki 3, 4, 5 zyskałyby na przejrzystości, gdyby dorysować na nich powierzchnie (odpowiednio: dowolny płat, sferę i pobocznice walca), a usunąć aureole mające sugerować przestrzenie styczne i nadmiar strzałek na rysunku 3.

Str. 38: Nie każdy ruch ładunków jest prądem konwekcyjnym, natomiast każdy prąd jest ruchem ładunków.

Str. 41: Decyzja używania układu jednostek SI jest słuszna, ale trzeba by wspomnieć i o innych układach. Nikt przecież nie pisze równania Schrödingera dla atomu wodoru w układzie SI.

Str. 62: Należy wspomnieć, że przypisanie (E, B) , (D, H) jest jednoznacznie wskazane przez teorię relatywistyczną (wzory (17.16), (17.18)), więc cała kontrowersja omawiana w tekście jest już tylko ciekawostką historyczną.

Str. 78: Przy twierdzeniu o jednoznaczności rozwiązań równań Maxwella trzeba by wspomnieć o problemach powstających w obecności klinów (patrz np. [6]).

Str. 87: Pełen nazwisko d'Alamberta brzmiało: Lerond d'Alambert.

Str. 134: Wyprowadzanie wzoru na siłę Lorentza robiąc transformację Lorentza czystego pola elektrycznego jest znanym błędem, wyjaśnionym szczegółowo na przykład w podręczniku [5].

Str. 154: Tytuł paragrafu: „Trudności teorii Maxwella” nie odpowiada treści. To, że równania ruchu nie wynikają z równań pola, nie jest przecież trudnością teorii.

Str. 156: W zadaniu 4 ma być $c^2 B^2 > E^2$, a nie $c^2 E^2 > B^2$.

Str. 168: Lejeune Dirichlet miał na imię Piotr Gustaw.

Str. 193: Proponowany podział wszystkich ośrodków materialnych na przewodniki i dielektryki prowadzi do trudności, na przykład z półprzewodnikami i nadprzewodnikami.

Str. 195: Obliczanie energii własnej elektronu ze wzoru $e^2/0$ jest chyba zbyt uproszczone.

Str. 196: Parametr r_e nazywa się klasycznym promieniem elektronu.

Str. 206: W dyskusji dia- i paramagnetyzmu coś jest pomylone: albo diamagnetyzm z paramagnetyzmem, albo kierunek indukowanego pola z kierunkiem indukowanego momentu magnetycznego.

Str. 215: Nazwa spirala dla linii śrubowej uchodzi za niepoprawną, chociaż jest stosowana w mowie potocznej.

Str. 255: Nie przy każdym problemie elektrodynamiki w ośrodku materialnym równania Maxwella wymagają uzupełnienia ze strony teorii mikroskopowej.

Str. 267: Użyte pojęcie falowodu „regularnego” nie zostało zdefiniowane.

Elektrodynamikę klasyczną Ingardena i Jamiółkowskiego można polecić czytelnikom, którzy mają już dobre przygotowanie z elektrodynamiki, np. po wykładzie fizyki ogólnej, i chcieliby uzupełnić i pogłębić znajomość metod matematycznych przedmiotu. Czytelnicy zainteresowani dowodami i ścisłymi sformułowaniami poznanych z tego podręcznika twierdzeń, będą jednak często musieli korzystać z literatury uzupełniającej.

Literatura

- [1] J. Weysenhoff, *Zasady elektrodynamiki i optyki klasycznej*, tom 1, PWN, Warszawa 1957.
- [2] M. Suffczyński, *Elektrodynamika*, PWN, Warszawa 1969.
- [3] L. D. Landau i E. M. Lifszyc, *Teoria pola*, PWN, Warszawa 1958.
- [4] L. D. Landau i E. M. Lifszyc, *Elektrodynamika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa 1960.
- [5] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley and Sons, New York—London—Sydney—Toronto 1975.
- [6] J. Meixner, *Ann. Phys.* 6, 2 (1949).

Kacper Zalewski

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

L I S T D O R E D A K C J I

O znaczeniu pewnych prac termodynamicznych Gibbsa

W ubiegłym roku minęła 140 rocznica urodzin J. W. Gibbsa. Z tej okazji pragnąłbym przypomnieć Czytelnikom *Postępów Fizyki* postać wielkiego uczonego amerykańskiego, który wniósł tyle nowych idei do fizyki statystycznej, oraz przedstawić konsekwencje niektórych jego prac.

Chcąc dokonać w miarę możliwości syntetycznego przeglądu naukowej działalności Gibbsa, należy przede wszystkim mieć na uwadze jego bardzo nietypową biografię, która znacznie różni się od większości biografii uczonych tej miary; nie tylko że nie obfituje w jakieś niezwykle wydarzenia — jest ich wręcz prawie pozbawiona.

Gibbs urodził się w niewielkim, prowincjonalnym miasteczku amerykańskim New Haven w stanie Connecticut dnia 11 lutego 1839 r. I w zasadzie, poza niewielkimi wyjątkami, przeżył w tym mieście całe swoje życie. Ukończył tam szkołę średnią, a w 1863 r. uniwersytet, w którym następnie przez trzy kolejne lata prowadził ze studentami zajęcia z języka łacińskiego i fizyki. W 1866 r. Gibbs jednakże wyjechał na trzy lata do Europy i była to jego jedyna podróż poza granice amerykańskiego kontynentu. Przebywał wówczas w Paryżu, następnie studiował w Berlinie u Magnusa, a w Heidelbergu u Kirchhoffa i Helmholtza. W czerwcu 1869 r. powrócił do New Haven, gdzie na miejscowym uniwersytecie został w 1871 r. profesorem fizyki teoretycznej. Wykładał wówczas mechanikę klasyczną, optykę falową, analizę wektorową oraz teorię elektryczności i magnetyzm.

Dość prowincjonalny, jak już powiedziałem, klimat oraz brak szerszych kontaktów naukowych spowodowały, co jest zresztą bardzo charakterystyczną cechą biografii Gibbsa, jak gdyby pewne zapóźnienie rozwoju osobowości Gibbsa — uczonego; swą pierwszą pracę naukową opublikował mając 34 lata. Poświęcona jest ona metodom graficznym w termodynamice [1]. Gibbs okazuje się właściwie twórcą tzw. termodynamiki geometrycznej. Już w tej pierwszej pracy, objętościowo niewielkiej, zrobił Gibbs bardzo wiele. Po pierwsze, wprowadził tam diagramy entropijne — które, jak wiadomo, mają olbrzymie zastosowanie we współczesnej termodynamice technicznej; w podręcznikach jednakże bardzo rzadko wspomina się, że zostały one wprowadzone przez Gibbsa, są po prostu tak powszechnie znane i stosowane, że mimo woli nie wspomina się ich autora (nie jest to zresztą w dziejach nauki przypadek odosobniony).

Z kolei druga praca uczonego, napisana w tym samym, tj. 1873 r. [2] jest poświęcona metodom geometrycznym w termodynamice. Rozważania tam zawarte są kontynuacją metody wyłożonej w pracy pierwszej. Jednakże o ile w swej pierwszej pracy Gibbs rozpatrywał tylko diagramy płaskie (we współrzędnych: entropia — temperatura, entropia — objętość, oraz ich logarytmy), to w drugiej pracy przechodzi już do stosowania diagramów trójwymiarowych. Obie prace są niezwykle interesujące z punktu widzenia analizy prawidłowości rozwoju i kształtowania się idei geometrycznej interpretacji przemian termodynamicznych. Metodę tę bardzo wysoko oceniał jeden z prekursorów i twórców statystycznych interpretacji termodynamiki fenomenologicznej — J. C. Maxwell: „Profesor Gibbs, któremu zawdzięczamy wykrycie licznych metod przedstawiania związków termodynamicznych za pomocą płaskich diagramów, wyłożył nadzwyczajnie płodną metodę, a mianowicie, badanie własności dowolnej substancji za pomocą powierzchni”. [3].

I rzeczywiście, Gibbs wykazuje, iż rozpatrując tylko jedną powierzchnię, ilustrującą energię wewnętrzną, tj. jeden z potencjałów termodynamicznych, można, korzystając z ogólnej metody geometrii różniczkowej, otrzymać pełny termodynamiczny obraz wszelkich możliwych przemian materii. Właśnie już w tej

pracy Gibbs szkicuje jak gdyby wspomnianą ideę potencjałów termodynamicznych, ideę, która później stała się osnową jego fundamentalnej pracy: „O równowadze substancji heterogennych” [4]; posługuje się w niej pojęciem energii wewnętrznej jako potencjałem termodynamicznym i wykazuje, że istnieje jeszcze jedna funkcja, która posiada takie własności. Jest to znany pełny potencjał termodynamiczny.

W pracy tej, która ukazała się w 1878 r., Gibbs przeprowadza bardzo interesujące rozumowanie. Ponieważ bardzo dobrze operował aparatem matematycznym i znał mechanikę analityczną, prawdopodobnie pierwszy zrozumiał że mechanika, a przynajmniej jej dział — statyka, jest analogonem termodynamiki; dlatego właśnie w celu znalezienia właściwej a zarazem ogólnej metody roboczej rozwiązywania problemów termodynamiki, trzeba w odpowiedni sposób uogólnić metody samej mechaniki. Jeśli uzupełnimy ją o pojęcie termicznych oddziaływań układów, oraz do równań mechaniki, jakościowo nowe wielkości, jak temperatura i entropia — rozumował Gibbs — to, rzecz jasna, te rozszerzone równania zdołają opisać wszystkie, nie tylko mechaniczne, ale także termodynamiczne procesy.

Trzeba podkreślić, iż ta idea Gibbsa nie narodziła się w próżni; rozwój mechaniki klasycznej osiągnął wówczas swe apogeum, a wszystkie matematyczne uogólnienia i opracowane metody, wyłożone w pracach Lagrange’a i Helmholtza były już opublikowane. Zaslugą Gibbsa było to, że po prostu przeniósł wszystkie te koncepcje nagromadzone w fizyce przez przeszło 200 lat do dziedziny termodynamiki.

Jeszcze w 1869 r. uczony francuski Massieu [5] pokazał, że istnieją takie dwie funkcje termodynamiczne, które można wykorzystać przy opisywaniu własności cieczy; okazało się, że do takiego opisu i to dość wyczerpującego wystarczy nawet jedna z tych funkcji. Pozwoliło to Gibbsowi z jednej strony znaleźć bardziej doskonałą formą tej funkcji, z drugiej zaś — znalazł jeszcze dwie nowe funkcje: energię wewnętrzną i entalpię co pozwoliło mu w drodze syntezy stworzyć niezwykle ogólną metodę rozwiązywania problemów termodynamiki — metodę potencjałów termodynamicznych.

Podstawy tej metody stanowią rzeczywiście uogólnienie jednej z głównych zasad mechaniki, wyrażającej ogólne warunki równowagi układu mechanicznego, a mianowicie tzw. zasady prac przygotowanych zwanej też zasadą przesunięć wirtualnych. W rezultacie, zamiast jednego potencjału mechanicznego, mamy cztery:

- 1) energia wewnętrzna $U = T \cdot S - p \cdot V$,
- 2) energia swobodna $F = U - T \cdot S$,
- 3) entalpia $H = U + p \cdot V$,
- 4) potencjał termodynamiczny $\Phi = U - T \cdot S + p \cdot V$.

Drugą z tych funkcji odkrył w 1882 r. Helmholtz i za jej pomocą sformułował swą termodynamiczną teorię galwanizmu. Ostatnia zaś nosi nazwę pełnego potencjału termodynamicznego Gibbsa; występują w niej jednocześnie — co jest konsekwencją wspomnianej idei — zmienne mechaniczne (p , V), oraz zmienne termodynamiczne (T , S).

Nadzwyczaj istotnym problemem przy rozważaniu wszelkiego rodzaju równowagi, tak termodynamicznej, jak i mechanicznej, jest kwestia trwałości takiej równowagi. Przed Gibbssem zagadnienie to nie zostało należycie rozpracowane i Gibbs, wykorzystując matematyczne rezultaty, otrzymane przez Lagrange’a i Dirichleta dla przypadku równowagi mechanicznej, stworzył — stosując wspomniane uogólnienia — ogólną teorię równowagi termodynamicznej, która pozwoliła mu podejść do tego problemu, z zupełnie innego, nowego punktu widzenia i rozwinąć w konsekwencji ogólną teorię zjawisk krytycznych. W pracy tej znacznie rozwinął także swe geometryczne idee, stosując je do interpretacji układów złożonych z wielu składników. Jednakże nie mówił o możliwości przejścia do geometrii wielowymiarowej, którą przecież znał i stosował później szeroko w swych pracach z mechaniki statystycznej; ograniczając się wszakże do geometrii trójwymiarowej, rozszerzał czasem obszar jej stosowania za pomocą często sztucznych, niejako ad hoc wprowadzanych udoskonażeń i formalnych przekształceń, o czym zresztą sam pisze: „... jeśli miałem jakieś powodzenie w fizyce matematycznej, to dlatego, jak sądzę, że potrafiłem chytrze ominąć trudności matematyczne”. [6] Jest to stwierdzenie dla Gibbsa bardzo charakterystyczne.

Badania, których wyniki zostały zawarte w wyżej wymienionej pracy „O równowadze substancji heterogennych”, były przeprowadzone przez Gibbsa w latach 1873—1878 i stanowią — na równi z pracami badawczymi Kelvina i Clausiusa — najbardziej fundamentalny wkład do rozwoju termodynamiki w całym jej historycznym rozwoju. Jeszcze współcześnie ta praca Gibbsa stanowi inspirację dla twórczych poszukiwań i nowych idei w termodynamice i w całej współczesnej fizyce. Zawiera ona na początku rozwinięte wyłożenie metody potencjałów termodynamicznych i jej zastosowania do analizy zjawiska równowagi tak w ogólnym,

jak i w konkretnych, szczegółowych przypadkach. Tu sformułowane prawa tworzenia się nowej fazy, oraz sławną regułą faz, zostały rozpatrzone systemy wieloskładnikowe, oraz podana ogólna teoria zjawisk powierzchniowych, a także rozpatrzone zjawiska elektrochemiczne. I wszystkie te problemy są analizowane z punktu widzenia jednej metody — metody Gibbsa. Należy zauważyć, iż sam termin „potencjały termodynamiczne” w pracy Gibbsa nie występuje; nazywa je on „funkcjami fundamentalnymi”. Nazwy „potencjały termodynamiczne” po raz pierwszy użył francuski fizyk i filozof nauki Paul Duhem [7] twórczo rozwijając idee Gibbsa w swych pracach z roku 1884.

Gibbs stosował swe funkcje fundamentalne do analizy i opisu zachowania się ciał w fazie krystalicznej; właśnie jego poglądy odnośnie zjawiska krystalizacji, rozumianego jako stopniowe narastanie poszczególnych warstw kryształu na tzw. zarodku, do dnia dzisiejszego stanowią podstawę i wreszcie punkt wyjścia wszystkich współczesnych teorii procesu krystalizacji. W pracy tej również, jak wiadomo, sformułował podstawy teoretycznej elektrochemii.

Warto wspomnieć o dość ciekawej sytuacji, która zaistniała w tamtych latach w nauce, wskutek właśnie nikłej znajomości prac Gibbsa, nawet wśród uczonych. Otóż cały szereg rezultatów Gibbsa został powtórnie otrzymany przez innych uczonych, np. liczne podstawowe założenia teorii roztworów, wprowadzone przez van't Hoffa i Plancka, były po prostu wcześniej sformułowane przez Gibbsa w sposób najzupełniej jasny.

Jedną z najlepszych charakterystyk wartości prac Gibbsa i jego metody potencjałów termodynamicznych zawiera przedmowa do książki Guggenheima [8], która została wydana w latach trzydziestych i która była najbardziej nowoczesnym podręcznikiem termodynamiki; była ona w istocie — co podkreślała autor — popularnym wykładem pracy Gibbsa.

Uczono interesowały również problemy termodynamiczne, ale ujęte z punktu widzenia teorii kinetyczno-molekularnej. Jednakże charakterystyka prac i zawartych w nich poglądów Gibbsa na molekularną strukturę materii wymaga oddzielnego opracowania.

Charakteryzując jego prace z dziedziny termodynamiki fenomenologicznej, należy podkreślić ich matematyczną wręcz doskonałość, o czym wspomina np. Ostwald: „... należał on całkowicie do typu pedantycznych badaczy, długo przygotowujących swe prace, lecz za to doprowadzających je do takiej perfekcji, jaka jest tylko dostępna ludzkiemu wysiłkowi” [9]. W liście do Gibbsa Ostwald używa nawet perswazji: „Korzystając z okazji, że mogę wyrazić życzenia moich kolegów i moje osobiste, chciałbym, aby Wasza praca (chodzi o monografię „O równowadze substancji heterogennych” — W. S), stanowiąca podstawę zastosowania termodynamiki do problemów chemii, stała się bardziej przystępna. Czy nie mógłby Pan wydać jej ponownie w bardziej rozszerzonej postaci, z przytoczeniem większej liczby przykładów, których i teraz niebrak? Muszę przyznać, że Pańskie dzieło jest bardzo trudne, szczególnie dla chemików, rzadko dobrze władających aparatem matematycznym”. [10].

Trzeba przyznać, iż Gibbs, jako twórca analizy wektorowej i podstaw rachunku tensorowego i nie troszczył się o to, by jego dzieła były łatwe w odbiorze. Chodziło mu właśnie głównie o doprowadzenie do matematycznej perfekcji, doskonałości niemalże estetycznej; wszystkie jego wywody cechuje niezwykła elegancja w otrzymywaniu ostatecznych konsekwencji.

Nie poprzestając na matematycznych pracach Gibbsa, już na zakończenie należy wspomnieć, iż jego prace, bez względu na to, że od momentu ukazania się wielu z nich upłynęło przeszło 90 lat, zachowały swe znaczenie do naszego czasu i stanowią w historii nauk fizykalnych ważne ogniwo, będące inspiracją dla powstania idei kwantowych. Szkoda tylko, że do tej pory nie zostały w pełni udostępnione i wykorzystane, zwłaszcza przez badaczy, zajmujących się metodologią nauki. Paradoxem nieomalże jest fakt, że nawet w ojczyźnie Gibbsa, we współczesnej Ameryce, korzysta się w pracach naukowych z metod znacznie mniej doskonałych i bardzo uproszczonych w porównaniu z metodą Gibbsa.

Charakteryzując sylwetkę samego Gibbsa, trzeba koniecznie powiedzieć, iż unikał on wszelkiej reklamy, drukując swe prace w prowincjonalnym, niezwykle trudno dostępnym czasopiśmie i aż do końca swego życia nie przedsięwziął żadnych kroków, by wydać wszystkie swe prace i artykuły w formie zbioru. Za życia Gibbsa zostały one wydane w niemieckim przekładzie Ostwalda [11] i francuskim Le Chateliera [12].

Wkrótce po zakończeniu swych klasycznych badań, wiosną 1879 r. zostaje Gibbs wybrany członkiem Connecticut Academy of Arts and Science, a następnie wielu zagranicznych akademii i towarzystw naukowych. Rośnie wówczas jego sława naukowa, otrzymuje liczne nagrody. W 1902 r. wychodzi wreszcie jego fundamentalna praca *Podstawy mechaniki statystycznej* [13]. Umiera Gibbs 28 kwietnia 1903 r.

Zakończenie pierwszego etapu rozwoju termodynamiki i mechaniki statystycznej w postaci dwóch systemów, powiązanych pomostem statystycznej interpretacji jednego z potencjałów termodynamicznych — energii swobodnej, na długo zachowa nazwisko Gibbsa w fizyce, jak i w chemii fizycznej.

Wacław Śmid

Ośrodek Informacji Naukowej,
Technicznej i Ekonomicznej
Urząd Wojewódzki
Częstochowa

Literatura

- [1] J. W. Gibbs, Graphical Methods in the Thermodynamics of Fluids, *Trans. Connecticut Acad.* **2**, 309, (1873).
- [2] J. W. Gibbs, A Method of Geometrical Representation of the Thermodynamics Properties of Substances by means of Surfaces, *Trans. Connecticut Acad.* **2**, 382 (1873).
- [3] J. C. Maxwell, *Theory of Heat*, Cambridge, London 1908.
- [4] J. W. Gibbs, On the Equilibrium of Heterogenous Substances, *Trans. Connecticut Acad.* **3**, 108 (1875)
- [5] F. Massieu, Mémoire sur la fonctions caractéristiques des divers fluides et sur la theorie des vapeurs, *C. R. Acad. Sci. (Paris) Ser.* **59** 858 (1869).
- [6] J. A. Wheeler, *The history of a great mind*, Yale University Press, New Haven 1962.
- [7] P. Duhem, *Le potential thermodynamiques et ses application on mécanique chimique*, Flammarion, Paris 1886.
- [8] E. A. Guggenheim, *Modern Thermodynamics by the Method of Josiah Willard Gibbs*, Methuen Co., London 1933.
- [9] W. Ostwald, *Grundriss der Naturphilosophie*, Ph. Reclam Jun. Verlag, Leipzig 1908.
- [10] U. I. Frankfurt, A. M. Frenk, *Dżozaja Willard Gibbs*, Nauka, Moskwa 1965, s. 82.
- [11] J. W. Gibbs, *Thermodynamische Studien*, Verlag Barth, Leipzig 1892.
- [12] J. W. Gibbs *L'équilibre chimique*, Gauthier-Villard, Paris 1899.
- [13] J. W. Gibbs, *Elementary Principles in Statistical Mechanics*, New York-London 1902.

K R O N I K A

PTF

Komisja Nagród Dydaktycznych

Zarząd Główny PTF zatwierdził następujący skład Komisji Nagród Dydaktycznych: prof. Franciszek Kaczmarek (przewodniczący), dr Jan Dunin-Borkowski, mgr Aniela Nowicka, doc. Tadeusz Pniewski.

Porozumienie między PTF a TWP o współpracy w szerzeniu wiedzy przyrodniczej

Polskie Towarzystwo Fizyczne i Towarzystwo Wiedzy Powszechnej biorąc pod uwagę zbieżność statutowych celów obu organizacji w zakresie prowadzenia działalności oświatowej oraz możliwość bardziej racjonalnego wykorzystania społecznej aktywności działaczy obu organizacji zawarły w maju 1980 r. porozumienie o współpracy w zakresie szerzenia wiedzy przyrodniczej. W myśl tego porozumienia:

1. Obie organizacje będą współdziałały w zakresie upowszechniania wiedzy przyrodniczej na wszystkich szczeblach organizacyjnych. Zarządy Oddziałów PTF nawiążą w terminie do końca 1980 r. bezpośrednie kontakty z Zarządami odpowiednich oddziałów terenowych TWP i wspólnie ustalą szczegółowe plany oraz formy współpracy.

2. Podstawową formą współpracy będzie ustalanie kierunków współdziałania, uzgadniania ważniejszych przedsięwzięć oświatowych, udostępnianie wzajemnie materiałów informacyjnych i innych opracowań.

3. Obie organizacje będą inicjowały i organizowały wspólne akcje oświatowe. W wybranych miastach wojewódzkich TWP i PTF będą wspólnie organizować cykle odczytów popularnych dla społeczeństwa na aktualne tematy dotyczące fizyki i jej zastosowań. Odczyty będą wygłaszane także w in-

nych miejscowościach. W wybranych miastach PTF we współpracy z TWP i w porozumieniu z odpowiednimi kuratoriami okręgów szkolnych będzie organizować cykle wykładów przeznaczone dla uczniów średnich szkół ogólnokształcących i zawodowych.

4. Środki finansowe i limity na realizację tych akcji zapewni TWP, natomiast PTF zapewni opiekę merytoryczną nad odczytami i wykładami, wyszuka odpowiednio kwalifikowanych prelegentów i będzie współdziałać z TWP przy technicznej realizacji imprez.

5. Polskie Towarzystwo Fizyczne będzie służyć Towarzystwu Wiedzy Powszechnej pomocą w doborze prelegentów popularyzujących wiedzę przyrodniczą w uniwersytetach powszechnych, studiach oświatowych oraz kursach utrwalania wiedzy.

6. TWP udostępni łamy czasopisma *Problemy* celem realizacji zadań wynikających z porozumienia. Wybrane wykłady i odczyty będą wydawane w postaci skryptów w wewnętrznym wydawnictwie TWP.

7. Obie organizacje będą organizowały wspólne seminaria i konferencje naukowe celem doskonalenia kadr i form popularyzacji wiedzy w omawianym zakresie.

8. Zarządy Główne TWP i PTF będą wspólnie dążyć do szerszego wykorzystania środków masowego przekazu (radio i telewizja) dla celów popularyzacji fizyki.

9. Do udziału w Radzie TWP będą zapraszani przedstawiciele Zarządu Głównego PTF.

10. Zarządy Główne TWP i PTF utworzą wspólną komisję ds. upowszechniania wiedzy przyrodniczej. W jej skład wejdzie po 3 przedstawiciele Zarządów Głównych obu Towarzystw. Komisja ta będzie czuwać nad realizacją niniejszej umowy i służyć radą i pomocą we wszelkich poczynaniach organizacyjnych z umowy tej wynikających. Komisja będzie opracowywać coroczne sprawozdania z przebiegu współpracy i ustalać propozycje szczegółowych planów dalszej współpracy. Plany będą zatwierdzane przez Prezydium Zarządów obu Towarzystw.

Porozumienie to podpisali Prezes PTF prof. Zdzisław Wilhelmi i Prezes TWP prof. Janusz Górski.

EPS

Zebrania Komitetu Wykonawczego i Rady

W dniach 6d 25 do 29 marca 1980 odbywały się w Budapeszcie zebrania Komitetu Wykonawczego oraz Rady EPS. Z Polski członkiem Komitetu Wykonawczego jest prof. Z. Wilhelmi. W posiedzeniach Rady wzięli udział z ramienia PTF poza prof. Wilhelmiem także prof. A. Strzałkowski i doc. P. Decowski.

Został wybrany nowy Komitet Wykonawczy — jego skład podaliśmy już w poprzedniej Kronice, tutaj przypomnimy tylko, że nowym prezesem EPS jest prof. A. R. Mackintosh (Dania).

Program obrad obejmował sprawozdania przewodniczących Wydziałów i Komitetów Doradczych. Z ich raportów wynika, że EPS rozwija się pomyślnie i obejmuje swoją działalnością coraz szerszy krąg spraw. Duże znaczenie w rozwoju fizyki europejskiej mają konferencje naukowe organizowane przez EPS — było ich w 1979 r. dwanaście. Dyskutowano sprawy związane z V Konferencją Ogólną EPS, która ma się odbyć we wrześniu 1981 r. w Stambule.

Omawiano projekt ustanowienia medali EPS, które byłyby przyznawane wybitnym fizykom indywidualnie (a nie zespołom badawczym). Regulamin medali będzie prawdopodobnie ustalony na następnym zebraniu Rady.

Na dobrej drodze jest sprawa objęcia działalności EPS patronatem UNESCO.

Europhysics News 11, No 4 (1980)

B. W.

Komisja Edukacji Fizycznej

Komisja Edukacji Fizycznej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego rozwija ostatnio bardzo intensywną działalność. W obecnej kadencji jej przewodniczącym jest dr L. Samuelsson (Szwecja), a sekretarzem — dr M. G. Ebison (W. Brytania). Z ramienia PTF członkiem komisji jest prof. F. Kaczmarek. Ostatnie zebranie Komisji odbyło się w dniach 24 i 25 marca 1980 r. w Budapeszcie.

W posiedzeniach uczestniczył wiceprzewodniczący EPS prof. S. Kapica.

Dyskutowano udział Komisji w przygotowaniu Konferencji Generalnej EPS, która odbędzie się we wrześniu 1981 r. w Stambule. Chodziło o zaproponowanie jednego wykładu plenarnego na temat związany z nauczaniem fizyki. Z sugestii przedstawionych przez Komisję, Komitet Programowy wybrał referat „The role of physics education”, który ma przygotować prof. R. Sexl (Austria).

Omawiano sprawy dotyczące czasopism dydaktycznych. Redaktor Naczelny *European Journal of Physics*, prof. G. W. Series przedstawił treść pierwszego numeru tego czasopisma, wydawanego wspólnie przez EPS i brytyjski Institute of Physics (patrz także *Kronika, Postępy Fizyki* 31, z. 3, 1980). Prof. Series zaapelował o nadsyłanie artykułów. W sprawach wydawniczych zabierał również głos redaktor *European Education News* prof. A. Janner.

Szeroko dyskutowana była sprawa konkursów (olimpiad) z fizyki na poziomie szkół średnich. Uczestnicy zebrania kolejno przedstawiali różne formy współzawodnictwa w dziedzinie fizyki w różnych krajach europejskich. Po dyskusji stwierdzono, że istnieje obecnie wielka różnorodność form tego współzawodnictwa. W ZSRR, a także w krajach socjalistycznych istnieją zorganizowane, ogólnokrajowe i międzynarodowe formy organizacyjne, a np. w Anglii konkursy te mają bardzo swobodną formę, ogólnie dostępną dla każdego; niekiedy rozwiązania prezentuje się w telewizji. Ciekawe formy zawodów z fizyki przedstawili delegaci ze Szwecji. Młodszy adepci odpowiadają na z góry przygotowane testy, w wielu przypadkach rysunkowe itp. We Włoszech istnieją zawody między klasami, w skali danej szkoły, a nawet w skali krajowej, nie ma natomiast współzawodnictwa indywidualnego.

Celem tej dyskusji nie było opracowanie ogólnoeuropejskich zawodów z fizyki, a raczej wzajemna informacja o interesujących przedsięwzięciach poszczególnych krajów w tej dziedzinie. Postanowiono powrócić do tej sprawy w terminie późniejszym.

Na zlecenie Komisji, prof. G. Born z RFN przystąpił do opracowania metodą szczegółowych ankiet zagadnień roli fizyki w szkołach średnich. Chodzi o porównanie poszczególnych programów, liczby godzin lekcyjnych oraz rozkładu obciążenia z fizyki w zależności od wieku uczniów. Jest to interesujące przedsięwzięcie, które może okazać się bardzo pomocne w ustalaniu szczegółowych, krajowych programów fizyki w szkołach średnich. Prof. Born przedstawił wstępne wyniki swej pracy.

Nie będę przytaczał jej szczegółów, ponieważ Komisja uznała, że wobec braku danych z kilku krajów europejskich, pełne opracowanie zostanie przedstawione przez prof. Borna w terminie późniejszym. Wyniki tej ankiety zostaną przedyskutowane na posiedzeniu plenarnym Komisji.

Prof. Svantensson ze Szwecji przedstawił propozycję zorganizowania międzynarodowej konferencji „Physics and Mental Development”. Prof. Svantensson badał m. in. problemy myślenia formalnego i konkretnego i zebrał w tej sprawie interesujące dane. Komisja, po dyskusji, poparła ideę takiej konferencji. Zostanie ona zorganizowana w Szwecji.

Szczegółowo przedyskutowano obecny skrócony program wymiany wykładowców fizyki w ramach europejskich. Program ten został ogłoszony w *Europhysics News* oraz omówiony w *Postępie Fizyki* w Kronikach w z. 6 (1979) i z. 4 (1980) i nie będę go tutaj opisywał. Sporo kwestii wymaga jednak dopracowania. Między innymi nie wszystkie sprawy finansowe, zdaniem Komisji, zostały jasno sprecyzowane w tym programie. Mają one być przedmiotem zainteresowania władz naczelnych EPS, a nie samej Komisji. Przedmiotem ożywionej dyskusji były także zagadnienia jak:

a) czy wymiana ma dotyczyć tylko wykładowców, to jest „nauczycieli fizyki”, czy też możliwe jest połączenie wymiany dydaktycznej z wymianą o charakterze naukowym,

b) czy wymiana ma dotyczyć tylko wyróżniających się wykładowców, to jest takich, którzy mają do zaoferowania nietypowy sposób prowadzenia zajęć, czy też ma ona objąć „przeciętnych” wykładowców fizyki,

c) czy wizytujący wykładowca ma głównie prowadzić wykłady kursowe czy też raczej monograficzne.

W wyniku dyskusji stwierdzono, że program powinien objąć „przeciętnych” wykładowców (oczywiście we właściwym znaczeniu tego słowa), a prowadzone wykłady powinny być raczej kursowe, choć nie wyklucza się i monograficznych.

Zwrócono także uwagę, że rozwinięcie tej formy wymiany byłoby praktyczną realizacją hasła spójności fizyki w skali europejskiej (światowej) oraz znaczącym sukcesem EPS.

Franciszek Kaczmarek

Nagroda Hewletta-Packarda 1980

Europejskie Towarzystwo Fizyczne przyznało Nagrodę Hewletta-Packarda za rok 1980 dwóm fizykom za ich niezależne badania prowadzące

do lepszego zrozumienia własności fizycznych i chemicznych ciał stałych poprzez rozwijanie metod obliczania struktur pasmowych.

Laureatami są dr O. Krogh Andersen (Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart) i dr Andries R. Miedema (Philips' Research Laboratories, Eindhoven).

Nagrodę przyznano Andersenowi za wkład, jaki wniósł w rozwijanie metod numerycznych obliczania struktur pasmowych. Jego wyniki pozwoliły znacząco zwiększyć prędkość obliczeń i rozszerzyć je na dużą liczbę różnych materiałów, stały się też punktem wyjścia obliczeń w bardziej jeszcze skomplikowanych problemach.

Miedema stosując empiryczne podejście do zagadnień struktury pasmowej osiągnął uderzające powodzenie, mimo że założenia teoretyczne jego modelu nie są w pełni wyjaśnione. Stworzone przez niego modele stopów zdają w pełni sprawę z zaobserwowanych własności, w szczególności natury termodynamicznej i pozwalają na kształtowanie własności stopów zgodnie z konkretnymi potrzebami techniki.

Nagroda jest fundowana przez firmę Hewletta-Packarda; wysokość łączna w danym roku wynosi 20 000 fr. szwajc. Uroczyste wręczenie odbyło się w czasie Międzynarodowej Konferencji Fizyki Metali Przejściowych w Leeds, w sierpniu 1980.

Europhysics News 11, No 5 (1980)

B. W.

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły profesorskie: tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Miron Gaj z Politechniki Wrocławskiej, tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali — Ryszard Bauer z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, Czesław Bojarski z Politechniki Gdańskiej, Jerzy Łoskiewicz z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, Jerzy Pietrzak z Uniwersytetu Poznańskiego i Zbigniew Sidorski z Uniwersytetu Wrocławskiego.

Nominacje nowo mianowanym profesorom wręczył w Belwederze w dniu 4 czerwca 1980 Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński.

Nowi członkowie rzeczywici PAN

Dnia 12 czerwca 1980 Rada Państwa zatwierdziła dokonany 30 maja 1980 wybór nowych członków rzeczywistych PAN.

W Wydziale III — Nauk Matematycznych, Fizycznych i Chemicznych zostali wybrani prof. Andrzej Hrynkiewicz, kierownik Zakładu II Spektroskopii Jądrowej Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie i prof. Wojciech Królikowski, kierownik Zakładu Teorii Cząstek Elementarnych Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego.

W Wydziale VII — Nauk o Ziemi i Nauk Górniczych został wybrany prof. Roman Teisseyre, zastępca dyrektora Instytutu Geofizyki PAN.

Andrzej Hrynkiewicz urodził się 29 maja 1925 r. w Wilnie. Tam ukończył szkołę średnią na tajnych kompletach i rozpoczął studia fizyki na tajnym Uniwersytecie Stefana Batorego. W 1945 r. pracował przez 9 miesięcy w kopalni węgla w Zagłębiu Donieckim. Po powrocie do Polski kontynuował studia najpierw na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu, później na Uniwersytecie Jagiellońskim. W 1950 r. doktoryzował się u prof. Henryka Niewodniczańskiego na podstawie pracy o zależności przekroju czynnego i rozkładów kątowych na tworzenie par elektronów od liczby atomowej absorbenta. W latach 1958—60 pracował u prof. Martina Deutscha w Laboratory for Nuclear Science w MIT. W 1961 r. został mianowany profesorem nadzwyczajnym, a w 1969 r. profesorem zwyczajnym Uniwersytetu Jagiellońskiego, w 1966 r. został też wybrany członkiem korespondentem PAN. W latach 1969—72 był dyrektorem Instytutu Fizyki UJ, w latach 1969—75 dyrektorem Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, a w latach 1966—68 wicedyrektorem Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej.

Głównym przedmiotem zainteresowań prof. Hrynkiewicza jest spektroskopia jądrowa, zwłaszcza zagadnienia elektromagnetycznych własności jąder i oddziaływań jąder z zewnętrznymi polami. W szczególności bardzo istotne wyniki uzyskał w badaniach oddziaływania momentu magnetycznego jądra z zewnętrznym polem magnetycznym, opracował tzw. różniczkową metodę pomiaru momentów magnetycznych krótkożyłowych stanów jądrowych. Zbudował pierwszą w Polsce aparaturę do pomiarów magnetycznego rezonansu jądrowego. Wspólnie z J. Hennelem zbadał zja-

wisko odwrócenia populacji stanów stosując oryginalną metodę pomiaru czasu relaksacji spinowo-sięciowej w cieczech. Na wynikach tych oparł się później Benoit konstruując maser cieczowy. Prof. Hrynkiewicz bada również, we współpracy z fizykami z ZIBJ, wzbudzenia kolumbowskie jąder. Zajmuje się także zastosowaniami fizyki jądrowej w badaniach ciała stałego, badaniach medycznych i zagadnieniach ochrony środowiska.

Prof. Andrzej Hrynkiewicz jest wiceprezesem Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Wojciech Królikowski urodził się 16 lipca 1926 r. w Warszawie. W 1945 r. rozpoczął studia fizyki na Uniwersytecie Warszawskim. Pracę magisterską wykonał pod kierunkiem prof. Andrzeja Sołtana — była to jego jedyna praca doświadczalna. W 1950 r. został asystentem prof. Wojciecha Rubinowicza. W 1952 r. uzyskał stopień doktora na podstawie pracy z teorii korelacji kątowych przy kolejnej emisji dwóch fotonów. W 1954 r. został mianowany zastępcą profesora w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. W 1955 r. uzyskał stopień kandydata nauk na podstawie rozprawy „Teoria procesów promienistych w ośrodku dyspersyjnym”. W 1956 r. pracował u Pauliego w Zurychu, tu jego zainteresowania kierują się ku teorii cząstek elementarnych. W 1957 r. habilituje się, tematem są izobary w mezodynamice kwantowej. W 1958 r. zostaje mianowany profesorem nadzwyczajnym, a w 1965 r. profesorem zwyczajnym. Od 1958 r. był kierownikiem Zakładu i Katedry Fizyki Cząstek Elementarnych IFT UW., w latach 1968—70 był także kierownikiem Zakładu VII IBJ. W 1970 r. został wybrany członkiem korespondentem PAN.

Prof. Królikowskiego cechuje duża różnorodność zainteresowań, a w jego dorobku zawierają się bardzo istotne osiągnięcia w takich działach, jak: kwantowa teoria pola, elektrodynamika kwantowa, teoria oddziaływań silnych (tzw. model sztywnego źródła), teoria oddziaływań słabych, zagadnienia klasyfikacji cząstek elementarnych, modele kwarków, hipoteza tzw. częściowego zachowania prądu tensorowego i aksjalnego, model paritonów.

Prof. Wojciech Królikowski był w latach 1955—56 redaktorem działu fizyki teoretycznej *Postępów Fizyki*.

Roman Teisseyre urodził się 11 kwietnia 1929 r. we Lwowie. Naukę szkolną przerywa parokrotnie w czasie wojny i zaraz po wojnie wobec konieczności podejmowania pracy zarobkowej. Egzamin matu-

ralny składa w 1947 r. i podejmuje studia fizyki na Uniwersytecie Wrocławskim, potem przenosi się na Uniwersytet Warszawski. Jednocześnie pracuje w Wydziale Geofizyki Państwowego Instytutu Geologicznego. W 1950 r. zostaje asystentem prof. Edwarda Stenza w Zakładzie Geofizyki UW, a w 1951 otrzymuje asystenturę w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW u prof. Leopolda Infelda. W 1959 r. uzyskuje stopień doktora na podstawie pracy z zakresu teorii dyfrakcji. W 1953 r. rozpoczyna pracę w Zakładzie Geofizyki PAN. W latach 1956—59 kieruje wyprawą geofizyczną do Wietnamu, gdzie m. in. uruchomił dwa nowoczesne obserwatoria geofizyczne. W 1962 habilituje się z teorii mechanizmu trzęsień Ziemi. W 1965 r. wyjeżdża do Japonii jako ekspert UNESCO i pracuje w Międzynarodowym Instytucie Sejsmologii w Tokio. W 1967 r. został mianowany profesorem nadzwyczajnym, a w 1976 r. profesorem zwyczajnym nauk fizycznych. W 1969 r. został wybrany członkiem korespondentem PAN.

Prace prof. Teisseyre'a stanowią poważne osiągnięcia w kilku gałęziach fizyki. W ogólnej teorii względności zajmował się zagadnieniami wpływu doboru współrzędnych na równania ruchu. W teorii dyfrakcji przedmiotem jego prac była dyfrakcja której ulega promieniowanie elektromagnetyczne, na ostrzu klina doskonale przewodzącego. Inne prace prof. Teisseyre'a dotyczą przede wszystkim teorii sejsmologicznych, a więc badań procesu tworzenia się trzęsień, promieniowania fal sejsmicznych, a głównie teorii mechanizmu powstawania naturalnych trzęsień Ziemi, teorii, w której Teisseyre zastosował pojęcie dyslokacji. Później rozwinął on teorię na bardziej złożone przypadki tworzenia się szczelin, wpływu temperatur i struktury ośrodka na przebieg w ogniskach trzęsień Ziemi.

W latach 1972—76 był wiceprzewodniczącym Europejskiej Komisji Sejsmologicznej, a w 1976—77 przewodniczącym.

B. W.

I. M. Frank laureatem medalu Wawilowa

Prezydium Akademii Nauk ZSRR nadało złoty medal S. I. Wawilowa za rok 1979 I. M. Frankowi za cykl prac na temat optyki ośrodków załamujących światło. Ten cykl prac, wykonanych w latach 1970—78, poświęcony jest procesom emisji światła

wywołanej przez szybkie cząstki przechodzące przez granicę ośrodków o różnych współczynnikach załamania, czyli tzw. promieniowaniu przejścia.

Viestnik AN SSSR No 9 (1979)

B. W.

Sekcja Historii Fizyki ATF

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne postanowiło utworzyć Sekcję Historii Fizyki, której zadaniem byłoby stymulowanie badań nad historią fizyki, organizowanie sesji i sympozjów historycznych w czasie zjazdów Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, jak również urządzanie specjalnych konferencji na temat historii fizyki. Redakcje czasopism *American Journal of Physics* i *Reviews of Modern Physics* wyraziły zainteresowanie tą sprawą i chęć publikowania większej niż dotychczas liczby artykułów historycznych.

Phys. Today 33, No 4 (1980)

B. W.

Historia fizyki cząstek

W dniach 28-31 maja 1980 odbyło się w Fermilab w Batawii (USA) sympozjum poświęcone historii fizyki cząstek elementarnych. Główna uwaga skupiona była na początkach fizyki cząstek, to znaczy na latach trzydziestych i czterdziestych, zanim zaczęła się era wielkich akceleratorów. Wśród wykładowców byli tak znakomici fizycy jak P. A. M. Dirac, Carl Anderson, Gilberto Bernardini, Murray Gell-Mann, Willis Lamb, Julian Schwinger i Victor Weisskopf.

CERN Courier 20, No 4 (1980)

B. W.

Szwedzkie kłopoty z fizyką w przemyśle

Biuletyn EPS *Europhysic News* zamieszcza w zeszyty 4 (1980) artykuł Dicka Lundqvista ze Szwedzkiej Akademii Nauk omawiający usiłowania szwedzkich fizyków zmierzające do nawiązania bliższych kontaktów między instytutami fizyki a przemysłem. Wyniki tych działań były przedstawione przez Lundqvista na zebraniu Komitetu Doradczego ds. Fizyki Stosowanej i Fizyki w Przemysle EPS. Temat uznano za bardzo ważny i mogący zainteresować fizyków wielu krajów. Zobo-

wiązano więc Lundqvista do przedstawienia go na łamach *Europhysics News*.

W 1968 r. Królewska Akademia Nauk Technicznych utworzyła Komitet Fizyki w Przemysle, którego zadaniem miała być pomoc na polu fizyki technicznej w rozwoju przemysłu szwedzkiego. Spodziewano się, że doprowadzi to do intensyfikacji badań w nowych mało dotychczas rozwijanych kierunkach. Nastąpiły jednak rozczarowania. Po pierwsze bardzo niewielu fizyków chciało przejść do pracy w przemyśle, a z drugiej strony, przemysł nie chciał zatrudniać fizyków. Zorganizowano więc całą serię „dni kontaktowych” na uniwersytetach — pracownicy naukowcy wygłaszali odczyty i organizowali pokazy dla zaproszonych inżynierów z odpowiednich gałęzi przemysłu. Początkowo wzbudziło to wielki entuzjazm, ale wkrótce zainteresowanie wygasło — i to było drugie rozczarowanie. Komitet zorganizował też sympozja, na których przedstawiano wyniki badań mogące prowadzić do zastosowań, a które mało były znane przemysłowi. Znowu zainteresowanie ludzi z przemysłu było duże, ale gdy przeprowadzono analizę ile rzeczywiście nawiązano kontaktów, nastąpiło znowu rozczarowanie — w wyniku tej serii sympozjów nawiązała się tylko jedna naprawdę owocna współpraca.

Również Szwedzkie Towarzystwo Fizyczne powołało Sekcję Zastosowań Przemysłowych Fizyki. Pozornie spotkało się to z entuzjastycznym przyjęciem przez członków Towarzystwa, ale gdy miało dojść do konkretnych działań, brak było chętnych. W 1976 r. doroczne zebranie Szwedzkiego Towarzystwa Fizycznego poświęcone było sprawom kształcenia i fizyce w przemyśle. To znowu nie dało żadnych konkretnych, trwałych wyników. Wobec tego skontaktowano się z poszczególnymi instytutami fizyki na uniwersytetach i politechnikach. Otrzymało wiele pozornie ambitnych propozycji współpracy z przemysłem, okazało się jednak, że większość proponowanych metod jest już od dawna wprowadzona w przemysle. Przy okazji okazało się także, że pewne instytuty fizyki, którym potrzebne były kontakty z przemysłem, dawno je już nawiązały, inne zaś instytuty nie wykazały najmniejszych chęci w tym kierunku.

Nie wszystkie jednak inicjatywy Szwedzkiego Towarzystwa Fizycznego spotkało niepowodzenie. Pewne przedsięwzięcia dały dobre rezultaty. Przede wszystkim rozważano problem czy trudności w nawiązaniu współpracy fizyków z przemysłem nie leżą w tym, że kształcenie fizyków formuje ich zupełnie inaczej niż inżynierów. Postanowiono

przeprowadzić próbę, czy tej dzielącej ich przepaści nie dałoby się nieco zmniejszyć przez prowadzenie seminariów i kursów wspólnych dla fizyków i inżynierów oraz przez kierowanie wykładowców fizyki na pewien okres czasu do pracy w przemyśle. Udało się namówić Szwedzką Radę Uniwersytetów na sfinansowanie czterotygodniowych praktyk przemysłowych dla 17 profesorów fizyki. Wyniki okazały się tak pomyślne, że akcję tę kontynuuje się w ulepszonej formie i przez dłuższe okresy czasu.

Przemysł jest w zasadzie niechętny wprowadzaniu nowych wyrobów lub zmian w istniejących technologiach, bo zasada opłacalności jest tu decydująca. Z drugiej jednak strony wiele firm przemysłowych chciałoby uzyskać lepszą wiedzę o fizyce leżącej u podstaw ich produkcji. Nie zawsze jednak instytuty fizyki, do których zwraca się przemysł, potrafią przestawić się psychicznie na rozwiązywanie tych problemów, nie zawsze też mają odpowiednie wyposażenie aparaturowe; często poważne zakłady przemysłowe mają znacznie lepszą i nowocześniejszą aparaturę niż instytuty naukowe. Trzeba koniecznie stworzyć bezpośrednie kontakty i wzajemną wymianę informacji. Inżynier musi nauczyć się w jaki sposób może najlepiej wykorzystać fizyka, a fizyk musi nauczyć się rozumieć skomplikowane procesy przemysłowe.

Wnioski z tych doświadczeń doprowadziły do tego, że Królewska Akademia Techniczna rozwiązała swój Komitet Fizyki w Przemysle, a na jego miejsce powołała Komitet Systemów Fizyko-Technicznych, który ma organizować fizyków i inżynierów do wspólnego atakowania ważnych problemów.

Innym istotnym skutkiem jest wspomniany już system podejmowania przez nauczycieli akademickich fizyki pracy na pewien okres w przemyśle, co pozwala im na zrozumienie problemów przemysłowych, a personelowi fabryk na zapoznanie się z fizykami i przyzwyczajenie się do wspólnej z nimi pracy. Być może, że w przyszłości wprowadzi się w Szwecji praktyki przemysłowe dla studentów fizyki.

Europhysics News 11, No 4 (1980)

B. W.

Włoskie pismo poświęcone fizyce w przemyśle

Włoskie Towarzystwo Fizyczne wydaje kwartálnik *Fisica e Tecnologia* zawierający artykuły przeglądowe, których celem jest rozpowszechnianie

informacji o procesach fizycznych leżących u podstaw technologii i techniki. Artykuły pisane są prosto i przejrzysto i dają możliwość pełnego zrozumienia omawianego problemu.

Redaktorem Naczelny *Fisica e Tecnologia* jest Carlo Castagnoli z Instytutu Fizyki Ogólnej Uniwersytetu w Turynie. W skład komitetu redakcyjnego wchodzi zarówno fizycy uniwersyteccy, jak i fizycy pracujący w przemyśle.

Fisica e Tecnologia 3, No 1 (1980)

B. W.

XVII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej w Karpaczu

Szkołę zorganizował, jak zwykle, Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego z komitetem organizacyjnym w składzie: dr hab. Ludwik Turko (dyrektor), dr Leszek Rytel, mgr Wojciech Cegła.

Podczas tegorocznej Szkoły, która odbyła się w dniach od 22 lutego do 6 marca 1980 r., liczne grono słuchaczy (70 młodych fizyków z 12 krajów świata) miało możliwość zapoznać się zarówno z ostatnimi osiągnięciami, jak i trudnościami w konstrukcji jednolitej teorii oddziaływań słabych, elektromagnetycznych, silnych i grawitacyjnych. Wykłady poświęcone były głównie supergrawitacji jako ewentualnej bazie ujednoczenia teorii oddziaływań (pierwszy tydzień) oraz termodynamicznemu opisowi silnie oddziaływających cząstek (drugi tydzień).

W pierwszej z wymienionych tematów wykłady ogłosili m. in.: Sokaczew (Dubna), Breitenlohner (Monachium), Brink (Goeteborg), van Proeyen (Leuven). Przedstawili oni zarówno podstawowe trudności w konstrukcji supergrawitacji z wewnętrznymi grupami symetrii (np. problem sprzeczności założenia o maksymalnym spinie $J = 2$ z założeniem o minimalnej grupie $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ dla oddziaływań silnych, słabych i elektromagnetycznych), jak i pewne zmiany w podejściu przez geometryzację, mające zdaniem niektórych wykładców przygotować grunt dla nieliniowych realizacji supersymetrii z grupami symetrii wewnętrznych $SO(N)$ przy $N > 8$ i $U(N)$ przy $N > 4$.

Wykłady drugiego tygodnia przedstawiały głównie zastosowanie teorii przejść fazowych do opisu materii hadronowej, a w szczególności do wyjaśnienia nieobserwowalności kwarków. Wykłady: Satza (Bielefeld), Rühla (Kaiserslautern), Mc Coya (Stony Brook) i Greenberga (College Park) dały

słuchaczom wyczerpujący przegląd aktualnych zastosowań metod statystycznych w teorii oddziaływań silnych.

Oprócz wymienionych zagadnień wygłoszono szereg wykładów przedstawiających nietypowe sposoby kwantowania teorii cechowania — Arefiewa (Moskwa), Białynicki-Birula (Warszawa); zastosowania supersymetrii — Casalbuoni (Florencja), Fayet (Paryż), Łopuszański i Lukierski (Wrocław); modele — Lukierski (Wrocław), Maison (Monachium).

Szkoła w opinii uczestników była udaną imprezą dającą sposobność nawiązania kontaktów naukowych i osobistych.

Materiały XVII Szkoły ukażą się nakładem wydawnictwa Gordon and Breach.

Leszek Rytel

Kanclerz Schmidt o badaniach podstawowych

Na kongresie fizyków w Ulm, kanclerz RFN Helmut Schmidt wyraził zdecydowane poparcie badań podstawowych. Oto wyjątki z jego wypowiedzi:

„Badania czyste stanowią pożywkę przyszłego rozwoju. Badania nie rokujące widoków na zastosowania, takie jak fizyka cząstek lub astrofizyka, są prowadzone, ponieważ wynikają z wrodzonej ludzkiej dążności do poszukiwania prawdy. Kultura świadoma swej własnej wartości musi interesować się fundamentalną wiedzą dotyczącą natury materii wszechświata i samego życia”. Na zakończenie kanclerz powiedział: „Na ludziach nauki spoczywa odpowiedzialność za rozważania wszelkich niepożądanych konsekwencji, prowadzonych przez siebie badań. Ci, którzy dysponują wiedzą, ponoszą specjalną odpowiedzialność, która musi się wyrażać w praktycznym działaniu. W szczególności naukowcy muszą dokonywać wysiłku, aby uczynić swoją wiedzę zrozumiałą dla społeczeństw i dla polityków”.

CERN Courier 20, No 4 (1980)

B. W.

Laserowa synteza termojądrowa w Chinach

W Chinach rozwijają się intensywnie prace nad kontrolowaną syntezą termojądrową przy użyciu laserów. Badania laserowe koncentrują się głównie w Instytucie Optyki i Mechaniki Precyzyjnej w Szanghaju, kierowanym przez Gan Fu-Xi.

Instytut ten powstał w 1964 i należy do Chińskiej Akademii Nauk. Instytut wytwarza lasery we własnym zakresie. Prowadzone są tam badania podstawowe z zakresu fizyki laserów, badania rozwojowe techniki laserowej, wytwarza się także lampy błyskowe i materiały optyczne.

Prace nad zastosowaniem laserów w syntezie termojądrowej rozpoczęły się w Instytucie w 1965 r. W 1972 r. ukończono budowę lasera szklanego o mocy 1 GW. W dwa lata później uzyskano moc 10 GW i zastosowano do generacji neutronów przez naświetlanie tarcz zawierających deuter impulsami 4 ns o gęstości mocy 10^{13} – 10^{14} W/cm². Od 1975 r. działa urządzenie sześciowiązkowe o mocy 100 GW/wiązkę i impulsie 0.1 ns. W urządzeniu tym zastosowano synchronizację modów przy pomocy biernego przełączania. W komorze tarczowej wmontowane są urządzenia diagnostyczne, głównie do detekcji promieniowania X i neutronów, także kalorymetry plazmowe.

Pracami teoretycznymi (przede wszystkim teoria oddziaływań nieliniowych, teoria plazmy i hydrodynamika) kierują Tan Wei-Han i Wang Run-Wen.

Laser Focus 16, No 5 (1980)

B. W.

W. H. J. Yourgrau (1908—1979)

Dnia 18 lipca 1979 zmarł Wolfgang H. J. Yourgrau, znany fizyk, filozof, historyk nauki i działacz polityczny.

Yourgrau urodził się w okolicach Berlina w r. 1908. Studiował fizykę, matematykę i biologię na

Uniwersytecie Humboldta w Berlinie. Był asystentem Schrödingera i u niego doktoryzował się w 1932 r. Yourgrau był jednym z założycieli Socjalistycznej Partii Pracy i po przejęciu władzy przez NSDAP i Hitlera musiał uciekać z Niemiec. Po krótkim pobycie w Polsce i na Litwie wyjechał do Palestyny, która była wówczas jeszcze mandatem brytyjskim. W 1942 r. założył wspólnie z Arnoldem Zweigiem tygodnik *Orient*, wychodzący w języku niemieckim i skierowany przeciw wszelkim ideologiom hitlerowskim i przeciw wszelkiemu ograniczaniu swobody wypowiedzi. Skutkiem jednak konfliktów z przeciwnymi ugrupowaniami politycznymi i skutkiem trudności finansowych pismo przestało po roku wychodzić. Później Yourgrau został zaangażowany przez amerykańskie dowództwo strategiczne w Kairze do organizowania działalności wywiadowczej na terenach zajętych przez Niemców.

Po wojnie Yourgrau powrócił do nauki, pracował w Szkole Studiów Wyższych w Jerozolimie, a następnie w uniwersytetach w Cape Town, Witwatersland i w Natalu. W 1959 wyemigrował do Stanów Zjednoczonych, gdzie początkowo był profesorem w Centrum Filozofii Nauki Stanu Minnesota, potem profesorem historii i filozofii nauki uniwersytetu w Denver.

Był autorem znanych podręczników *Variational Principles in Dynamics and Quantum Theory* i *A Treatise on Irreversible and Statistical Thermodynamics*. W 1969 r. założył wspólnie z H. Margenaum czasopismo *Foundations of Physics*, którego aż do śmierci był redaktorem.

Phys. Today 33, No 4 (1980)

B. W.

Informacje dla autorów

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

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

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

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

TREŚĆ

W. Trzebiatowski — Struktura i własności fizyczne niektórych związków międzymetalicznych	417
J. M. Langer — Fluorek kadmu — od fizyki do zastosowań	435
R. Golub, J. M. Pendlebury, W. Mampe, P. Ageron — Superzimne neutrony (tłum. H. Białkowska)	451
RÓŻNE	
Z. Galasiewicz — W. Trzebiatowski — Laureat medalu im. Mariana Smoluchowskiego 1978	473
WSPOMNIENIA—ROCZNICE	
J. Hurwic — Frédéric Joliot-Curie (1900—1958): współodkrywca sztucznej promieniotwórczości. W 80-lecie urodzin	477
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI W SZKOŁACH WYSZYCH	
J. Czerwonko — Fizyka na wyższych uczelniach technicznych — potrzeba zajęć specjalistycznych	483
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
T. Skaliński — VII Międzynarodowa Szkoła Letnia Optyki Kwantowej w Wieżycy	487
W. Żdanowicz — Fizyka Cienkich Warstw — I Ogólnopolska Jesienna Szkoła w Szczyrku	490
W. A. Kamiński — XXX Konferencja Spektroskopii Jądrowej i Struktury Jądra Atomowego w Leningradzie	490
RECENZJE	
D. S. Czernawski, J. M. Romanowski, N. W. Stiepanowa — Modelowanie matematyczne w biofizyce (S. Sędziwy)	493
R. S. Ingarden, A. Jamiołkowski — Elektrodynamika klasyczna (K. Zalewski)	495
LIST DO REDAKCJI	
KRONIKA	

CONTENTS

W. Trzebiatowski — The Structure and Properties of Some Intermetallic Compounds	417
J. M. Langer — Cadmium Fluoride — from Physics to Application	435
R. Golub, J. M. Pendlebury, W. Mampe, P. Ageron — Ultracold Neutrons	451
MISCELLANEA	
Z. Galasiewicz — W. Trzebiatowski — Marian Smoluchowski Medal Winner (1978)	473
RECOLLECTIONS—ANNIVERSARIES	
J. Hurwic — Frédéric Joliot-Curie (1900—1958): Co-discoverer of Artificial Radioactivity. On the 80th Anniversary of His Birth	477
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
J. Czerwonko — Physics in Technical Universities — the Need for Specialistic Courses	483
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
LETTER TO EDITOR	
CHRONICLE	