

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 46
ZESZYT 2
1995

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr HENRYK SZYMCZAK
Wiceprezesa:	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI
Sekretarz Generalny:	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI
Skarbnik:	Dr LUCJAN ZEMŁO
Członkowie Zarządu:	Prof. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER Prof. dr STEFAN POKORSKI Dr EDMUND ŚNIADEK Doc. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i>
Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i>
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – <i>Acta Physica Polonica B</i>
Prof. dr JAN KALINOWSKI – <i>Delta</i>
Prof. dr ANDRZEJ JAMIOŁKOWSKI – <i>Reports on Mathematical Physics</i>

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr ANDRZEJ MAZIEWSKI (Białystok)	Prof. dr MARIA GILLER (Łódź)
Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz)	Prof. dr TADEUSZ GÓRECKI (Opole)
Dr hab. ZYGMUNT BAŃK (Częstochowa)	Prof. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI (Poznań)
Dr KRYSZTYN KOZŁOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów)
Prof. dr ZYGMUNT KLESZCZEWSKI (Gliwice)	Dr hab. HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr JERZY WARCZEWSKI (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ SZYTUŁA (Kraków)	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

tel./fax 621 26 68

adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr HENRYK SZYMCZAK
Wiceprezesa:	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI
Sekretarz Generalny:	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI
Skarbnik:	Dr LUCJAN ZEMŁO
Członkowie Zarządu:	Prof. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER Prof. dr STEFAN POKORSKI Dr EDMUND ŚNIADEK Doc. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i>
Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i>
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – <i>Acta Physica Polonica B</i>
Prof. dr JAN KALINOWSKI – <i>Delta</i>
Prof. dr ANDRZEJ JAMIOŁKOWSKI – <i>Reports on Mathematical Physics</i>

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr ANDRZEJ MAZIEWSKI (Białystok)	Prof. dr MARIA GILLER (Łódź)
Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz)	Prof. dr TADEUSZ GÓRECKI (Opole)
Dr hab. ZYGMUNT BAŃK (Częstochowa)	Prof. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI (Poznań)
Dr KRYSZTYN KOZŁOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów)
Prof. dr ZYGMUNT KLESZCZEWSKI (Gliwice)	Dr hab. HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr JERZY WARCZEWSKI (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ SZYTUŁA (Kraków)	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69
tel./fax 621 26 68
adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 46, ZESZYT 2
1995

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1995

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 46, ZESZYT 2
1995

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa 1995

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 46, ZESZYT 2
1995

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1995

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 46, ZESZYT 2
1995

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1995

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Krzysztof Burzyński, Tomasz Dietl, Mirosław Łukaszewski,
Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa
adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl

Korespondenci Oddziałów PTF:

Mgr Piotr Malinowski (Białystok)
Dr Jerzy J. Wystocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Anna Kapuścik (Kraków)
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr hab. Bożena Pędzisz (Opole)
Prof. dr Andrzej Graja (Poznań)
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Stanisław Bednarek

Uniwersytet Łódzki
Łódź

Dyspersyjne materiały ferromagnetyczne

Dispersion ferromagnetic materials

Abstract: The dispersion ferromagnetic materials can be divided into four groups: magnetodielectrics, ferromagnetic liquids, ferromagnetic pastes and ferromagnetic gases. Properties and applications of these materials are discussed.

1. Wstęp

Dyspersyjnymi materiałami ferromagnetycznymi nazywane są materiały złożone w najprostszym przypadku z dwóch faz. Jedną z tych faz stanowi rozproszona substancja o właściwościach ferromagnetycznych, a drugą ośrodek dyspersyjny, który tych właściwości nie posiada. Pierwsza faza występuje w postaci cząstek rozdrobnionego ferromagnetyka. W cząstkach tych istnieje spontaniczne uporządkowanie momentów magnetycznych atomów lub jonów występujące w domenach. Cząstki substancji rozproszonej mogą być jedno- lub wielodomenowe. Ośrodkiem dyspersyjnym może być ciało stałe, ciecz lub gaz. Tak zdefiniowane dyspersyjne materiały ferromagnetyczne dzielą się na cztery grupy: magnetodielektryki, ciecze ferromagnetyczne, pasty ferromagnetyczne oraz gazy ferromagnetyczne.

Możliwe jest również wytworzenie dyspersyjnych materiałów ferromagnetycznych złożonych z więcej niż dwóch faz. W tym celu dwie substancje ferromagnetyczne o różnych właściwościach fizycznych lub chemicznych należy rozproszyć w jednym ośrodku dyspersyjnym. Można również postąpić odwrotnie rozpraszając jedną substancję ferromagnetyczną w mieszaninie dwóch ośrodków dyspersyjnych. Postępowanie takie umożliwia uzyskanie materiałów o korzystniejszych

właściwościach magnetycznych i mechanicznych, lepiej dostosowanych do określonych potrzeb. Jeżeli ośrodkiem dyspersyjnym jest ciało stałe (sytuacja taka ma miejsce w magnetodielektrykach), wówczas cząstki substancji ferromagnetycznej mogą być trwale połączone z tym ośrodkiem i w określony sposób uporządkowane. Materiał taki nazywa się wówczas kompozytem [1]. Również sam ośrodek dyspersyjny, jeżeli złożony jest z dwóch lub więcej faz, może mieć strukturę kompozytową. Przykładem takiego ośrodka są często stosowane laminaty złożone z warstw tkaniny z włókien szklanych połączonych żywicą epoksydową [2].

W kolejnych rozdziałach artykułu zostaną omówione podstawowe właściwości i zastosowania poszczególnych grup dyspersyjnych materiałów ferromagnetycznych.

2. Magnetodielektryki

Materiały tej grupy zawierają cząstki substancji ferromagnetycznej o rozmiarach od 10^{-3} do 10^{-6} m. Często stosowanym parametrem charakteryzującym stan rozdrobnienia fazy rozproszonej jest stosunek powierzchni cząstki do jej objętości. Parametr ten nazywa się stopniem dyspersji s . Przy założeniu, że cząstki mają kształt kulisty, stopień dyspersji, zgodnie z podaną definicją, wyraża się wzorem

$$s = \frac{3}{r}, \quad (1)$$

gdzie r jest promieniem cząstki. Dla magnetodielektryków zawiera się on w przedziale od 6×10^4 do $6 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Ze względu na wartość tego parametru magnetodielektryki zalicza się do materiałów o średnim stopniu dyspersji [3].

Cząstki substancji ferromagnetycznej rozproszonej w magnetodielektrykach mogą charakteryzować się małymi wartościami koercji i pozostałości magnetycznej, czyli są to cząstki tzw. substancji magnetycznie miękkich. Przykładami takich substancji używanych do wytwarzania magnetodielektryków są: żelazo, żelazo karbonylkowe, alsifer (stop 85% żelaza, 9.6% krzemu i 5.4% glinu), ferryty, permaloje (stopy 11–18% żelaza i 72–79% niklu z dodatkami 3–4% molibdenu, 2–3.8% cyrkonu, 5–14% miedzi i 0.2% magnezu) [4,5].

Wytwarzane są również magnetodielektryki, w których cząstki rozproszonej substancji ferromagnetycznej wykazują duże wartości koercji i pozostałości magnetycznej, a więc są to cząstki tzw. substancji magnetycznie twardych. Do produkcji tej grupy magnetodielektryków używa się np. alni (stop 57.5% żelaza, 15% aluminium, z dodatkiem 4% miedzi), alnico (stopy 50–54% żelaza, 9–10% aluminium, 13.5–20% niklu, 15–24% kobaltu z dodatkiem 3–4% miedzi), stopu platyny z żelazem (78% platyny i 22% żelaza) oraz platyny z kobaltem (77%

platyny i 23% kobaltu) [6,7].

W magnetodielektrykach ośrodkiem dyspersyjnym, w którym rozproszone są cząstki substancji ferromagnetycznej, jest ciało stałe o właściwościach dielektrycznych. Stąd też pochodzi nazwa magnetodielektryki. Ośrodek dyspersyjny wiąże rozproszone cząstki substancji ferromagnetycznej w jedną całość i oddziela je od siebie. Każda cząstka substancji ferromagnetycznej otoczona jest cząsteczkami ośrodka dyspersyjnego. Jego rolę spełniają np. różne rodzaje gumy, bakelit, polimerowe tworzywa sztuczne, takie jak polichlorek winylu, polistyren, polimetakrylan metylu, silikon, oraz tlenki niektórych metali i emalie szkliste. Ośrodek dyspersyjny może charakteryzować się stosunkowo dużą twardością i sztywnością. Taka sytuacja ma miejsce w przypadku użycia np. bakelitu, polimetakrylanu metylu lub polistyrenu. Inne rodzaje ośrodków dyspersyjnych są z kolei miękkie i elastyczne. Należą do nich m.in. guma i silikon.

Magnetodielektryki klasyfikuje się w zależności od właściwości magnetycznych rozproszonej substancji ferromagnetycznej oraz w zależności od właściwości mechanicznych ośrodka dyspersyjnego. Nazwa magnetodielektryka składa się z dwóch członów. Pierwszy z nich charakteryzuje właściwości magnetyczne, a drugi mechaniczne. Jeżeli substancja rozproszona jest magnetycznie miękka to pierwszym członem nazwy jest „ferro-”. Dla substancji magnetycznie twardych człon ten jest „magneto-”. Drugim członem nazwy dla ośrodków dyspersyjnych twardych i sztywnych jest „-plasty”, a dla ośrodków elastycznych i miękkich „-elasty”. Zgodnie z tą klasyfikacją wyróżnia się cztery rodzaje magnetodielektryków: ferroplasty, ferroelasty, magnetoplasty i magnetoelasty.

Magnetodielektryki otrzymuje się w wyniku zmieszania w odpowiednich proporcjach wagowych cząstek rozdrobionej substancji ferromagnetycznych z ośrodkiem dyspersyjnym i sprasowania otrzymanej mieszaniny albo utwardzenia lub spolimeryzowania ośrodka dyspersyjnego. Metodą prasowania otrzymuje się np. ferroplasty, których ośrodkiem dyspersyjnym jest bakelit. Utwardzanie stosuje się podczas otrzymywania ferroplastów, których ośrodkiem dyspersyjnym są m.in. żywice epoksydowe, a polimeryzację przy produkcji ferroelastów mających jako ośrodek dyspersyjny np. silikon [3].

Dla ferroplastów i ferroelastów podstawowymi parametrami charakteryzującymi ich właściwości magnetyczne są: przenikalność magnetyczna względna początkowa μ_{rp} i maksymalna μ_{rm} oraz współczynniki przenikalności względnej – temperaturowej α_T i niestabilności amplitudy α_N . Współczynnik α_T zdefiniowany jest wzorem

$$\alpha_T = \frac{\Delta\mu_r}{\mu_{rp}\Delta T}, \quad (2)$$

w którym $\Delta\mu_r$ oznacza zmianę przenikalności magnetycznej względnej spowodowaną

waną zmianą temperatury ΔT . Współczynnik α_N zdefiniowany jest analogicznym wzorem

$$\alpha_N = \frac{\Delta\mu_r}{\mu_{rp}\Delta H}, \quad (3)$$

w którym $\Delta\mu_r$ jest zmianą przenikalności magnetycznej względnej spowodowaną zmianą wartości natężenia pola magnetycznego ΔH .

W ustalonej temperaturze maksymalna wartość przenikalności magnetycznej μ_{rm} zależy głównie od rodzaju zastosowanej substancji ferromagnetycznej, jej wartości w magnetodielektryku i od stopnia dyspersji. Dla ferroelastów wartości μ_{rm} są stosunkowo niewielkie i zawierają się w granicach od 4 do 25. Jest to wada tego rodzaju magnetodielektryków, utrudniająca niektóre ich zastosowania. Dla ferroplastów wartości μ_{rm} są znacznie większe i wynoszą od 6 do 800. Użyteczną właściwością ferroplastów i ferroelastów jest możliwość łatwej zmiany ich przenikalności magnetycznej przez zmianę zawartości rozproszonej substancji ferromagnetycznej. Przenikalności magnetyczne ferroelastów charakteryzują się dużą stabilnością. Ich właściwości wykazują słabą zależność od zmian amplitudy i częstości pola magnetycznego oraz od temperatury. Pozytywną cechą ferroelastów jest również ich odporność na starzenie się. Największą zaletą ferroelastów są jednak małe straty występujące przy przemagnesowaniu. Objętościowa gęstość energii tych strat e_s w jednym cyklu przemagnesowania wyraża się wzorem

$$e_s = \oint \mathbf{H} d\mathbf{B} + \rho \int_0^T j^2 dt, \quad (4)$$

w którym ρ oznacza oporność właściwą magnetodielektryka, a j gęstość natężenia indukowanych prądów wirowych [8-10]. Pierwsza całka we wzorze (4) liczona jest wzdłuż pętli histerezy. Ponieważ dla cząstek substancji ferromagnetycznej rozproszonej w ferroelastach pętla ta jest wąska, wartość tej całki jest niewielka. Oporność właściwa ρ dla magnetodielektryków jest duża, gdyż poszczególne ziarna ferromagnetyka oddzielone są od siebie otoczką izolatora. Powoduje to zgodnie z prawem Ohma ograniczenie gęstości natężenia indukowanych prądów wirowych j , której kwadrat występuje w wyrażeniu (4). W rezultacie wartość drugiej całki jest odwrotnie proporcjonalna do ρ i również nie wnosi dużego wkładu do e_s .

Mała wartość strat zdecydowała o szerokim zastosowaniu ferroelastów do wytwarzania rdzeni cewek i transformatorów stosowanych w urządzeniach radioelektronicznych szczególnie tych, które pracują przy wysokich częstościach rzędu setek kilo- i megaherców. W tym obszarze częstości ferroelasty zastępują stosowane dawniej rdzenie złożone z pakietów cienkich blach lub wiązek drutów ze stopów magnetycznych.

Do wykonania rdzeni pracujących przy bardzo dużych częstościach (w granicach 100 MHz) stosuje się również ferroplasty, w których rozproszonej substancją

ferromagnetyczną jest żelazo karbonylkowe lub specjalny sproszkowany stop (80% Fe, 5.4% Al, 9.6% Si) o dużej przenikalności ($\mu_{rp} = 3500$, $\mu_{rm} = 11\,800$) noszący nazwę alsifer lub sendust [11]. Ferroplasty i ferroelasty znalazły także zastosowanie do wytwarzania ekranów chroniących elementy indukcyjne urządzeń radioelektronicznych przed wpływem niepożądanych pól magnetycznych, szczególnie pól o wysokiej częstotliwości.

Najważniejsze parametry, które charakteryzują właściwości magnetyczne magnetoplastów i magnetoelastów to pozostałość magnetyczna B_r oraz natężenie pola koercji H_c , które jest miarą tzw. twardości magnetycznej. Wartości parametrów B_r i H_c powinny być możliwie duże. W pewnym zakresie wzrost wartości H_c można osiągnąć przez zwiększenie stopnia dyspersji rozproszonej substancji ferromagnetycznej. Ważną właściwością tego typu materiałów jest również odporność na starzenie się. Magnetoplasty i magnetoelasty znalazły zastosowanie do produkcji magnesów pracujących w zmiennych polach magnetycznych. Dzięki dużej oporności właściwej w magnesach wykonanych z tego rodzaju materiałów występują mniejsze straty związane z prądami wirowymi. Zmniejszeniu ulegają również niepożądane siły elektrodynamiczne spowodowane oddziaływaniem tych prądów ze zmiennym polem magnetycznym.

Cienkie warstwy ferroplastów i ferroelastów naniesione na podłoże dielektryczne znalazły powszechne zastosowanie jako magnetyczne nośniki informacji w postaci twardych dysków i dyskietek. Analogiczne warstwy stosuje się również do magnetycznego zapisu dźwięku i obrazu na taśmach magnetofonowych i magnetowidowych oraz na specjalnych dyskietkach, którymi próbuje się ostatnio zastępować filmy małoobrazkowe i przezrocza.

Użycie do wytwarzania magnetodielektryków ośrodka dyspersyjnego o małym module sprężystości lub sztywności pozwala na uzyskanie materiałów ferromagnetycznych o nowych, bardzo interesujących właściwościach mechanicznych. Otrzymuje się w ten sposób kształtki ferromagnetyka lub magnesy trwale łatwo zmieniające swoje wymiary lub ulegające deformacji pod wpływem pól magnetycznych i niewielkich oddziaływań mechanicznych. Dla porównania można tu podać, że wydłużenie względne przed rozerwaniem niektórych kauczków, stosowanych jako ośrodek dyspersyjny w magnetodielektrykach, może sięgać nawet 10³%, a dla stali nie przekracza ono kilku procent [3]. Tego rodzaju ferro- i magnetoelasty znajdują zastosowanie m.in. w niektórych przetwornikach elektromechanicznych, czujnikach i mechanizmach poruszanych bezpośrednio polem magnetycznym.

Ferro- i magnetoelasty pozwalają również na badanie jednorodności i rozkładu przestrzennego linii pola magnetycznego. Aby uwidocznić przebieg tych linii wykorzystuje się cienkie włókna o przekroju kołowym, które zawierają cząstki

materiału magnetycznie twardego rozproszonego w polistyrenie. Tworzywo to zostało uprzednio rozpuszczone w toluenie i zmieszane z proszkiem magnetycznym. Włókna wyciągnięte z powstałej mieszaniny charakteryzują się dużą izotropową giętkością w kierunku poprzecznym. Z włókien tych formuje się wiązki i poddaje je trwałemu namagnesowaniu w kierunku podłużnym. Po umieszczeniu w badanym polu magnetycznym włókna wiązki ulegają wygięciu w taki sposób, że ich kształt obrazuje przebieg linii pola magnetycznego [12].

Do wykrywania niejednorodności pola magnetycznego stosuje się cienkie włókno wytworzone z silikonu, w którym rozproszone zostały cząstki materiału magnetycznie miękkiego, np. stali krzemowej. Włókna te otrzymuje się przez wytłaczanie z dyszy mieszaniny prepolimeru silikonu i cząstek substancji magnetycznej. W kontakcie z powietrzem atmosferycznym następuje samoistna polimeryzacja i wytwarzanie bardzo giętkich i rozciągliwych włókien. Gotowe włókno rozpina się w stanie lekkiego naprężenia między dwoma zaciskami kabłąkowatego uchwytu zaopatrzonego w obrotową skalę. Jeżeli włókno znajdzie się w niejednorodnym polu magnetycznym, wówczas ulega wyboczeniu wskutek wciągania w obszar silniejszego pola [13].

Postęp w zakresie wytwarzania magnetodielektryków warunkowany jest przez trzy główne czynniki: pojawianie się materiałów magnetycznych o korzystniejszych parametrach magnetycznych, opracowanie efektywniejszych metod pozwalających na doprowadzenie ich do stanu o wysokim stopniu dyspersji oraz przez pojawianie się nowych tworzyw używanych jako ośrodki dyspersyjne [14,15], takich jak: silikon, politetrafluoroetylen (teflon) oraz poliuretany i polistyren. Pierwsze dwa charakteryzują się odpornością na działanie substancji żrących, rozpuszczalników organicznych, są niepalne, mogą pracować w szerokim przedziale temperatur (od -200°C do $+250^{\circ}\text{C}$). Teflon posiada bardzo dobre właściwości elektroizolacyjne, natomiast silikon są dobrymi elastomerami. Poliuretany i polistyren mogą być produkowane w postaci mikroporowatej, o gęstości ok. 10 kg/m^3 . Pozwalają one na uzyskanie ultralekkich ferro- i magnetoelastów o bardzo dużym współczynniku ściśliwości [16].

3. Ciecze ferromagnetyczne

Ciecze ferromagnetyczne składają się z cząstek substancji o właściwościach ferromagnetycznych rozproszonych w cieczach dyspersyjnych nie posiadających tych właściwości. Cieczami dyspersyjnymi są najczęściej dielektryki takie jak nafta, alkohol, oleje a nawet woda. Jako ciecze dyspersyjne stosuje się również płynne metale – rtęć i ciekły sód [17]. Substancje rozproszone charakteryzują

się dużymi wartościami przenikalności magnetycznej oraz małymi wartościami pozostałości magnetycznej B_r i natężenia pola koercji H_c . Są to więc substancje magnetycznie miękkie, których przykłady podano omawiając magnetodielektryki. Ciecze ferromagnetyczne dzieli się na dwie grupy, są to ferrofluidy i magnetofluidy. Kryterium podziału jest tu stopień dyspersji.

Ferrofluidy są roztworami koloidalnymi cząstek ferromagnetyka o rozmiarach od 2 do 20 nm. Stopień dyspersji jest tutaj bardzo wysoki, $s = (0.15-1.5) \times 10^9 \text{ m}^{-1}$ [3]. W magnetofluidach rozmiary cząstek ferromagnetyka są znacznie większe i wynoszą od 1 do 100 μm . Odpowiada to stopniowi dyspersji $s = (0.03-3) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ [18]. Cząstki rozproszone w ferrofluidach dzięki swoim małym rozmiarom z łatwością podlegają ruchom Browna. Ruchy te powodują, że mimo znacznej różnicy między gęstością substancji, z której utworzone są cząstki, i gęstością cieczy dyspersyjnej cząstki nie ulegają wytrąceniu z cieczy czyli sedymentacji. Ferrofluidy charakteryzują się więc dużą stabilnością.

W magnetofluidach rozmiary cząstek są średnio o trzy rzędy wielkości większe. Średni kwadrat przesunięcia cząstki $\overline{(\Delta x)^2}$ spowodowanego ruchami Browna wyraża się znanym wzorem Einsteina-Smoluchowskiego [19,20]

$$\overline{(\Delta x)^2} = \frac{ktT}{3\pi\eta r}, \quad (5)$$

w którym: k – stała Boltzmanna, t – czas, T – temperatura, η – współczynnik lepkości cieczy dyspersyjnej, r – promień cząstki. Wynika stąd, że intensywność ruchów Browna cząstek rozproszonych w magnetofluidach jest znacznie mniejsza. Ruchy te nie są w stanie skutecznie przeciwdziałać sedymentacji cząstek ferromagnetyka. Ponieważ na ogół gęstość cząstek jest większa od gęstości cieczy dyspersyjnej, cząstki po pewnym czasie ulegają sedymentacji. W wyniku tego stabilność magnetofluidów jest niewielka, co stanowi istotną wadę tego typu materiałów.

Otrzymywanie ferrofluidów jest trudne ze względu na konieczność uzyskania bardzo wysokiego stopnia dyspersji. Stosuje się w tym celu długotrwałe mielenie substancji stałych w młynkach koloidalnych, rozdrabnianie wiązkami ultradźwięków o dużej gęstości mocy (w granicach 50 W/cm^2) [21] oraz metody kondensacji chemicznej, polegające na wytrącaniu cząstek substancji stałej podczas reakcji mieszaniny odpowiednio dobranych roztworów. Metody kondensacji charakteryzują się dużą skutecznością i pozwalają na otrzymanie cząstek o bardzo zbliżonych rozmiarach, czyli tzw. monodispersyjnych. Otrzymywanie magnetofluidów jest znacznie łatwiejsze. W niektórych przypadkach wystarczy wykorzystać bardzo drobne oczyszczone opilki szlifierskie odpowiedniej substancji ferromagnetycznej.

Cząstki substancji rozproszonej mają tendencję do aglomeracji czyli do łączenia się w większe kompleksy. Proces ten jest powodowany przez różne zjawiska.

Jeżeli koncentracja cząstek jest duża oraz cząstki są zwilżalne przez ciecz dyspersyjną, wówczas jest duże prawdopodobieństwo, że cząstki znajdują się dostatecznie blisko siebie i wytworzy się między nimi tzw. mostek cieczowy o zakrzywionych powierzchniach. Zgodnie ze wzorem Laplace'a pojawia się dodatkowe ciśnienie spowodowane krzywizną powierzchni cieczy powodujące dalsze zbliżanie i połączenie się cząstek [21]. Przy bardzo dużym stopniu dyspersji przyczyną aglomeracji są również przyciągające siły van der Waalsa, których wartości stają się istotne przy odpowiednio małej odległości między cząstkami.

Po umieszczeniu cieczy ferromagnetycznej w polu magnetycznym cząstki ulegają namagnesowaniu. Namagnesowane cząstki przyciągają się wzajemnie i zbliżają do siebie. Jeżeli substancja użyta do sporządzenia cząstek będzie miała duże pole koercji H_c , wówczas mimo usunięcia pola magnetycznego, namagnesowanie cząstek nie zmniejsza się do odpowiednio małej wartości. Cząstki będą wykazywały znaczące namagnesowanie resztkowe i zachowywały się jak mikroskopijne magnesy trwałe. Ich wzajemne przyciąganie będzie także przyczyną aglomeracji.

Aglomeracja cząstek cieczy ferromagnetycznej jest zjawiskiem niekorzystnym, ponieważ cząstki o zbyt dużych rozmiarach mają tendencję do sedimentacji, w następstwie której ciecz ferromagnetyczna traci stabilność. W celu zapobieżenia aglomeracji już w procesie rozdrobnienia substancji ferromagnetycznej dodaje się do niej odpowiednie substancje, których cząsteczki przylegają do powstających cząstek ferromagnetyka. Substancje te, zwane powierzchniowo czynnymi, tworzą rodzaj powłoki wokół cząstki. Powłoka ta nazywana otoczką solwatacyjną zapobiega nadmiernemu zbliżaniu i aglomeracji cząstek. Uzyskuje się w ten sposób poprawę stabilności cieczy ferromagnetycznej. Stąd też dodawane substancje powierzchniowo czynne określa się mianem stabilizatorów własności cieczy ferromagnetycznych. Często stosowanymi stabilizatorami są wyższe kwasy tłuszczowe, np. kwas oleinowy ($C_{18}H_{37}COOH$).

Maksymalna przenikalność magnetyczna względna μ_{rm} cieczy ferromagnetycznych zawiera się zwykle w granicach od kilku do kilkudziesięciu, a ich przewodność elektryczna jest zbliżona do przewodności cieczy dyspersyjnej. Indukcja magnetyczna nasycenia dla magnetofluidów ma wartości porównywalne z wartościami indukcji nasycenia dla metali ferromagnetycznych i może dochodzić do 2 T. Dla ferrofluidów indukcja nasycenia jest znacznie mniejsza i nie przekracza kilku setnych tesli. W magnetofluidach, które zawierają wielodomenowe cząstki rozproszonej substancji ferromagnetycznej, podczas przemagnesowania występuje histereza. W ferrofluidach, gdzie cząstki są jednodomenowe, histereza nie występuje. Podatność magnetyczna cieczy ferromagnetycznych maleje wraz ze wzrostem temperatury bezwzględnej. Gdy ciecz osiągnie temperaturę Curie substancji ferromagnetycznej, wartość podatności magnetycznej cieczy spada do zera [22].

Jedną z najciekawszych i decydujących o dużej liczbie zastosowań właściwo-
 ścią cieczy ferromagnetycznych jest możliwość łatwego kierowania ich ruchem za
 pomocą pola magnetycznego. Pole magnetyczne oddziałuje bowiem silnie na roz-
 proszone w cieczy dyspersyjnej cząstki substancji ferromagnetycznej. Wprawione
 w ruch cząstki za pośrednictwem sił lepkości początkają otaczać je cząsteczki
 cieczy dyspersyjnej powodując w ten sposób przepływ cieczy ferromagnetycznej
 do obszaru o większym natężeniu pola. Lepkość cieczy ferromagnetycznej η wy-
 raża się wzorem Einsteina

$$(6) \quad \eta = \eta_0 \left(1 + \frac{2}{5} \phi \right),$$

w którym η_0 jest lepkością cieczy dyspersyjnej zaś ϕ oznacza ułamek objętościowy
 fazy rozproszonej w całej objętości układu [3]. Podobnie jak lepkość, tak i wartości
 wczesniej omówionych parametrów charakteryzujących ciecze ferromagnetyczne,
 można łatwo zmieniac przez zmianę wartości ϕ . W większości przypadków słuszne
 jest tzw. prawo mieszanina wyrażone wzorem

$$(7) \quad d = d_1 \phi + d_2 (1 - \phi),$$

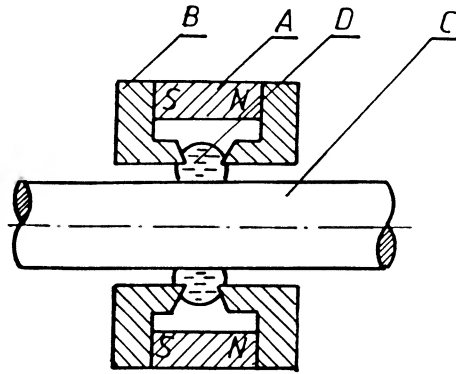
w których d_1, d_2, d oznaczają wartości określonego parametru charakteryzującego
 odpowiednio ciecz ferromagnetyczną, substancję rozprozoną i ciecz dyspersyjną.
 Póściowym opisem ruchu cieczy ferromagnetycznych w zewnętrznych polach
 magnetycznych zajmują się magnetohydrodynamika [23,24]. Gdy ciecz ferroma-
 gnetyczna znajdzie się w stacjonarnym niejednorodnym polu magnetycznym,
 wówczas cząstki rozproszonej substancji ferromagnetycznej zostają wciągane w
 obszar silniejszego pola początkując za sobą ciecz dyspersyjną. Ciecz ferromagne-
 tyczna zostaje wówczas uwieżiona w tym obszarze. Usuniecie cieczy dyspersyj-
 nej z tego obszaru będzie utrudnione, ponieważ dzięki siłom lepkości będzie ona
 utrzymywana przez cząstki substancji ferromagnetycznej. Efekt ten został wyko-
 rzystany w wielu zastosowaniach technicznych m.in. w opisanych dalej magneto-
 ciekłych uszczelkach i łożyskach.

Druga bardzo interesująca właściwość cieczy ferromagnetycznych polega na
 ich zestalaniu się pod wpływem silnego pola magnetycznego. W nieobecności pola
 magnetycznego cząstki substancji ferromagnetycznej są rozproszone w całej ob-
 jętości cieczy dyspersyjnej. Oddziaływanie cząstek na siebie następuje tylko za
 pośrednictwem sił lepkości cieczy dyspersyjnej. Ciecz ferromagnetyczna jako ca-
 łość ma właściwości cieczy lepkiej, której współczynnik lepkości η jest określony
 wzorem (6) i jest niewiele większy od współczynnika lepkości η_0 samej cieczy dys-
 persyjnej. Moduł sztywności cieczy ferromagnetycznej jest w tym stanie równy
 zero. Gdy ciecz ferromagnetyczna zostanie umieszczona w silnym polu magne-
 tycznym, cząstki rozproszonej substancji ferromagnetycznej ulegają namagnesoso-
 waniu i tworzą długie lancuchy przebiegające wzdłuż linii pola magnetycznego.

Szybkość tego procesu zależy m.in. od rozmiarów cząstek, lepkości cieczy i natężenia przyłożonego pola magnetycznego. Zwykle przebiega on w czasie rzędu milisekund. Po upływie następnych kilku sekund zachodzi aglomeracja sąsiednich łańcuchów w grubsze kolumny [25]. Uporządkowane i związane przez pole magnetyczne cząstki substancji rozproszonej utrzymują, dzięki siłom przylegania, cząsteczki cieczy dyspersyjnej. Lepkość cieczy ferromagnetycznych w tych warunkach gwałtownie wzrasta i nabierają one właściwości ciała stałego o znacznym module sztywności. Usunięcie pola magnetycznego powoduje w ciągu kilku milisekund ponowne upłynnienie się cieczy ferromagnetycznej. Ze względu na tę właściwość cieczy ferromagnetyczne nazywane są również cieczami magnetoreologicznymi. Badaniem tych właściwości zajmuje się mikroreologia [26,27]. Bardziej szczegółowy opis zjawisk zachodzących w cieczach ferromagnetycznych i dyskusję właściwości tych materiałów znaleźć można w obszernym artykule Szłomisa [28].

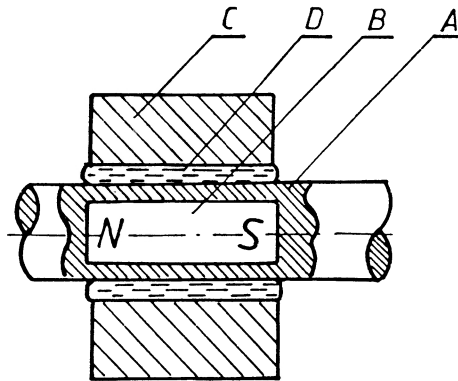
Zastosowania cieczy ferromagnetycznych są bardzo różnorodne. O jednym z nich – magnetociekłych uszczelkach wspomniano już wcześniej. Rysunek 1 przedstawia szczegóły ich budowy. Pierścieniowy magnes stały A zaopatrzonej jest w dwa nabiegunniki B. Mają one postać specjalnie ukształtowanych pierścieni z ukośnie ściętymi powierzchniami wewnętrznymi. Dzięki temu w przestrzeni między tymi powierzchniami powstaje silne niejednorodne pole magnetyczne. Przez otwory w nabiegunnikach przechodzi uszczelniany element C wykonany z materiału nieferromagnetycznego. Może to być np. obracający się wał, tłoczyisko lub prowadnica. Jeżeli do szczeliny między tymi elementami a nabiegunnikami wprowadzić niewielką ilość cieczy ferromagnetycznej D, to zostanie ona wciągnięta w obszar najsilniejszego pola magnetycznego znajdującego się między ściętymi powierzchniami nabiegunników. Ciecz utworzy w ten sposób pierścień dokładnie przylegający do powierzchni uszczelnianych elementów. Gdy podczas pracy urządzenia szerokość szczeliny zmienia się, np. wskutek zużycia lub niedokładności wykonania elementów, pierścień z cieczy ferromagnetycznej samoczynnie dopasowuje swój kształt do zmienionych warunków. Uszczelka taka nie wymaga regulacji i praktycznie nie ulega zużyciu [29,30].

Przykład rozwiązywania konstrukcyjnego łożyska promieniowego z zastosowaniem cieczy ferromagnetycznej przedstawiony został na rys. 2. Wewnątrz nieferromagnetycznego czopu wału A wykonane jest podłużne wydrążenie, a w nim znajduje się magnes B. Wał może obracać się w również nieferromagnetycznej tulei łożyska C. W szczelinie między tuleją a wałem znajduje się ciecz ferromagnetyczna D o właściwościach smarujących. Ciecz taką można uzyskać zawieszając cząstki substancji ferromagnetycznej w odpowiednim oleju z dodatkiem stabilizatora. Dzięki działaniu pola magnetycznego ciecz ferromagnetyczna tworzy warstwę wokół wału wypełniającą szczelinę między wałem i tuleją. Ciśnienie,



Rys. 1. Budowa uszczelki z cieczy ferromagnetycznej: A – magnes pierścieniowy, B – nabiegunnik, C – uszczelniany element, D – ciecz ferromagnetyczna

które wywiera umieszczona w polu magnetycznym ciecz, unosi wał ponad dolną powierzchnię tulei. Następuje wycentrowanie wału i jego oddzielenie od ścianek tulei warstwą smarującej cieczy ferromagnetycznej, co powoduje znaczne zmniejszenie tarcia.

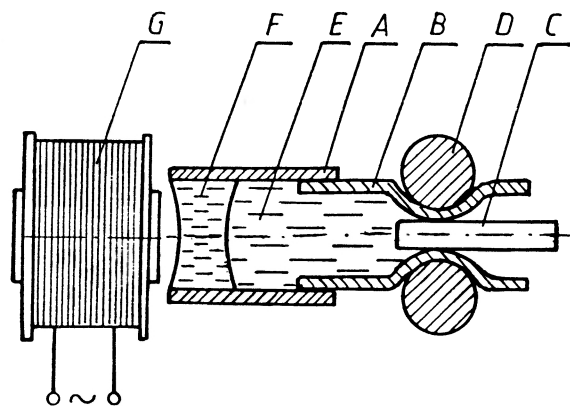


Rys. 2. Sposób łożyskowania za pomocą cieczy ferromagnetycznej: A – wał, B – magnes, C – tuleja, D – ciecz ferromagnetyczna

Wypełnienie cieczą ferromagnetyczną szczeliny między drgającą cewką a nabiegunnikami w głośnikach elektrodynamicznych poprawia parametry tych głośników. Następuje zwiększenie strumienia magnetycznego w szczelinie i ułatwienie odprowadzenia ciepła. Dzięki temu moc głośnika zwiększa się. Stłumieniu ulegają również pasożytnicze drgania membrany.

Możliwość kierowania ruchem cieczy ferromagnetycznej bezpośrednio za pomocą pola magnetycznego została wykorzystana m.in. w przetwornikach elektro-

mechanicznych [18,31]. W tego rodzaju przyrządach niewielka ilość cieczy ferromagnetycznej wprawiana jest w drgania przez niejednorodne, zmienne w czasie pole magnetyczne. Uzyskiwane w ten sposób częstości drgań wynoszą od kilku herców do kilkudziesięciu kiloherców. Przetworniki takie wykorzystuje się także jako generatory ultradźwięków [32]. Przekrój jednego z przetworników niskiej częstości pokazany został na rys. 3. Do rurki polietylenowej A przymocowana jest przewężona rurka gumowa B zamknięta sworznem C. Na przewężeniu rurki gumowej nałożony jest sztywny pierścień D. Wnętrze rurki polietylenowej wypełnione jest wodą E, a wlot do tej rurki zamknięty kroplą cieczy ferromagnetycznej F. Jeżeli u wlotu rurki zostanie umieszczony elektromagnes G zasilany prądem zmiennym, wówczas ciecz ferromagnetyczna wciągana w obszar silniejszego pola magnetycznego będzie wykonywała drgania odpowiadające zmianom natężenia prądu w uzwojeniu elektromagnesu. Drgania te przez wodę i sworzeń przekazywane będą na zewnątrz przetwornika. Ciecz ferromagnetyczna umieszczona w przestrzeni między stojanem a wirnikiem silnika elektrycznego dużej mocy również poprawia jego chłodzenie i umożliwia dłuższą pracę pod większymi obciążeniami.



Rys. 3. Budowa przetwornika elektromechanicznego z cieczą ferromagnetyczną: A – rurka polietylenowa, B – rurka gumowa, C – sworzeń, D – pierścień, E – woda, F – ciecz ferromagnetyczna, G – elektromagnes

Zdolność do zestalenia się cieczy ferromagnetycznych pod wpływem pola magnetycznego umożliwiła zbudowanie magnetociekłych sprzęgieł, hamulców i tłumików drgań [33]. W magnetociekłych sprzęgłach i hamulcach stosowane są umieszczone obok siebie tarcze połączone z obracającymi się elementami i zanurzone w naczyniu z cieczą ferromagnetyczną. Gdy ciecz ta nie znajduje się w polu magnetycznym jej lepkość jest niewielka i tarcze mogą obracać się bez

większych oporów. Włączenie pola magnetycznego, wytwarzanego przez elektro-
magnes, umieszczony w przypadku sprężel na jednej z tarcz lub w przypadku
hamulców obejmujący naczynie, prowadzi do zestalenia się cieczy ferromagnetycz-
nej. Związany jest z tym bardzo silny wzrost lepkości. Dzięki temu ciecz wprawia
w ruch nieruchomą dotychczas tarczę sprężel, a w hamulcach uniemożliwia ruch
obracającej się tarczy. W magnetocekielach tłumikach drgań tloki lub tarcze z
otworami połączone z elementem, którego drgania mają być tłumione, zainstalo-
wane są w cylindrze z cieczą ferromagnetyczną. Ciecz ta znajduje się w polu magne-
tycznym powodującym jej częściowe zestalenie się. W wyniku tego wymuszenie
jej przepływu przez tloki lub tarczę wymaga znacznej energii, którą uzyskuje się
kosztem energii tłumionych drgań.

Ciecze ferromagnetyczne znalazły również zastosowanie w technice pomia-
rowej. Budowane są mierniki dużyich natężeń prądu (kiloamperomierze) z wy-
korzystaniem cieczy ferromagnetycznych. W przemysłcie stosuje się przyrządy do
ciągłego pomiaru średnicy drutu lub grubości folii podczas produkcji [18]. Zasadę
działania jednego ze stosowanych w tym celu układów przedstawia rys. 4. Na
koncówki stalowego rdzenia A nałożone są dwie rurki B wykonane z tworzywa
sztuwnego. Rurki te wypełnione zostały cieczą ferromagnetyczną C, nie zwilza-
jącą materiału rurek i metalu, z którego produkowany jest drut. Dzięki temu
ciecz tworzy meniski wypukłe na końcach rurek, a częścieczki cieczy nie osadzają
się na powierzchni drutu D przesuwających się między tymi meniskami. Na rdze-
niu nawinięta jest cewka E zasilana prądem przemiennym. Rdzeń, słupki cieczy
ferromagnetycznej i mierzony drut stanowią obwód magnetyczny. Jego oporność
magnetyczna zmienia się wraz ze zmianą średnicy drutu wchodzącego w przetwó-
żnię między meniskami. Zmiana tej oporności powoduje zmianę indukcyjności cewki
i zmianę natężenia przepływającego przez nią prądu. Ta ostatnia zmiana jest
wskazywana przez miliamperomierz, którego skala wycechowana w jednostkach
długości pozwala na odczytanie aktualnej średnicy produkowanego drutu. Układ
ten można wykorzystac również do pomiaru grubości taśm, blach lub folii.

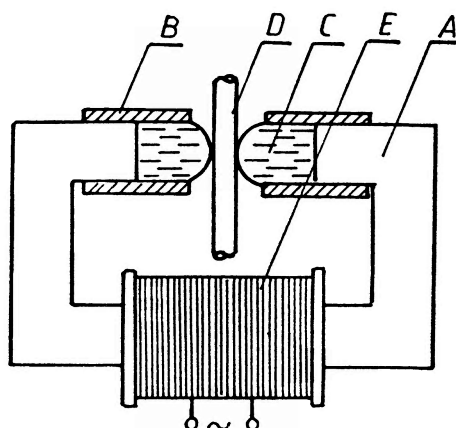
Ferrofluidy wykorzystuje się również do wykrywania wad i nierówności po-
wierzchni oraz do badania konturów niewidocznych komór i pomiaru poziomu
cieczy w zamkniętych zbiornikach [18]. Ferrofluidy, w których ciecz dyspersyjna
ma właściwości przewodzące (cieczą taką jest rtęć lub plynny metal o niskiej tem-
peraturze topnienia, np. plynny sód) znalazły zastosowanie do zwiernia styków
kontaktowów przelączających bezpośrednio zmianami pola magnetycznego.
Podatność magnetyczna cieczy ferromagnetycznych maleje wraz ze wzrostem
temperatury, aż do wartości równej zero w temperaturze Curie. Ta właściwość
umożliwia zbudowanie pomp magneto hydrodynamicznych i opracowanie projek-
tów zastosowania tych cieczy w układach do bezpośredniego przetwarzania energii

większych oporów. Włączenie pola magnetycznego, wytwarzanego przez elektromagnes, umieszczony w przypadku sprzęgieł na jednej z tarcz lub w przypadku hamulców obejmujący naczynie, prowadzi do zestalenia się cieczy ferromagnetycznej. Związany jest z tym bardzo silny wzrost lepkości. Dzięki temu ciecz wprawia w ruch nieruchomą dotychczas tarczę sprzęgła, a w hamulcach uniemożliwia ruch obracającej się tarczy. W magnetociekłych tłumikach drgań tłoki lub tarcze z otworami połączone z elementem, którego drgania mają być tłumione, zanurzone są w cylindrze z cieczą ferromagnetyczną. Ciecz ta znajduje się w polu magnetycznym powodującym jej częściowe zestalenie się. W wyniku tego wymuszenie jej przepływu przez tłok lub tarczę wymaga znacznej energii, którą uzyskuje się kosztem energii tłumionych drgań.

Ciecze ferromagnetyczne znalazły również zastosowanie w technice pomiarowej. Budowane są mierniki dużych natężeń prądu (kiloamperomierze) z wykorzystaniem cieczy ferromagnetycznych. W przemyśle stosuje się przyrządy do ciągłego pomiaru średnicy drutu lub grubości folii podczas produkcji [18]. Zasadę działania jednego ze stosowanych w tym celu układów przedstawia rys. 4. Na końcówki stalowego rdzenia A nałożone są dwie rurki B wykonane z tworzywa sztucznego. Rurki te wypełnione zostały cieczą ferromagnetyczną C, nie zwilżającą materiału rurek i metalu, z którego produkowany jest drut. Dzięki temu ciecz tworzy meniski wypukłe na końcach rurek, a cząsteczki cieczy nie osadzają się na powierzchni drutu D przesuwanego się między tymi meniskami. Na rdzeniu nawinięta jest cewka E zasilana prądem przemiennym. Rdzeń, słupki cieczy ferromagnetycznej i mierzony drut stanowią obwód magnetyczny. Jego oporność magnetyczna zmienia się wraz ze zmianą średnicy drutu wchodzącego w przerwę między meniskami. Zmiana tej oporności powoduje zmianę indukcyjności cewki i zmianę natężenia przepływającego przez nią prądu. Ta ostatnia zmiana jest wskazywana przez miliamperomierz, którego skala wycechowana w jednostkach długości pozwala na odczytanie aktualnej średnicy produkowanego drutu. Układ ten można wykorzystać również do pomiaru grubości taśm, blach lub folii.

Ferrofluidy wykorzystuje się również do wykrywania wad i nierówności powierzchni oraz do badania konturów niewidocznych komór i pomiaru poziomu cieczy w zamkniętych zbiornikach [18]. Ferrofluidy, w których ciecz dyspersyjna ma właściwości przewodzące (cieczą taką jest rtęć lub płynny metal o niskiej temperaturze topnienia, np. płynny sól) znalazły zastosowanie do zwierania styków kontaktronów przełączanych bezpośrednio zmianami pola magnetycznego.

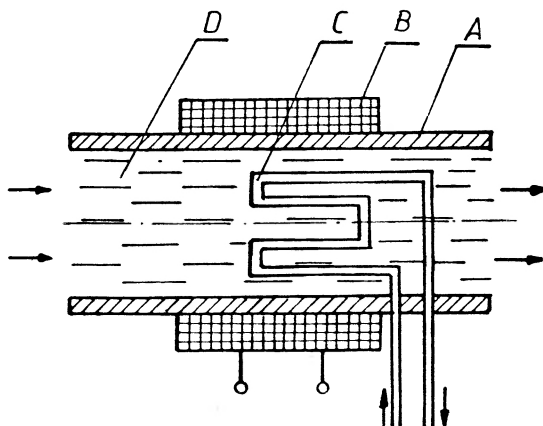
Podatność magnetyczna cieczy ferromagnetycznych maleje wraz ze wzrostem temperatury, aż do wartości równej zero w temperaturze Curie. Ta właściwość umożliwiła zbudowanie pomp magnetohydrodynamicznych i opracowanie projektów zastosowania tych cieczy w układach do bezpośredniego przetwarzania energii



Rys. 4. Schemat układu do ciągłego pomiaru średnicy lub grubości: A – rdzeń, B – rurka, C – ciecz ferromagnetyczna, D – mierzony element, E – cewka

cieplej na energię mechaniczną. Schemat wyjaśniający zasadę działania takiego układu przedstawiony jest na rys. 5. Składa się on z nieferromagnetycznej rury A, na którą nasunięte jest uzwojenie cewki B zasilanej prądem stałym. Wewnątrz rury w obszarze objętym polem magnetycznym znajdują się przewody wymiennika ciepła C. Przepływa nimi gorąca ciecz z pierwotnego obiegu chłodzącego reaktor jądrowy lub inne źródło ciepła. Po wypełnieniu wnętrza rury cieczą ferromagnetyczną D ciecz ta zostanie wciągnięta w obszar silniejszego pola magnetycznego do wnętrza cewki. Tutaj jest ogrzewana powyżej temperatury Curie i traci swoje właściwości ferromagnetyczne. W wyniku tego przestają na nią działać siły pola magnetycznego utrzymujące ją wewnątrz cewki. W końcowym efekcie ciecz przepływa w prawą stronę rury pod działaniem ciśnienia wywieranego przez ciecz wciąganą do cewki z lewej strony rury. Uzyskaną w ten sposób energię kinetyczną cieczy ferromagnetycznej można wykorzystać do napędu turbiny połączonej z prądnicą. Przewiduje się, że układy tego typu mogą w przyszłości znaleźć zastosowanie w elektrowniach jądrowych [22]. Zależność podatności magnetycznej cieczy ferromagnetycznej od temperatury umożliwiła również zbudowanie czujników i mierników temperatury.

Prowadzone są również próby wykorzystania cieczy ferromagnetycznych w medycynie [34]. Niektóre leki powinny osiągać wysoką koncentrację w ograniczonych częściach organizmu, np. w wybranym narządzie lub w chorobowo zmienionej tkance. Rozpraszanie tych leków wraz z obiegiem płynów ustrojowych jest niekorzystne, ponieważ zmniejsza koncentrację poniżej wartości terapeutycznej a rozproszone substancje działają szkodliwie na inne narządy i tkanki. Zwiększają się również koszty i czas leczenia. Żeby utrzymać podany lek w ograniczonym



Rys. 5. Projekt układu do bezpośredniego przetwarzania energii cieplnej na energię mechaniczną: A – rura, B – uzwojenie, C – przewody wymiennika ciepła, D – ciecz ferromagnetyczna

obszarze stosuje się następujące rozwiązanie. Substancja lecznicza musi być doprowadzona do postaci ciekłej. Jeżeli jest ona ciałem stałym to sporządza się jej roztwór lub zawiesinę. Następnie dodaje się do niej nieszkodliwej dla pacjenta cieczy ferromagnetycznej. Powstaje w ten sposób mieszanina substancji leczniczej o właściwościach ferromagnetycznych. Po wprowadzeniu do organizmu np. doustnie lub przez wstrzyknięcie może być ona utrzymana w ograniczonym obszarze przez pole magnetyczne magnesu stałego przyłożonego do leczonego miejsca lub przez wkłute w tym miejscu namagnesowane igielki. Można w ten sposób łatwo regulować kształt leczonego obszaru i wartość koncentracji. Po zakończeniu terapii magnesy usuwa się pozwalając organizmowi na swobodne wydalanie pozostałych substancji.

Podane przykłady obejmują tylko niewielki fragment obszaru już zrealizowanych lub przewidzianych do realizacji zastosowań cieczy ferromagnetycznych. Zagadnieniu temu poświęcona była jedna z sekcji konferencji, która odbyła się w 1990 r. na Politechnice w Rydze. W materiałach z tej konferencji znaleźć można streszczenia 93 referatów dotyczących otrzymywania, właściwości i zastosowań cieczy ferromagnetycznych.

4. Pasty ferromagnetyczne

Materiały tego rodzaju składają się z cząstek substancji ferromagnetycznej rozproszonych w ośrodku dyspersyjnym, który łatwo ulega nieniszczącym odkształceniom trwałym, a więc jest to ośrodek plastyczny. Stosowanymi w tych materiałach ośrodkami są żywice, kleje i niektóre tworzywa sztuczne przed rozpoczęciem procesu polimeryzacji. Do wytwarzania cząstek najczęściej używa się tutaj substancji magnetycznie miękkich. Właściwości past ferromagnetycznych są zbliżone do właściwości tzw. cieczy lepkoplastycznych Bingham [26,27]. Najogólniej mówiąc, charakterystyczną właściwością tych cieczy jest zmienność współczynnika lepkości wraz ze zmianą szybkości odkształcenia. Przy niewielkich szybkościach odkształcenia współczynnik lepkości jest duży i ciecze te zachowują się jak ciało plastyczne. Gdy szybkość odkształcenia wzrośnie powyżej pewnej granicy, współczynnik lepkości maleje i ciecze Bingham zachowują się jak ciecze lepkie.

W zastosowaniach praktycznych wykorzystano przede wszystkim możliwość kierowania ruchem tego rodzaju materiałów przy użyciu pola magnetycznego. Podczas produkcji z tworzyw sztucznych techniką wytłaczania, odlewania lub prasowania niektórych wyrobów o skomplikowanych kształtach pojawiają się trudności z dokładnym wypełnieniem formy przez tworzywo. W celu ułatwienia tego procesu tworzywo używane do produkcji miesza się z cząstkami substancji ferromagnetycznej. Na uzyskanie w ten sposób pasty można oddziaływać polem magnetycznym. Pole to, wytwarzane przez magnesy lub elektromagnesy umieszczone w pobliżu trudno dostępnych miejsc formy, wciąga tworzywo i znacznie ułatwia oraz przyspiesza dokładne wypełnienie formy. Znaczenie praktyczne i zakres zastosowań past ferromagnetycznych będą zapewne wzrastały wraz z coraz szerszym wykorzystaniem tworzyw sztucznych do produkcji różnorodnych wyrobów [35].

5. Gazy ferromagnetyczne

Nazwa gazy ferromagnetyczne dla tej grupy materiałów jest umowna. W istocie są to aerozole powstałe przez rozproszenie cząstek magnetycznie miękkiej substancji ferromagnetycznej w gazowym ośrodku dyspersyjnym [18]. Ruch tego rodzaju ośrodków może być w pewnym stopniu kierowany bezpośrednio przez pole magnetyczne. Pole to oddziałuje bowiem na rozproszone cząstki substancji ferromagnetycznej, które dzięki siłom lepkości wprawiają w ruch cząsteczki gazu. Ponieważ jednak współczynniki lepkości gazów w warunkach normalnych są o

jeżeli do dwóch rzędów wielkości mniejsze niż współczynniki lepkości cieczy, tego rodzaju sposób uprawiania w ruchu gazów ferromagnetycznych jest o wiele mniej efektywny niż w przypadku ferromagnetycznej cieczy.

Znacznie trudniejszym problemem jest zapewnienie stabilności gazów ferromagnetycznych. W warunkach normalnych gęstości gazów są o dwa do trzech rzędów wielkości mniejsze niż dla cieczy. Większa różnica gęstości między cząstkami substancji rozproszonej i ośrodkiem dyspersyjnym oraz jego mniejsza lepkość są przyczyną większej szybkości sedimentacji. Żeby zapobiec temu procesowi należy stosować substancje ferromagnetyczne o bardzo wysokim stopniu dyspersji czyli w tzw. stanie ultradyspersyjnym [3]. Cząstki o małych masach są łatwiej utrzymywane w stanie rozproszenia, ponieważ zdarzenia z cząsteczkami gazu zapewniają im niezbędną energię kinetyczną. Oszacowanie rozmiarów cząstek substancji rozproszonej, przy których gazy ferromagnetyczne zachowują stabilność wykazuje, że nie powinny one przekraczać kilku nanometrów. W warunkach stabilnych koncentracja cząstek ferromagnetycznych w tego typu materiałach maleje wraz z wysokością wykładniczo – zgodnie z rozkładem Boltzmana. Gazy ferromagnetyczne są obecnie przedmiotem badań przede wszystkim o charakterze poznawczym.

6. Zakonczenie

Zagadnienia dotyczące otrzymania, właściwości fizycznych i zastosowania dyspersyjnych materiałów ferromagnetycznych są bardzo obszerne. W niniejszym artykule skoncentrowano się tylko na problemach najbardziej podstawowych i najważniejszych. Niektóre rodzaje materiałów, np. ferrofluidy są intensywnie badane. Używa się do tego celu wyrażonych metod, np. magnetometrii wirowej, czy wiązek promieni rentgenowskich, ulegających rozproszeniu na zawieszonym w cieczy substancji ferromagnetycznej, których rozmiary wynoszą kilka nanometrów [36,37]. Pozwala to m.in. na wnioskowanie o wewnętrznej mikrostrukturze ferrofluidów, zachowaniu się cząstek i ich koncentracji w klasach [38]. Niektóre z tych badań prowadzone są również w niskich temperaturach poniżej 50 K i w silnych polach magnetycznych sięgających 12 T [39,40]. Opracowuje się także metody otrzymania nowych barzdziej stabilnych ferrofluidów zawierających jako stabilizatory skomplikowane związki organiczne [41].

Niektóre omówione w tym artykule materiały mają swoje elektryczne odpowiadniki. Cząstki substancji ferromagnetycznej można zastąpić cząstkami ferroelektryka np. tytanium baru (BaTiO_3). Po rozproszeniu tych cząstek w cieczy dyspersyjnej albo w ciele stałym o małym module sprężystości otrzymuje się materiały, które można łatwo uprawiać w ruchu, zestalać lub odkształcać za po-

jeden do dwóch rzędów wielkości mniejsze niż współczynniki lepkości cieczy, tego rodzaju sposób wprowadzania w ruch gazów ferromagnetycznych jest o wiele mniej efektywny niż w przypadku ferromagnetycznej cieczy.

Znacznie trudniejszym problemem jest zapewnienie stabilności gazów ferromagnetycznych. W warunkach normalnych gęstości gazów są o dwa do trzech rzędów wielkości mniejsze niż dla cieczy. Większa różnica gęstości między cząstkami substancji rozproszonej i ośrodkiem dyspersyjnym oraz jego mniejsza lepkość są przyczyną większej szybkości sedymentacji. Żeby zapobiec temu procesowi należy stosować substancje ferromagnetyczne o bardzo wysokim stopniu dyspersji czyli w tzw. stanie ultradyspersyjnym [3]. Cząstki o małych masach są łatwiej utrzymywane w stanie rozproszenia, ponieważ zderzenia z cząsteczkami gazu zapewniają im niezbędną energię kinetyczną. Oszacowanie rozmiarów cząstek substancji rozproszonej, przy których gazy ferromagnetyczne zachowują stabilność wykazuje, że nie powinny one przekraczać kilku nanometrów. W warunkach stabilnych koncentracja cząstek ferromagnetycznych w tego typu materiałach maleje wraz z wysokością wykładniczo – zgodnie z rozkładem Boltzmann'a. Gazy ferromagnetyczne są obecnie przedmiotem badań przede wszystkim o charakterze poznawczym.

6. Zakończenie

Zagadnienia dotyczące otrzymywania, właściwości fizycznych i zastosowań dyspersyjnych materiałów ferromagnetycznych są bardzo obszerne. W niniejszym artykule skoncentrowano się tylko na problemach najbardziej podstawowych i najważniejszych. Niektóre rodzaje materiałów, np. ferrofluidy są intensywnie badane. Używa się do tego celu wyrafinowanych metod, np. magnetometrów wibracyjnych, czy wiązek promieni rentgenowskich, ulegających rozproszeniu na zawieszynie cząstek substancji ferromagnetycznej, których rozmiary wynoszą kilka nanometrów [36,37]. Pozwala to m.in. na wnioskowanie o wewnętrznej mikrostrukturze ferrofluidów, zachowaniu się cząstek i łączeniu ich w klastry [38]. Niektóre z tych badań prowadzone są również w niskich temperaturach poniżej 50 K i w silnych polach magnetycznych sięgających 12 T [39,40]. Opracowuje się także metody otrzymywania nowych bardziej stabilnych ferrofluidów zawierających jako stabilizatory skomplikowane związki organiczne [41].

Niektóre omówione w tym artykule materiały mają swoje elektryczne odpowiedniki. Cząstki substancji ferromagnetycznej można zastąpić cząstkami ferroelektryka np. tytanianu baru (BaTiO_3). Po rozproszeniu tych cząstek w cieczy dyspersyjnej albo w ciele stałym o małym module sprężystości otrzymuje się materiały, które można łatwo wprowadzić w ruch, zestalać lub odkształcać za po-

mocą pola elektrycznego. Otrzymywanie i właściwości tego rodzaju materiałów to obszerny zbiór problemów, które również są przedmiotem intensywnych badań [42-44].

Najciekawszą cechą materiałów typu dyspersyjnego jest możliwość łączenia właściwości różnych substancji np. właściwości ferromagnetycznych z ciekłymi i otrzymywania w ten sposób materiałów o właściwościach nowych, niespotykanych dotychczas w przyrodzie. Materiały te nazywane niekiedy samoadaptującymi stają się nie tylko przedmiotem badań o charakterze poznawczym ale również znajdują wiele użytecznych i obiecujących zastosowań w różnych dziedzinach techniki.

Opracowywane są także nowe projekty wykorzystania tych materiałów. Pomysłna ich realizacja pozwoliłaby na urzeczywistnienie niektórych efektów oglądanych na filmach typu *science fiction*. Łatwo można wyobrazić sobie np. rozlaną mieszaninę cieczy ferroelektrycznej i ferromagnetycznej, która w pewnym momencie przy pomocy niewidzialnych, odpowiednio uformowanych impulsów pola elektromagnetycznego zacznie zmieniać się w figury o dowolnie wybranym kształcie sporządzone z ciała stałego.

Warto również wspomnieć o zupełnie nowej klasie materiałów magnetycznych, które mogą w przyszłości zastąpić niektóre materiały dyspersyjne. Materiałami tymi są ferromagnetyki organiczne. W ostatnim okresie stały się one przedmiotem ambitnego programu badawczego realizowanego wspólnie przez fizyków zajmujących się magnetyzmem i chemików specjalizujących się w technikach molekularnych chemii organicznej [45].

Ferromagnetykami organicznymi mogą być substancje, w których występują trójwymiarowe bloki zawierające uporządkowane spinowe momenty magnetyczne. Bloki te spełniają rolę domen magnetycznych. Takimi substancjami są niektóre polimery zawierające atomy metali, związki metaloorganiczne, fullereny oraz związki azotu zawierające w swej strukturze grupy tlenków azotu NO i grupy cyjanowe CN. Udało się także zsyntetyzować całkowicie organiczny związek ferromagnetyczny [46]. Przewiduje się, że organiczne ferromagnetyki, oprócz omówionego wcześniej połączenia właściwości elastycznych z właściwościami magnetycznymi, będą również przewodnikami lub nadprzewodnikami, substancjami rozpuszczalnymi w cieczach organicznych oraz materiałami przezroczystymi [45]. Trudno obecnie przewidywać praktyczne zastosowanie tych niezwykłych materiałów, a poważną przeszkodą w tej dziedzinie może okazać się fakt, że uporządkowanie odpowiedzialne za właściwości ferromagnetyczne występuje często tylko w bardzo niskich temperaturach – dla wielu z tych substancji temperatury Curie wynoszą od kilku do kilkudziesięciu kelwinów.

Literatura

- [1] R.E. Newnham, D.P. Skinner, L.E. Cross, *Mater. Res. Bull.* **13**, 525 (1978).
- [2] K. Kunert, J. Ranachowski, *Kompozyty polimerowe* (Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN, Warszawa 1976).
- [3] *Encyklopedia techniki, Chemia* (WNT, Warszawa 1993).
- [4] R.M. Bozorth, *Ferromagnetism* (Van Nostrand, New York 1951).
- [5] H. Reinloth, *Technologia i zastosowanie materiałów magnetycznych* (WNT, Warszawa 1964).
- [6] J. Dedek, O. Starosta, I. Valek, *Magnesy trwałe* (WNT, Warszawa 1964).
- [7] I.S. Shur, *O magnitnoi strukture vysokokorektyvnykh metallov* (Gos. Izd. Fiz.-Mat. Lit., Sverdlovsk 1958).
- [8] J. Kuryłowicz, *Badanie materiałów magnetycznych* (WNT, Warszawa 1962).
- [9] V.V. Druzhinin, *Magnitnye svoistva elektrotekhnicheskoi stali* (Gos. Izd. Fiz.-Mat. Lit., Moskva 1962).
- [10] L.I. Rabkin, *Vysokochastotnye ferromagnetyki* (Gos. Izd. Fiz.-Mat. Lit., Moskva 1960).
- [11] L.I. Rabkin, N. Szolc, *Magnetodielektryki i cewki rdzeniowe* (PWT, Warszawa 1951).
- [12] K. Turek, *Sposób otrzymywania elastycznego magnezu trwałego*, Opis patentowy Nr 145592, Urząd Patentowy PRL (Warszawa 1988).
- [13] S. Bednarek, *Przyrząd do pokazu niejednorodności pola magnetycznego*, Zgłoszenie patentowe, Znak RP 28/1094/94, Urząd Patentowy RP (Warszawa 1994).
- [14] S.J. Romanowski, *Analiza wpływu wybranych czynników na właściwości fizyko-mechaniczne niektórych kompozytów polimerowych* (Politechnika Śląska, Gliwice 1987).
- [15] J. Hu, F. Yang, R. Zhao, Z. Wang, S. Yu, S. Zhou, B. Hu, Y. Wang, *J. Magn. Magn. Mater.* **135**, 221 (1994).
- [16] W. Mizerski, *Tablice chemiczne* (Wydawnictwo Adamantan, Warszawa 1993).
- [17] R.E. Rosensweig, I. Mestor, R. Timmins, „Ferrohydrodynamics Fluids for Direct Conversion of Heat Energy”, *Proc. Symp. on Materials Associated with Direct Energy Conversion* (London 1965).
- [18] A. Henkel, *Ferrofluidy – niektóre możliwości zastosowań*, Biuletyn Instytutu Maszyn Przepływowych PAN w Gdańsku (Gdańsk 1974).
- [19] A. Einstein, *Ann. Phys.* **17**, 549 (1905), **19**, 371 (1906).
- [20] M. Smoluchowski, *Ann. Phys.* **21**, 756 (1906).
- [21] H. Sonntag, *Lehrbuch der Kolloidwissenschaft* (Deut. Ver. Wiss., Berlin 1977).
- [22] W. Białoskórski, *Niektóre właściwości cieczy ferromagnetycznych w otoczeniu punktu Curie*, Biuletyn Instytutu Maszyn Przepływowych PAN w Gdańsku (Gdańsk 1975).
- [23] L.D. Landau, E.M. Lifszic, *Fizyka teoretyczna, Mechanika ośrodków ciągłych* (PWN, Warszawa 1958).
- [24] R.E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge 1985).
- [25] W.M. Winslow, *J. Appl. Phys.* **20**, 1137 (1989).
- [26] M. Reiner, *Reologia teoretyczna* (PWN, Warszawa 1958).
- [27] W.L. Wilkinson, *Ciecze nieneutronowskie* (WNT, Warszawa 1963).
- [28] M.I. Shlomis, *Usp. Fiz. Nauk* **112**, 427 (1974).

- [29] A.N. Vislovich, A.S. Dmitrichenko, V.F. Medvedev, *Magnitnye zhidkosti, Tezisy dokladov, Ritskoe Soveshchenie po Magnitnoi Gidrodinamike* (Inst. Fiz. A. N. Latv. SSR, Salasplis 1990).
- [30] Yu.M. Stradomski, S.S. Borisov, A.E. Melnikov, *Magnitnye zhidkosti, Tezisy dokladov, Ritskoe Soveshchenie po Magnitnoi Gidrodinamike* (Inst. Fiz. A. N. Latv. SSR, Salasplis 1990).
- [31] I.A.V. Kolomentsev, S.N. Ilin, *Magnitnye zhidkosti, Tezisy dokladov, Ritskoe Soveshchenie po Magnitnoi Gidrodinamike* (Inst. Fiz. A. N. Latv. SSR, Salasplis 1990).
- [32] A.L. Maiorov, P.P. Prokhorenko, *Magnitnye zhidkosti, Tezisy dokladov, Ritskoe Soveshchenie po Magnitnoi Gidrodinamike* (Inst. Fiz. A. N. Latv. SSR, Salasplis 1990).
- [33] N.N. Rusakova, D.V. Orlov, *Magnitnye zhidkosti, Tezisy dokladov, Ritskoe Soveshchenie po Magnitnoi Gidrodinamike* (Inst. Fiz. A. N. Latv. SSR, Salasplis 1990).
- [34] V.G. Bendikene, A.A. Razyunas, V.A. Yuodona, *Magnitnye zhidkosti, Tezisy dokladov, Ritskoe Soveshchenie po Magnitnoi Gidrodinamike* (Inst. Fiz. A. N. Latv. SSR, Salasplis 1990).
- [35] S.J. Romanowski, *Przetwórstwo tworzyw sztucznych* (Wyd. Politechniki Lubelskiej, Lublin 1980).
- [36] A.R. Balkenende, *J. Magn. Magn. Mater.* **129**, 333 (1994).
- [37] R.V. Mehta, R.V. Upodhyay, B.A. Dasonnacharya, P.S. Goyal, K.S. Rao, *J. Magn. Magn. Mater.* **132**, 153 (1994).
- [38] J. Černák, *J. Magn. Magn. Mater.* **132**, 258 (1994).
- [39] Yu.V. Burnisher, Yu.I. Rozenberg, *J. Magn. Magn. Mater.* **135**, 237 (1994).
- [40] G. Johansson, M. Hanson, M.S. Pedersen, S. Mørup, *J. Mag. Magn. Mater.* **134**, 25 (1994).
- [41] L. Borduz, K. Raj, *Stable ferrofluid composition and method of making and using same*, Patent USA, Nr 4604 222, New York 1992.
- [42] *Electrorheological Fluids, Proc. of the Second International Conf.*, red. J.D. Carlson, A.F. Sprecher, H. Conrad (Technomic Publishing, Lancaster 1990).
- [43] A.P. Gast, C.F. Zukowski, *Adv. Colloid and Interface Sci.* **30**, 153 (1989).
- [44] T.C. Hasley, *Science* **258**, 761 (1992).
- [45] D. Gatteschi, *Europhys. News* **25**, 50 (1994).
- [46] A. Zheluder, M. Bonnet, E. Ressouche, J. Schweizer, M. Won, H. Wang, *J. Magn. Magn. Mater.* **135**, 147 (1994).

Joseph H. Taylor, Jr.

*Princeton University
Princeton, NJ, USA*

Pulsary w układach podwójnych a relatywistyczna teoria grawitacji*

Binary pulsars and relativistic gravity

Nobel Lecture, 8 December 1993, Stockholm

1. Poszukiwania i odkrycie

Praca prowadząca do odkrycia pierwszego pulsara w układzie podwójnym rozpoczęła się przeszło 20 lat temu, tak więc rozsądnie jest przedstawić na początku trochę historii. Pulsary pojawiły się na scenie nauki [1] w lutym 1968 r., ok. miesiąc po uzyskaniu przeze mnie doktoratu na Uniwersytecie Harvarda. Przyjmując propozycję pozostania na Uniwersytecie na stypendium podoktorskim, poszukiwałem interesującego projektu badawczego w radioastronomii. Kiedy *Nature* doniosło o odkryciu dziwnego, nowego, szybko pulsującego radioźródła, natychmiast przygotowałem wraz z kolegami z Uniwersytetu projekt obserwacji tego nowego obiektu 92-metrowym teleskopem w Narodowym Obserwatorium Radioastronomicznym. Późną wiosną zaobserwowaliśmy wszystkie cztery pulsary, które zostały odkryte przez grupę badaczy z Cambridge. Wtedy też zacząłem zastanawiać się nad tym, jak znaleźć dalsze przykłady tych fascynujących obiektów, które już wtedy uważano za gwiazdy neutronowe. Sygnały pulsara są ogólnie bardzo słabe, ale posiadają kilka wyjątkowych cech, które sugerują strategię ich efektywnych poszukiwań. Sygnały pulsara, o skądinąd szumowym charakterze,

* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1993 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright ©1994 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

są modulowane przez okresową falę o naturze impulsowej; w konsekwencji, dyspersyjna propagacja przez ośrodek międzygwiazdowy powoduje, że wąskie impulsy opóźniają się wraz ze zmniejszeniem częstotliwości. Zaprojektowałem algorytm komputerowy do rozpoznawania tych okresowych, rozmytych sygnałów na tle nieuniknionego szumu. W czerwcu 1968 r. wykorzystaliśmy ten algorytm do odkrycia piątego pulsara [2].

Ponieważ emisja pulsarów uwidoczniała szeroką gamę nowych i nieoczekiwanych efektów, my obserwatorzy włożyliśmy niemało wysiłku w rejestrowanie oraz studiowanie ich szczegółów i osobliwości. Wkrótce został opracowany model pulsarów, oparty na silnie namagnesowanej i szybko wirującej gwiazdzie neutronowej (GN), który był zgodny z większością znanych faktów [3]. Model ten zyskał silne poparcie wskutek odkrycia pulsarów wewnątrz świecących gazowych pozostałości po dwóch wybuchach supernowych, czyli w miejscach gdzie powinny powstawać GN [4,5], jak również dzięki obserwowanemu stopniowemu wydłużaniu okresów [6] i pomiarom polaryzacji, które wyraźnie sugerowały wirujące źródło [7]. Teoretyczne badania nad własnościami elektrodynamicznymi wirujących, namagnesowanych GN [8] pokazały, że mogą one generować szerokopasmowy szum możliwy do zaobserwowania z międzygwiazdnych odległości. Jednakże olbrzymia różnorodność obserwowanych impulsów sugerowała dużo większą złożoność struktury magnetosfery niż to się zwykle przyjmowało w prostych modelach teoretycznych. Wielu z nas podejrzewało, że szczegółowe zrozumienie mechanizmu emisji pulsarów może być kwestią dalekiej przyszłości, oraz że szczegóły te mogą się okazać niezbyt fundamentalne dla ogólnego obrazu pulsarów.

We wrześniu 1969 r. rozpocząłem pracę na Uniwersytecie Stanowym Massachusetts, gdzie nasza mała grupa planowała budowę dużego, taniego radioteleskopu przeznaczonego do obserwacji pulsarów. Budowa zajęła wiele lat i w tym czasie stało się jasne, że niezależnie od znaczenia fizyki magnetosfery, pulsary są interesujące i potencjalnie użyteczne do badań naukowych z zupełnie innych powodów. Jako zapadnięte pozostałości po wybuchach supernowych, mogą one dostarczyć jedynych w swoim rodzaju danych eksperymentalnych dotyczących końcowych stadiów gwiazdnej ewolucji, jak również możliwości studiowania własności dużych skupisk materii jądrowej. Ponadto, wiele pulsarów okazało się niezwykle stabilnymi, naturalnymi zegarami [9], dostarczającymi eksperymentatorom nęcącego wyzwania o konsekwencjach i zastosowaniach, na temat których mogliśmy wtedy tylko snuć spekulacje. Z takich właśnie powodów, do lata 1972 r. dużą część czasu poświęcałem na precyzyjny chronometraż znanych pulsarów, używając naszego nowego radioteleskopu w zachodniej części stanu Massachusetts, jak również na planowaniu poszukiwania pulsarów na wielką skalę, przy użyciu większych radioteleskopów w obserwatoriach państwowych.

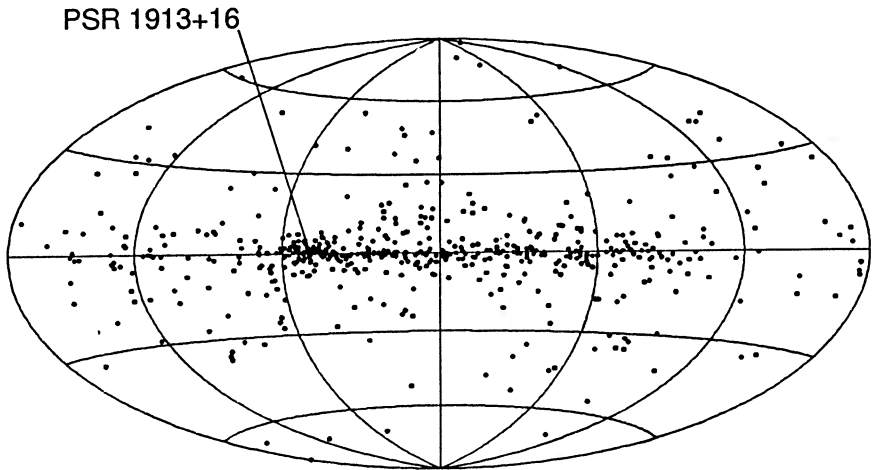
Przypuszczam, że uzależnienie motywacji eksperymentu od, przynajmniej w części, osobistych poglądów niezbyt związanych z oczekiwanymi celami naukowymi, nie jest bardzo niezwykle. Wyzwanie dobrej intelektualnej zagadki i cicha satysfakcja ze znalezienia mądrego rozwiązania zajmuje z pewnością wysoką pozycję na liście moich podniet i wynagrodzeń budujących motywację do podjęcia pracy. Jeśli eksperyment wydaje się trudny do wykonania ale ma prawdopodobnie interesujące konsekwencje, czujemy się zmuszeni spróbować. Poszukiwanie pulsarów jest tutaj idealnym przykładem; jest oczywiste, że w przestrzeni jest mnóstwo pulsarów i jeśli tylko uda się je zidentyfikować, nie jest zbyt trudno je obserwować. Jednakże znalezienie każdego z nich po raz pierwszy jest niezwykle ciężkim zadaniem, które może się przekształcić w pewien rodzaj detektywistycznej gry. Aby w nią grać, wymyśla się efektywny sposób gromadzenia przesłanek, ich sortowania i oszacowania, w nadziei, że w końcu odkryje się tożsamości i przestrzenne lokalizacje wszystkich podejrzanych.

Większość z kilkudziesięciu znanych na początku 1972 r. pulsarów zostało odkrytych metodą przeglądania zapisów taśmowych bez uciekania się do dalszej obróbki sygnałów. Jednakże, było dla wszystkich jasne, że cyfrowe techniki komputerowe będą grały istotną rolę w bardziej czułych poszukiwaniach. Detekcja nowego pulsara jest z konieczności procesem wielowymiarowym; w uzupełnieniu do zwykłych zmiennych przestrzennych, należy również przeszukać szeroki zakres okresów i miary dyspersji. Nasze pierwsze poszukiwanie pulsarów, przeprowadzone w 1968 r., było oparte na obliczaniu dyskretnych transformat Fouriera długich sekwencji próbek intensywności rejestrowanego promieniowania, co pozwalało otrzymać oczekiwane wąskie impulsy poprzez sumowanie dziesięciu lub więcej harmonicznie związanych składowych w dziedzinie częstości. Ten podstawowy algorytm opisałem po raz pierwszy w 1969 r. [10], jako część dyskusji nad metodami poszukiwania pulsarów. Zaraz potem powstał i został zastosowany efektywny algorytm kompensacji dyspersji [11,12], pozwalający na rozszerzenie metody do dwóch wymiarów. Skomputeryzowane przeszukiwania przestrzeni okresów i miary dyspersji, wykorzystujące te podstawowe algorytmy zaowocowały odkryciem znakomitej większości spośród prawie 600 znanych pulsarów, w tym czterdziestu w układach podwójnych [13,14].

Moją główną motywacją naukową, poza prywatnymi pobudkami związanymi z „pasją myśliwską”, w planowaniu obszernych poszukiwań pulsarów w 1972 r. była chęć podwojenia lub nawet potrojenia liczby znanych pulsarów. Miałem na myśli potrzebę solidniejszej statystycznej podbudowy dla wyciągania wniosków na temat całkowitej liczby pulsarów w Galaktyce, ich rozkładu przestrzennego, miejsca w schemacie ewolucji gwiazd, itd. Uświadomiłem sobie również [15], że byłoby wysoce pożądane aby „znaleźć przynajmniej jeden przykład pulsara w

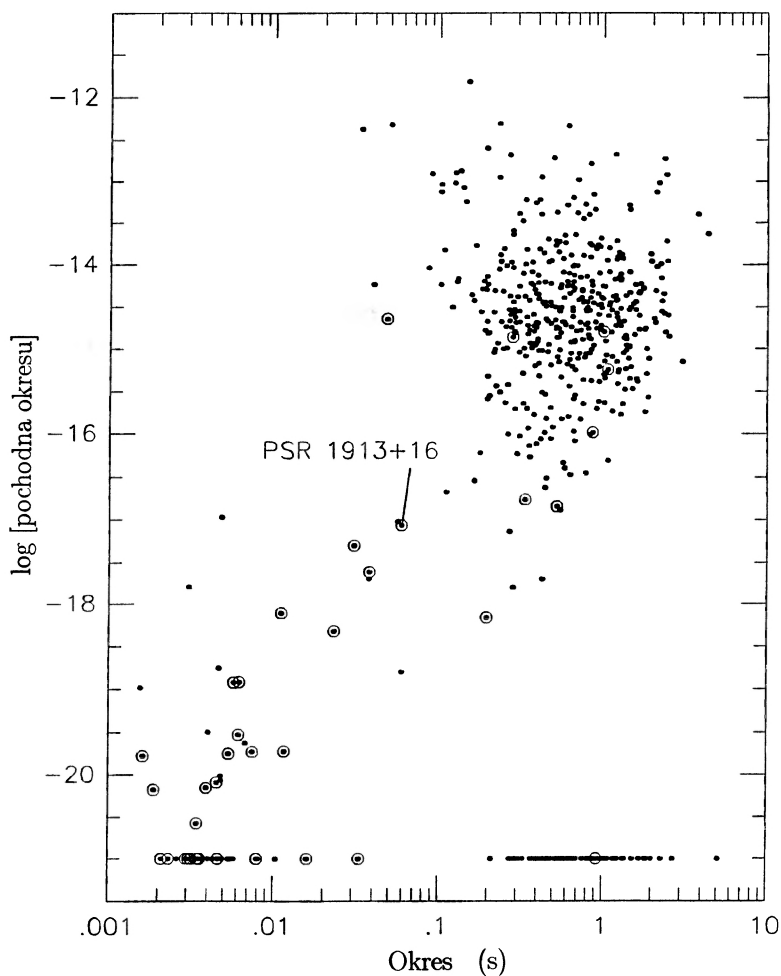
układzie podwójnym, ponieważ pomiar jego parametrów mógłby dać masę pulsara, niezwykle ważną liczbę”. Miałem niewielką nadzieję na takie odkrycie, a tym bardziej na to, że będzie ono miało znacznie większe znaczenie niż ktokolwiek mógł wtedy przypuszczać! Pulsar w układzie podwójnym PSR 1913+16, jest dzisiaj uważany za zwiastuna nowej klasy krótkookresowych pulsarów o licznych, ważnych zastosowaniach.

Aktualne rozmieszczenie pulsarów na sferze niebieskiej jest przedstawione na rys. 1. Podwójny pulsar 1913+16 znajduje się w grupie obiektów blisko płaszczyzny Galaktyki, w pobliżu długości galaktycznej 50° . Ta część nieba przechodzi dokładnie nad Puerto Rico. Czterdzieści z tych pulsarów, z PSR 1913+16 włącznie, zostało odkrytych w czasie badań, które wraz z Russellem Hulsem przeprowadziliśmy 305-m radioteleskopem w Arecibo [16-18]. Rysunek 2 przedstawia okresy i ich pochodne dla znanych pulsarów, przy czym układy podwójne zaznaczone są kółkiem. Wszystkie pulsary radiowe spowalniają systematycznie w ich własnych układach odniesienia, a zmiany tempa zwalniania należą do obszaru zajmującego dziewięć rzędów wielkości. Jak to wynika z rys. 2, pulsary w układach podwójnych wyróżniają się pod tym względem. Poza kilkoma wyjątkami, mają one niezwykle małe wartości zarówno okresu jak i jego pochodnej – ten ważny fakt czyni je szczególnie użytecznymi dla celów precyzyjnych pomiarów chronometrycznych.



Rys. 1. Rozkład 558 pulsarów we współrzędnych galaktycznych. Centrum Galaktyki jest w środku a długość galaktyczna narasta w lewo

Większość szczegółowych prac przy naszym przeglądzie w Arecibo zostało w latach 1973-74 wykonanych przez Russella Hulse'a. Opisuje on tę pracę, a w szczególności odkrycie PSR 1913+16, w swoim wykładzie [19]. Istotne konse-



Rys. 2. Okresy i ich pochodne znanych pulsarów. Układy podwójne, zaznaczone kółkiem wokół kropki, mają ogólnie mniejsze okresy i ich pochodne. Symbole w dole rysunku przedstawiają pulsary, których spowolnienie nie zostało jeszcze zmierzony

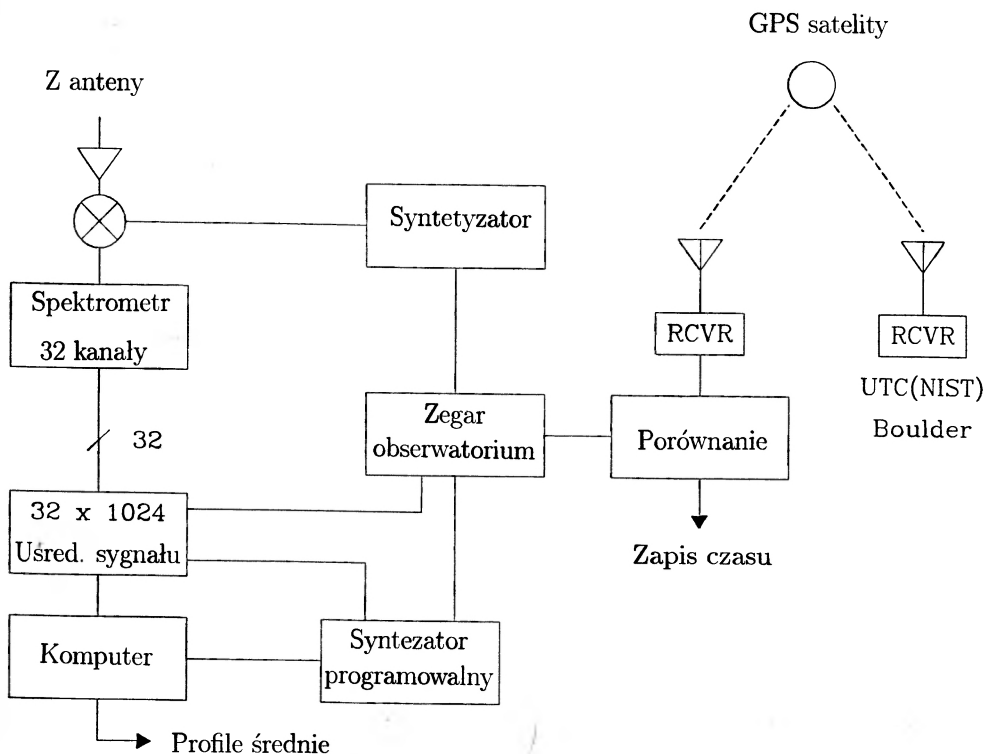
kwencje naszego odkrycia wymagały dokładnego chronometrażu rozciągniętego na wiele lat. Od 1974-76 prowadziłem nadal te prace wraz z grupą innych współpracowników. Przejdę teraz do opisu tych obserwacji.

2. Eksperyment porównywania zegarów

Pulsarowe eksperymenty chronometryczne są proste koncepcyjnie; mierzy się czasy przyjścia sygnałów (CPS) do teleskopu i porównuje się je z czasem mierzonym przez stabilny zegar odniesienia. Te proste pomiary dostarczają ogromnego bogactwa informacji o momencie pędu pulsara, lokalizacji w przestrzeni oraz ruchu orbitalnym. W przypadku pulsarów w układzie podwójnym, głównie choć nie tylko, analiza CPS często sprowadza się do kolejnej detektywistycznej gry. Jej podstawowymi wskazówkami są zarejestrowane CPS. Pierwszym i najtrudniejszym zadaniem jest jednoznaczne przyporządkowanie numeru impulsu do każdego CPS, niezależnie od faktu, że niektóre obserwacje są rozdzielone miesięcznymi lub nawet rocznymi przerwami. W czasie takich nieuniknionych przerw w zbieraniu danych pulsar może się obrócić 10^7 – 10^{10} razy, i w celu uzyskania maksimum informacji z danych obserwacyjnych, liczba ta musi być dokładnie odtworzona. Na szczęście, poprawna sekwencja impulsów, gdy już się ją zna, jest łatwo rozróżnialna, wiadomo więc kiedy gra jest wygrana.

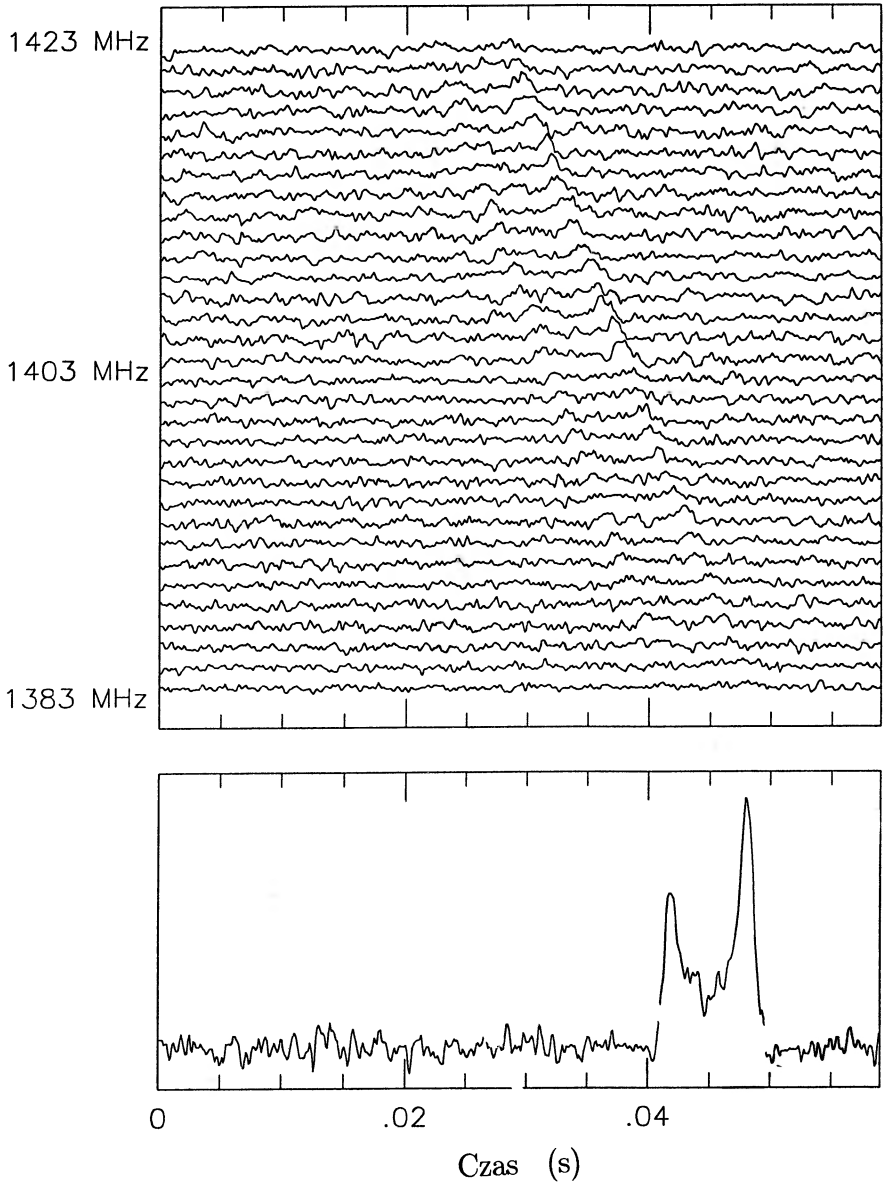
Diagram blokowy aparatury używanej ostatnio do chronometryczu pulsarów [20] w Arecibo jest przedstawiony na rys. 3. Przychodzące z anteny sygnały o częstościach radiowych są wzmacniane, przetwarzane do częstości pośredniej oraz przepuszczane przez wielokanałowy spektrometr wyposażony w kwadratowe detektory sygnałów. Zestaw cyfrowych układów uśredniających, zsynchronizowanych z głównym zegarem obserwatorium, akumuluje okresowe profile pulsara w każdym spektralnym kanale oddzielnie, wykorzystując obliczone wstępnie cyfrowe efemerydy. Programowalny syntezytor częstości korygowany fazowo w sposób ciągły co sekundę, kompensuje zmiany przesunięcia Dopplera wywołane przyspieszeniami zarówno pulsara jak i teleskopu. Średnie profile są rejestrowane co kilka minut, wraz z odpowiednią informacją czasową. Zachowuje się również informację o małych różnicach (typowo rzędu $1 \mu\text{s}$) pomiędzy zegarem obserwatorium a najlepszymi dostępnymi standardami z narodowych służb kontroli czasu, z którymi utrzymywana jest łączność satelitarna (GPS).

Przykład profilu impulsu zarejestrowanego podczas obserwacji chronometrycznych PSR 1913+16 jest przedstawiony na rys. 4. W części górnej są profile intensywności w każdym z 32 spektralnych kanałów obejmujących zakres częstości od 1383 do 1423 MHz, natomiast w części dolnej umieszczono profil uzyskany w wyniku dedispersji. W takiej pięciominutowej obserwacji stosunek sygnału do szumu jest wystarczająco wysoki aby wyodrębnić podwójny kształt impulsu PSR 1913+16 w każdym indywidualnym kanale. Czasy przyjścia sygnału (CPS) określa się przez pomiar różnic fazy pomiędzy każdym z obserwowanych profili a



Rys. 3. Uproszczony diagram blokowy aparatury używanej do chronometrażu pulsarów w Arecibo

średnią długoterminową o znacznie wyższym stosunku sygnału do szumu. Przesunięcia dyspersyjne są korygowane i usuwane, przesunięcia fazowe uśredniane po wszystkich kanałach i uzyskana wartość średnia jest wykorzystywana do obliczenia równoważnego CPS. Od 1974 r. uzyskano tą metodą prawie 5000 takich pięciominutowych pomiarów. W wyniku kilku modyfikacji dokonanych w systemie uzyskiwania danych [21-26], typowe niepewności pomiarowe zostały zredukowane z ok. 300 μ s w 1974 r. do 15–20 μ s w 1981 r.



Rys. 4. Profile impulsów uzyskane 24 kwietnia 1992 r. w czasie pięciominutowych obserwacji PSR 1913+16. Charakterystyczny podwójny kształt, łatwo widoczny w dolnym profilu uzyskanym w procesie dedyspersji, można również zauważyć w 32 indywidualnych kanałach spektralnych

3. Dopasowanie modelowe

W procesie analizy danych każdy mierzony CPS, powiedzmy t_{obs} , musi być przetransformowany do odpowiedniego czasu własnego emisji T w układzie pulsara. Przy założeniu deterministycznego prawa wydłużania okresu, faza rotacyjna pulsara jest dana przez

$$\phi(T) = \nu T + \frac{1}{2} \dot{\nu} T^2, \quad (1)$$

gdzie ϕ jest mierzone w cyklach, $\nu \equiv 1/P$ jest częstością rotacji, P jest okresem a $\dot{\nu}$ jest tempem spowolnienia rotacji pulsara. Ponieważ topocentryczny CPS jest relatywistycznym zdarzeniem czasoprzestrzennym, musi być poddany transformacji jako czterowektor. Lokalizację teleskopu w momencie pomiaru uzyskuje się przez numeryczną integrację modelu Układu Słonecznego z uwzględnieniem publikowanych danych dotyczących nieprzewidywalnych zmian w tempie obrotu Ziemi. W pierwszym kroku dokonuje się transformacji do środka masy Układu Słonecznego, używając przybliżenia ogólnej teorii względności (OTW) odpowiadającej słabemu polu i wolnym ruchom. Odpowiednie równania zawierają człony zależne od położenia, prędkości i mas wszystkich istotnych ciał Układu Słonecznego. Następnie uwzględnia się efekty propagacji w ośrodku międzygwiazdowym; na końcu zaś efekty związane z samym układem podwójnym.

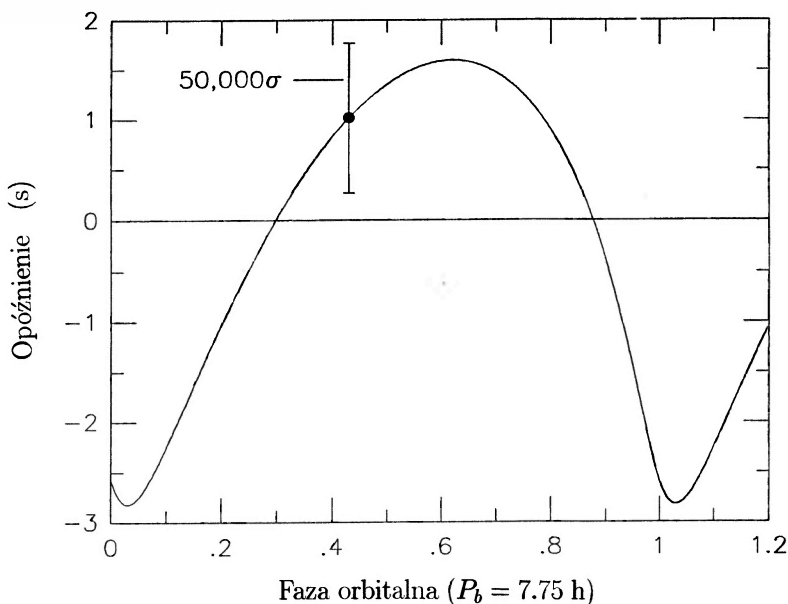
Przy obecnie osiągalnej dokładności, wszystkie istotne człony relatywistycznej transformacji mogą być przedstawione równaniem

$$T = t_{\text{obs}} - t_0 + \Delta_C - D/f^2 + \Delta_{R_\odot}(\alpha, \delta, \mu_\alpha, \mu_\delta, \pi) + \Delta_{E_\odot} - \Delta_{S_\odot}(\alpha, \delta) - \Delta_R(x, e, P_b, T_0, \omega, \dot{\omega}, \dot{P}_b) - \Delta_E(\gamma) - \Delta_S(r, s). \quad (2)$$

Tutaj t_0 jest nominalnym odpowiednikiem CPS w układzie środka masy; Δ_C reprezentuje mierzone różnice wskazań zegarów; D/f^2 jest opóźnieniem dyspersyjnym promieniowania o częstości f przechodzącego przez ośrodek międzygwiazdowy; Δ_{R_\odot} , Δ_{E_\odot} i Δ_{S_\odot} są relatywistycznymi poprawkami w obrębie Układu Słonecznego, a Δ_R , Δ_E i Δ_S są takimi samymi poprawkami wynikającymi z ruchu orbitalnego pulsara. Wskaźniki przy różnych Δ świadczą o naturze różnych, zależnych od czasu opóźnień, w tym opóźnień „Römera”, „Einsteina” i „Shapiry” w obrębie Układu Słonecznego i orbity pulsara, odpowiednio. Człony Römera mają amplitudy porównywalne z okresem orbitalnym pomnożonym przez $v/2\pi c$, gdzie v jest prędkością orbitalną a c jest prędkością światła. Człony Einsteina, reprezentujące zintegrowany efekt grawitacyjnego przesunięcia ku czerwieni oraz dylatacji czasu, są ev/c razy mniejsze, gdzie e jest mimośrodem orbity. Opóźnienie Shapiry jest wynikiem zmniejszonej prędkości propagacji towarzyszącej

znanemu efektowi uginania promieni przy przechodzeniu w pobliżu masywnego obiektu. Dla promieni przechodzących w pobliżu tarczy słonecznej opóźnienie Shapiry dla propagacji w jedną stronę wynosi około $120 \mu\text{s}$ i jego wartość zależy logarytmicznie od kąтового parametru podejścia. Analogiczne opóźnienie w obrębie orbity pulsara zależy od masy gwiazdy towarzyszącej, fazy orbitalnej oraz kąta nachylenia i orbitalnego momentu pędu i kierunku widzenia pulsara.

Rysunek 5 przedstawia zbiorcze orbitalne opóźnienie $\Delta_R + \Delta_E + \Delta_S$ dla PSR 1913+16 wykreślone w funkcji fazy orbitalnej. Mimo, że efekty Einsteina i Shapiry są o rząd wielkości słabsze od efektu Römera, mogą być one wszystkie zmierzone oddzielnie, pod warunkiem, że precyzja dostępnych CPS jest wystarczająco wysoka. Jak to przedstawia zaznaczony błąd o wartości $50\,000\sigma$, precyzja pomiarów jest rzeczywiście bardzo wysoka.



Rys. 5. Opóźnienia orbitalne obserwowane dla PSR 1913+16 w lipcu 1988. Niepewności każdej z pięciominutowych obserwacji są ok. 50 000 razy mniejsze niż pokazany symbol błędu

Równania (1) i (2) zostały napisane w postaci umożliwiającej przedstawienie zależności fazy pulsara od dziewiętnastu niewiadomych. Oprócz częstości rotacji ν oraz jej pochodnej $\dot{\nu}$, należą do nich: CPS odniesienia t_0 , stała dyspersji D , współrzędne pulsara α i β , człony opisujące ruch własny pulsara μ_α i μ_δ oraz roczna paralaksa π . W przypadku pulsara w układzie podwójnym, dwa człony

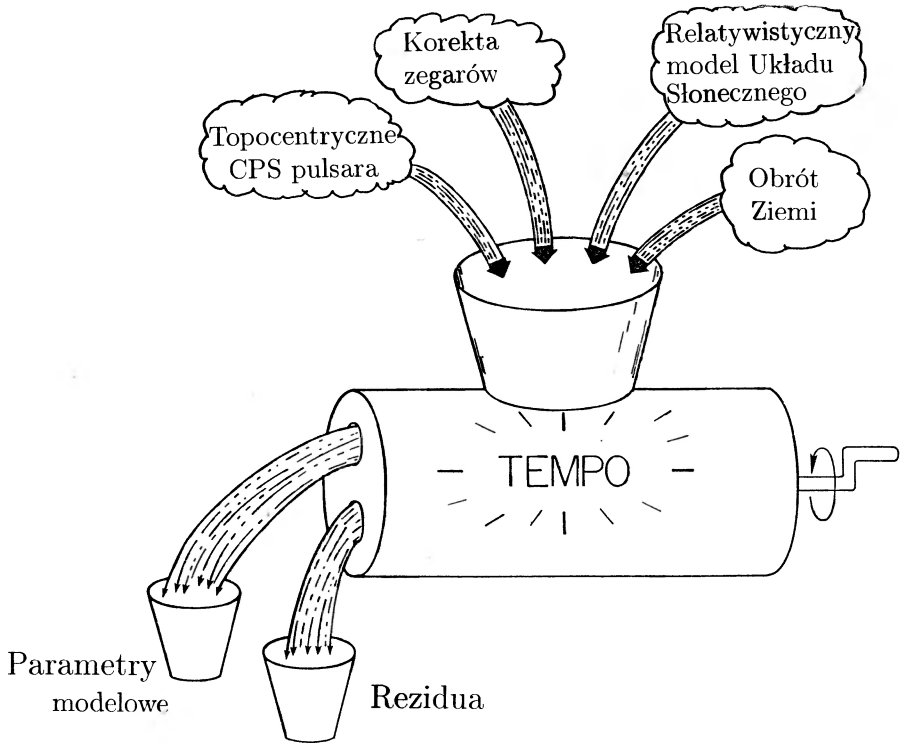
w drugiej linii równania (2) wymagają znajomości dziesięciu dodatkowych parametrów orbitalnych. Z tej liczby pięć parametrów jest konieczne do określenia układu używając wyłącznie keplerowskiej analizy ruchu orbitalnego; półos główna zrzutowana na sferę niebieską $x \equiv a_1 \sin i/c$, mimośród e , okres orbitalny P_b , położenie peryastronu ω , oraz czas peryastronu T_0 . Jeśli precyzja eksperymentalna jest dostatecznie wysoka, efekty relatywistyczne mogą określić dalsze pięć „post-keplerowskich” parametrów: pochodne wiekowe $\dot{\omega}$ i \dot{P}_b , parametr Einsteina γ oraz zakres i kształt orbitalnego opóźnienia Shapiry, r i $s \equiv \sin i$. Istnieje kilka wcześniejszych wersji tego formalizmu analizy pomiarów chronometrażowych w układach podwójnych [27-29], ważnych historycznie w postępach eksperymentu z PSR 1913+16. Elegancka forma przedstawiona tutaj została wyprowadzona w latach 1985-86 przez Damoura and Deruelle [30,31].

Parametry modelowe uzyskuje się ze zbioru CPS, przez obliczenie faz $\phi(T)$ z równ. (1) oraz zminimalizowanie ważonych sum reziduów metodą najmniejszych kwadratów,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\phi(T_i) - n_i}{\sigma_i/P} \right)^2, \quad (3)$$

względem każdego określanego parametru. Tutaj n_i jest najbliższą liczbą całkowitą do $\phi(T_i)$, a σ_i jest niepewnością pomiarową i -tego CPS. Przy poprawnym rozwiązaniu wartość χ^2 będzie bliska liczbie stopni swobody, tzn. liczbie pomiarów N minus liczba dopasowywanych parametrów. Jeśli błędy w określeniu parametrów są tak duże, że najbliższa liczba całkowita do $\phi(T_i)$ może nie reprezentować właściwego numeru impulsu, wtedy pojawia się gwałtowny wzrost wartości χ^2 ; z tego powodu uprzednio stwierdziłem, że poprawne numerowanie impulsów nie jest trudne. Tak więc dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów dostarcza wartości parametrów modelowych oraz ich niepewności. Ponadto metoda ta daje nam zbiór reziduów, tzn. różnic pomiędzy pomiarowymi wartościami CPS a przewidzianymi przez nasz model (patrz rys. 6). Rezydua te są uważnie badane w celu ujawnienia systematycznych skłonności, które mogłyby świadczyć o błędach eksperymentalnych, niesłuszności używanego astrofizycznego modelu, czy też może o fizycznej naturze grawitacji.

Z oczywistych powodów pewne parametry modelowe są łatwiejsze do mierzenia niż inne. Kiedy dysponuje się dużą ilością CPS rozłożonych na wiele miesięcy lub lat, w ogólności co najmniej współrzędne pulsara, parametry spinu i keplerowskie elementy orbity powinny być mierzalne z dokładnością odpowiadającą 6-14 miejsc znaczących. Jak zobaczymy, relatywistyczne parametry orbitalne są znacznie trudniejsze do zmierzenia, ale potencjalne zyski z ich uzyskania są bardzo znaczące.



Rys. 6. Schematyczny diagram analizy chronometrycznych pomiarów pulsarów przy użyciu programu komputerowego TEMPO. Istotne funkcje są określone w tekście

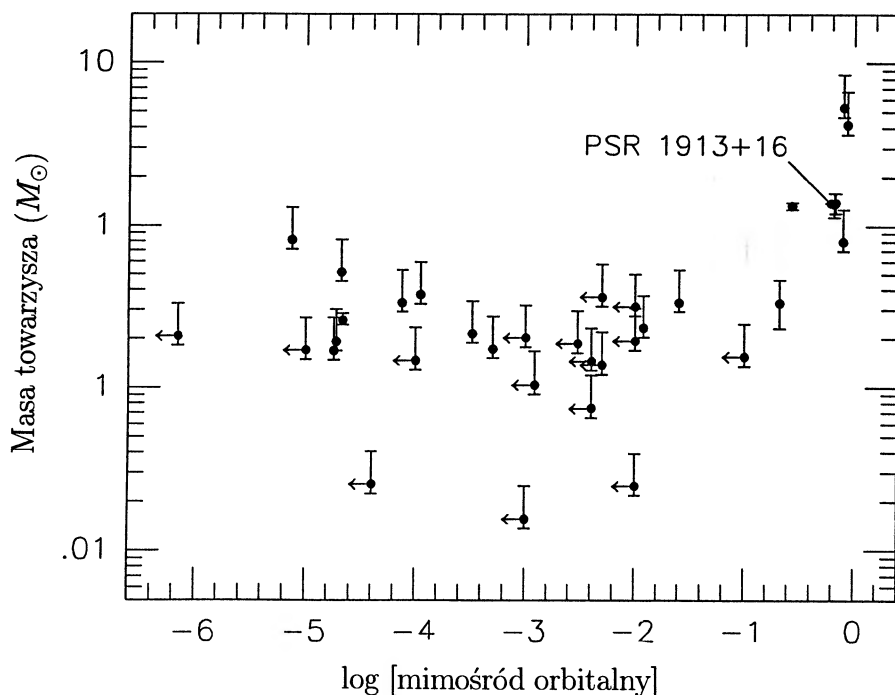
4. Granica newtonowska

Trzydzieści pięć pulsarów w układach podwójnych przebadano dostatecznie dobrze aby określić ich podstawowe parametry z dużą dokładnością, w tym keplerskie parametry orbitalne. Dla każdego układu, z kombinacji okresu orbitalnego P_b oraz rzutu półośi głównej x można utworzyć tzw. funkcję masy

$$f_1(m_1, m_2, s) = \frac{(m_2 s)^3}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{x^3}{T_\odot (P_b / 2\pi)^2} \quad (4)$$

Tutaj m_1 i m_2 są masami pulsara i towarzysza w jednostkach masy Słońca M_\odot ; w skrócie $s \equiv \sin i$ oraz $T_\odot \equiv GM_\odot/c^3 = 4.925490947 \times 10^{-6}$ s, gdzie G jest newtonowską stałą grawitacji. Przy braku innej informacji funkcja masy nie może dać jednoznacznego rozwiązania dla m_1 , m_2 lub s . Jednakże, prawdopodobną wartość dla m_2 można oszacować przyjmując masę pulsara blisko $1.4M_\odot$ (granica Chan-

drasekhara dla białych karłów) oraz średnią wartość $\cos i = 0.5$, co implikuje $s = 0.87$. Przy takim podejściu można wyróżnić trzy kategorie pulsarów w układach podwójnych, które przedyskutuję odwołując się do rys. 7 przedstawiającego masę towarzysza w funkcji mimośrod orbitalnego.



Rys. 7. Masy towarzyszy pulsarów w układach podwójnych, przedstawione w funkcji mimośrod orbitalnego. W pobliżu lokalizacji PSR 1913+16 znajdują się faktycznie trzy układy podwójne. Te, jak również dwaj najbliżsi sąsiedzi, uważane są za pary gwiazd neutronowych. Dwa pulsary w prawym górnym rogu są stowarzyszone z gwiazdami ciągu głównego o dużej masie, podczas gdy reszta ma prawdopodobnie białe karły jako towarzyszy

Dwadzieścia osiem układów podwójnych na rys. 7 ma orbitalne mimośrod $e < 0.25$ oraz towarzyszy o małej masie będących najprawdopodobniej zdegenerowanymi karłami. Większość z nich ma prawie kołowe orbity; rzeczywiście, jedynie układy o mimośrodku większym niż kilka procent są zlokalizowane w gromadach kulistych, ale ich orbity zostały prawdopodobnie zaburzone przez oddziaływanie z bliskimi gwiazdami. Pięć układów ma znacznie większe mimośrod oraz masę towarzysza około $0.8M_{\odot}$ lub więcej; są one uważane za pary gwiazd neutronowych, z których jedna jest widoczna jako pulsar radiowy. Ich duże orbitalne mimośrod są z pewnością skutkiem gwałtownego wyrzutu masy podczas eksplozji superno-

wej, w wyniku której powstaje druga gwiazda neutronowa. Wreszcie, w górnym prawym rogu rys. 7 znajdujemy dwa pulsary poruszające się po ekscentrycznej orbicie wokół gwiazd ciągu głównego o dużej masie. Układy te nie wyewoluowały jeszcze do stadium drugiej supernowej. W odróżnieniu od pulsarów podwójnych będących układem dwóch gwiazd neutronowych, w tym przypadku orbity zostały prawdopodobnie zmodyfikowane przez siły pływowe lub procesy utraty masy.

5. Ogólna teoria względności jako narzędzie

Jak sugerowaliśmy z Russellem Hulsem [17] w artykule dotyczącym odkrycia PSR 1913+16, powinno być możliwe połączenie pomiarów relatywistycznych parametrów orbitalnych z funkcją masy, a przez to określenie mas obu gwiazd oraz nachylenia orbity. W obrębie formalizmu post-keplerowskiego (PK) przedstawionego w zarysie powyżej, każdy mierzony PK parametr definiuje jedyną dla danej teorii grawitacji, krzywą w płaszczyźnie (m_1, m_2) . Eksperymentalne wartości dowolnych dwóch PK parametrów (powiedzmy $\dot{\omega}$ i γ lub r i s) wyznaczają jednoznacznie wartości m_1 i m_2 oraz s . W ramach OTW równania dla pięciu najistotniejszych PK parametrów są następujące [25,31,32]:

$$\dot{\omega} = 3 \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} (T_{\odot} M)^{2/3} (1 - e^2)^{-1}, \quad (5)$$

$$\gamma = e \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{1/3} T_{\odot}^{2/3} M^{-4/3} m_2 (m_1 + 2m_2), \quad (6)$$

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4 \right) (1 - e^2)^{-7/2} T_{\odot}^{5/3} m_1 m_2 M^{-1/3}, \quad (7)$$

$$r = T_{\odot} m_2, \quad (8)$$

$$s = x \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-2/3} T_{\odot}^{-1/3} M^{2/3} m_2^{-1}. \quad (9)$$

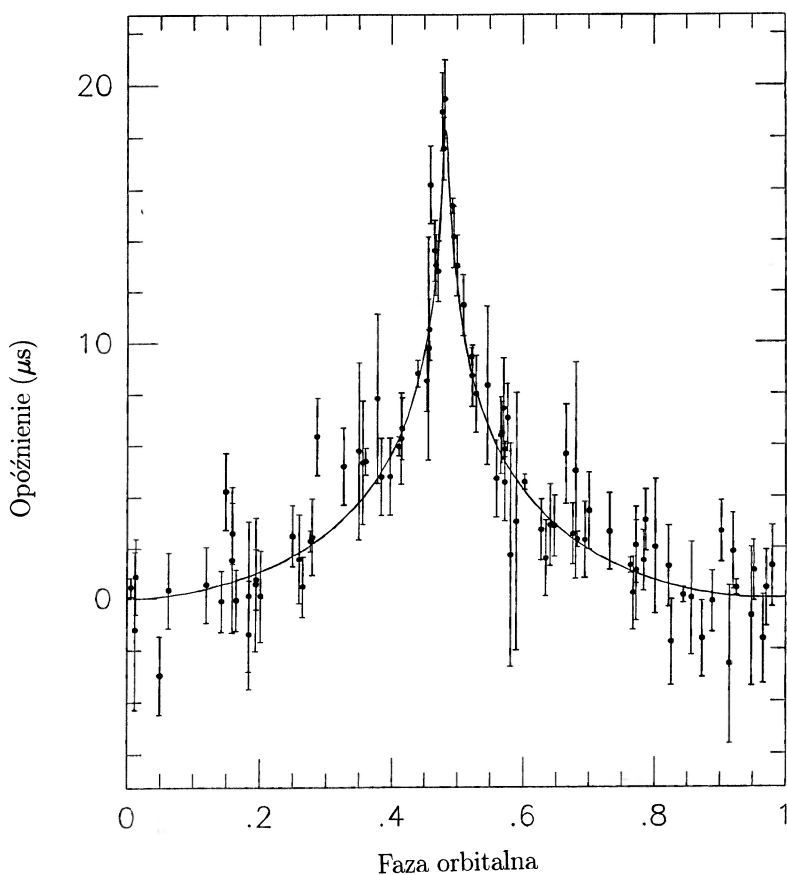
Tutaj znowu masy m_1 , m_2 oraz $M = m_1 + m_2$ są wyrażone w jednostkach masy Słońca. Podkreślam, że lewe strony równ. (5–9) reprezentują, przynajmniej w zasadzie, wielkości mierzalne wprost. Dowolne dwa takie pomiary, wraz z dobrze określoną wartością e i P_b prowadzą do rozwiązań dla m_1 i m_2 , jak również do przewidywań dotyczących pozostałych PK parametrów.

Należy się spodziewać, że układy podwójne o dużych masach i mimośrodkach, będące ponadto astrofizycznie „czyste”, tak że można uważać ich orbity za zdominowane grawitacyjnym oddziaływaniem pomiędzy obu masami, dają największe prawdopodobieństwo pomiaru PK parametrów. Pięć pulsarów zgrupowanych wokół PSR 1913+16 na rys. 7 wydaje się szczególnie dobrymi kandydatami, i

tak rzeczywiście okazało się w praktyce. W najbardziej sprzyjających okolicznościach, nawet pulsar z towarzyszem o małej masie i prawie kołowej orbicie, może dać istotne pomiary PK parametrów. Najlepszym przykładem jest PSR 1855+09: płaszczyzna jego orbity jest prawie równoległa do kierunku widzenia, co znacznie wzmacnia efekt opóźnienia Shapiry. Wyniki odpowiednich pomiarów [33-35] są zilustrowane na rys. 8, wraz z dopasowaną funkcją $\Delta_S(r, s)$, dostatecznie dobrze przybliżoną w tym przypadku przez

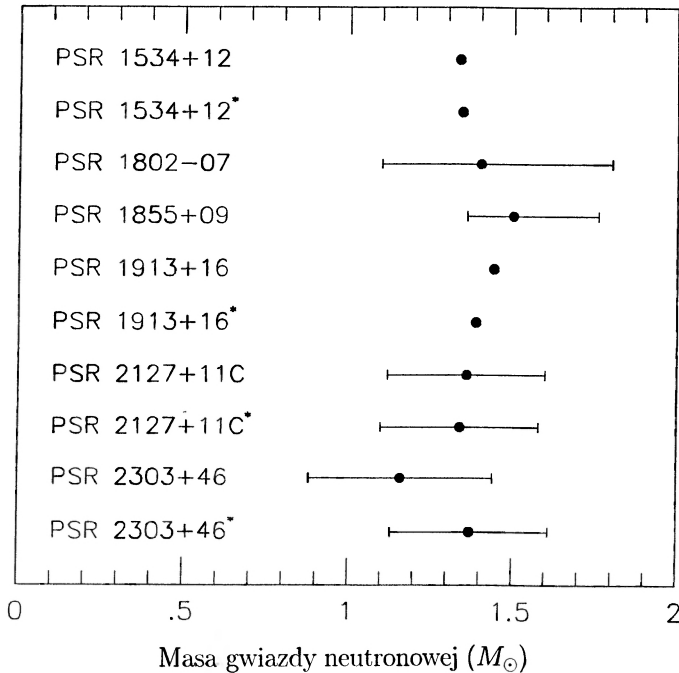
$$\Delta_S = -2r \log(1 - s \cos[2\pi(\phi - \phi_0)]), \quad (10)$$

gdzie ϕ jest fazą orbitalną w cyklach a $\phi_0 = 0.4823$ jest fazą głównej koniunkcji. Dopasowanie wartości r i s daje masy $m_1 = 1.50^{+0.26}_{-0.14}$ oraz $m_2 = 0.258^{+0.028}_{-0.016}$.



Rys. 8. Pomiary opóźnienia Shapiry dla układu podwójnego PSR 1855+09. Teoretyczna krzywa wynika z równ. (10) a dopasowane wartości r i s mogą być wykorzystane do określenia mas pulsara i towarzysza

W podobny sposób, wszystkie podwójne pulsary z dwoma mierzalnymi PK parametrami umożliwiają znalezienie rozwiązań dla mas obu składowych układu. Obecnie większość danych eksperymentalnych dotyczących mas gwiazd neutronowych (patrz rys. 9) pochodzi właśnie z takiej analizy pulsarów w układach podwójnych [36,37 i prace tam cytowane].



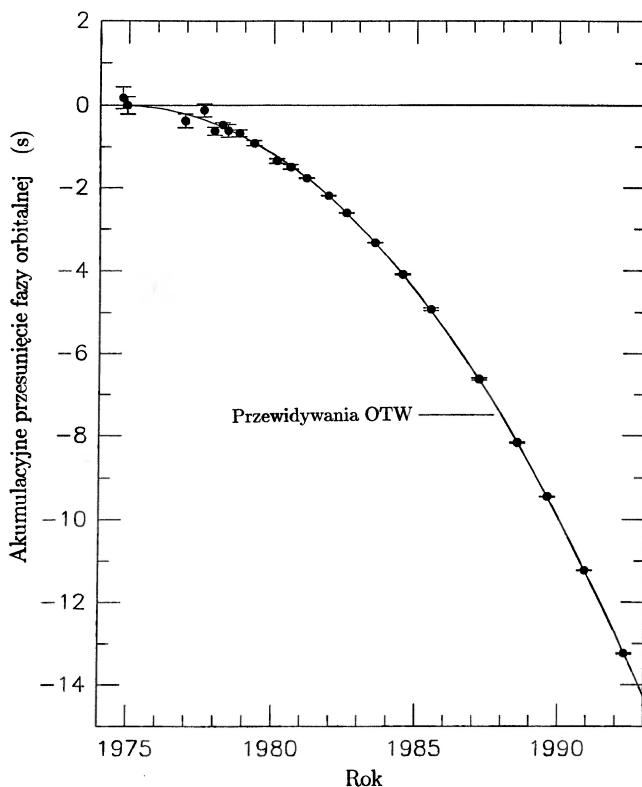
Rys. 9. Masy gwiazd neutronowych mierzone na podstawie obserwacji efektów relatywistycznych pulsarów w układach podwójnych

6. Testowanie fal grawitacyjnych

Jeśli trzy lub więcej post-keplerowskich parametrów może być zmierzonych dla jakiegoś pulsara, system staje się nadokreślony i dodatkowe doświadczalne stopnie swobody przekształcają go w wykalibrowane laboratorium testowania relatywistycznej grawitacji. Każdy mierzalny PK parametr, ponad dwa pierwsze, dostarcza wprost ważnego ilościowego sprawdzianu. Ponieważ prędkość i energia grawitacyjna w układach podwójnych o dużych masach mogą być istotnie relatywistyczne, zaczynają odgrywać rolę silne pola i efekty radiacyjne. Dwa podwójne pulsary PSR 1913+16 i 1534+12 były monitorowane dostatecznie dobrze i do-

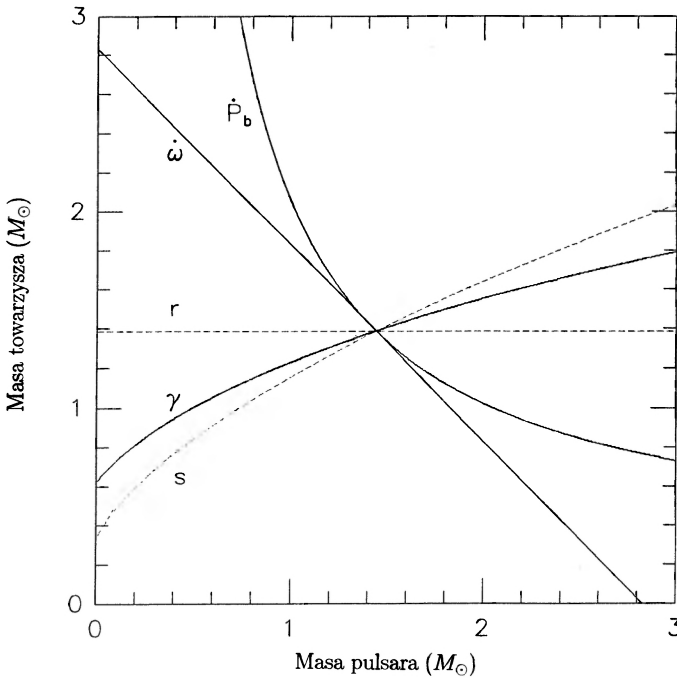
statecznie długo aby dać trzy lub więcej PK parametrów. Każdy z tych pulsarów dostarcza ważnych sprawdzianów grawitacji wykraczających poza przybliżenia słabego pola i powolnych ruchów [32,38].

Pulsar PSR 1913+16 ma okres orbitalny $P_b \approx 7.8$ h, mimośród $e \approx 0.62$ oraz funkcję masy $f_1 \approx 0.13M_\odot$. Wysokiej jakości dane pozwalają na określenie keplerowskich parametrów orbitalnych z dokładnością kilka części na milion lub lepiej. Dodatkowo, PK parametry $\dot{\omega}$, γ i \dot{P}_b są określone z dokładnościami lepszymi niż 3×10^{-6} , 5×10^{-4} i 4×10^{-3} , odpowiednio [25,39]. W obrębie danej teorii grawitacji, eksperymentalne wartości $\dot{\omega}$ i γ dają wartości m_1 i m_2 oraz odpowiednie przewidywania dla \dot{P}_b wynikającego z tłumienia wskutek promieniowania grawitacyjnego. Na obecnym etapie dokładności, należy już dołączyć małe, kinematyczne poprawki (około 0.5% obserwowanej wartości \dot{P}_b) uwzględ-



Rys. 10. Akumulowane przesunięcie czasu przechodzenia przez peryastron w układzie PSR 1913+16, mierzone względem orbity o założonym stałym okresie. Paraboliczna krzywa reprezentuje utratę energii w wyniku promieniowania grawitacyjnego, zgodnie z OTW

niające przyspieszenia Układu Słonecznego oraz podwójnego układu pulsara w grawitacyjnym polu Galaktyki [40]. Po uczynieniu tego zabiegu znajdujemy, że teoria Einsteina pomyślnie przechodzi niezwykle surowy test z dokładnością lepszą niż 0.4% (patrz rys. 10 i 11). Tak więc eksperyment porównania zegarów dla PSR 1913+16 dostarcza wprost eksperymentalnego dowodu, że zmiany grawitacji rozchodzą się z prędkością światła, będąc w ten sposób mechanizmem dyspersji energii w układzie orbitalnym. Wynika stąd niezbicie, że promieniowanie grawitacyjne istnieje i ma kwadrupolową naturę.



Rys. 11. Ciągłe krzywe odpowiadają równ. (5-7) wraz ze zmierzonymi wartościami $\dot{\omega}$, γ i \dot{P}_b . Ich przecięcie w jednym punkcie (w ramach eksperymentalnej dokładności około 0.35% \dot{P}_b) oznacza istnienie fal grawitacyjnych. Linie przerywane odpowiadają przewidywanym wartościom parametrów r i s ; wartości te powinny być mierzalne przy nieznacznej poprawie jakości danych eksperymentalnych

Pulsar PSR 1534+12 został odkryty zaledwie trzy lata temu w przeglądzie Aleksandra Wolszczana [41], który znowu z dobrym skutkiem wykorzystał ogromny teleskop w Arecibo. Ten pulsar obiecuje wyniki bardziej ekscytujące od PSR 1913+16. Ma on okres orbitalny $P_b \approx 10.1$ h, mimośród $e \approx 0.27$ oraz funkcję masy $f_1 \approx 0.31M_\odot$. Ponadto, wskutek silniejszego sygnału i węższego impulsu niż PSR 1913+16, jego CPS mają znacznie mniejsze niepewności pomia-

rowe, około 3 μ s dla pięciominutowych obserwacji. Rezultaty uzyskane z danych z piętnastu miesięcy [38] pozwoliły już zmierzyć cztery PK parametry: $\dot{\omega}$, γ , r i s . W ostatniej, jeszcze nie opublikowanej pracy, Wolszczan i ja zmierzylśmy tempo zaniku okresu \dot{P}_b , które okazało się być zgodne z OTW na poziomie 20%. Co więcej, wszystkie mierzone parametry układu PSR 1534+12 są spójne z OTW i wydaje się, że gdy pełna analiza danych doświadczalnych będzie zakończona, teoria Einsteina przejdzie pozytywnie trzy dodatkowe, bardzo wymagające sprawdziany w warunkach silnego pola i efektów radiacyjnych.

Osobiście nie wierzę, aby OTW była ostatnim słowem wypowiedzianym przez naukę na temat natury grawitacji. Teoria ta nie jest, oczywiście, teorią kwantową, a Wszechświat na najbardziej fundamentalnym poziomie wydaje się podlegać regułom kwantowo-mechanicznym. W każdym razie, nasze eksperymenty z pulsarami w układach podwójnych pokazują, że niezależnie od szczegółowych kierunków przyszłych prac teoretycznych, poprawna teoria grawitacji musi dawać przewidywania asymptotycznie bliskie OTW w szerokim zakresie warunków klasycznych.

Russell Hulse i ja jesteśmy winni podziękowania wielu osobom za ich ważną pracę zarówno eksperymentalną jak i teoretyczną, bez której nasze odkrycie pulsara PSR 1913+16 nie zaowocowałoby tak szybko i tak pełnie. Wśród nich najważniejszymi są Roger Blandford, Thibault Damour, Lee Fowler, Peter McCulloch, Joel Weisberg oraz sprawny i oddany personel techniczny Obserwatorium w Arecibo.

Źłumaczył *Janusz Gil*

Centrum Astronomii WSP
Zielona Góra

Literatura

- [1] A. Hewish, S.J. Bell, J.D.H. Pilkington, P.F. Scott, R.A. Collins, „Observation of a rapidly pulsating radio source”, *Nature* **217**, 709 (1968).
- [2] G.R. Huguenin, J.H. Taylor, L.E. Goad, A. Hartai, G.S.F. Orsten, A.K. Rodman, „New pulsating radio source”, *Nature* **219**, 576 (1968).
- [3] T. Gold, „Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources”, *Nature* **218**, 731 (1968).
- [4] D.H. Staelin, E.C. Reifenstein, III, „Pulsating radio sources near the Crab Nebula”, *Science* **162**, 1481 (1968).
- [5] M.I. Large, A.E. Vaughan, B.Y. Mills, „A pulsar supernova association”, *Nature* **220**, 340 (1968).

- [6] D.W. Richards, J.M. Comella, „The period of pulsar NP 0532”, *Nature* **222**, 551 (1969).
- [7] V. Radhakrishnan, D.J. Cooke, „Magnetic poles and the polarization structure of pulsar radiation”, *Astrophys. Lett.* **3**, 225 (1969).
- [8] P. Goldreich, W.H. Julian, „Pulsar electrodynamics”, *Astrophys. J.* **157**, 869 (1969).
- [9] R.N. Manchester, W.L. Peters, „Pulsar parameters from timing observations”, *Astrophys. J.* **173**, 221 (1972).
- [10] W.R. Burns, B.G. Clark, „Pulsar search techniques”, *Astron. Astrophys.* **2**, 280 (1969).
- [11] R.N. Manchester, J.H. Taylor, G.R. Huguenin, „New and improved parameters for twenty-two pulsars”, *Nature Phys. Sci.* **240**, 74 (1972).
- [12] J.H. Taylor, „A sensitive method for detecting dispersed radio emission”, *Astron. Astrophys. Supp. Ser.* **15**, 367 (1974).
- [13] J.H. Taylor, R.N. Manchester, A.G. Lyne, „Catalog of 558 pulsars”, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **88**, 529 (1993).
- [14] F. Camilo, „Millisecond pulsar searches”, w: *Lives of the Neutron Stars*, red. A. Alpar, NATO ASI Series (Kluwer, Dordrecht 1994).
- [15] J.H. Taylor, „A high sensitivity survey to detect new pulsars”, Research proposal submitted to the US National Science Foundation, September, 1972.
- [16] R.A. Hulse, J.H. Taylor, „A high sensitivity pulsar survey”, *Astrophys. J.* **191**, L59 (1974).
- [17] R.A. Hulse, J.H. Taylor, „Discovery of a pulsar in a binary system”, *Astrophys. J.* **195**, L51 (1975).
- [18] R.A. Hulse, J.H. Taylor, „A deep sample of new pulsars and their spatial extent in the galaxy”, *Astrophys. J.* **201**, L55 (1975).
- [19] R.A. Hulse, „The discovery of the binary pulsar”, w: *Les Prix Nobel* (The Nobel Foundation, 1994); także *Postępy Fizyki* **46**, 29 (1995).
- [20] J.H. Taylor, „Millisecond pulsars: Nature’s most stable clocks”, *Proc. IEEE* **79**, 1054 (1991).
- [21] J.H. Taylor, R.A. Hulse, L.A. Fowler, G.E. Gullahorn, J.M. Rankin, „Further observations of the binary pulsar PSR 1913+16”, *Astrophys. J.* **206**, L53 (1976).
- [22] P.M. McCulloch, J.H. Taylor, J.M. Weisberg, „Tests of a new dispersion-removing radiometer on binary pulsar PSR 1913+16”, *Astrophys. J.* **227**, L133 (1979).
- [23] J.H. Taylor, L.A. Fowler, P.M. McCulloch, „Measurements of general relativistic effects in the binary pulsar PSR 1913+16”, *Nature* **277**, 437 (1979).
- [24] J.H. Taylor, J.M. Weisberg, „A new test of general relativity: Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16”, *Astrophys. J.* **253**, 908 (1982).
- [25] J.H. Taylor, J.M. Weisberg, „Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR 1913+16”, *Astrophys. J.* **345**, 434 (1989).
- [26] D.R. Steinbring, V.M. Kaspi, D.J. Nice, M.F. Ryba, J.H. Taylor, S.E. Thorsett, T.H. Hankins, „A flexible data acquisition system for timing pulsars”, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 3551 (1992).
- [27] R. Blandford, S.A. Teukolsky, „Arrival-time analysis for a pulsar in a binary system”, *Astrophys. J.* **205**, 580 (1976).
- [28] R. Epstein, „The binary pulsar: Post Newtonian timing effects”, *Astrophys. J.* **216**, 92 (1977).
- [29] M.P. Haugan, „Post-Newtonian arrival-time analysis for a pulsar in a binary system”, *Astrophys. J.* **296**, 1 (1985).

- [30] T. Damour, N. Deruelle, „General relativistic celestial mechanics of binary systems. I. The post-Newtonian motion”, *Ann. Inst. H. Poincaré Physique Théorique* **43**, 107 (1985).
- [31] T. Damour, N. Deruelle, „General relativistic celestial mechanics of binary systems. II. The post-Newtonian timing formula”, *Ann. Inst. H. Poincaré Physique Théorique* **44**, 263 (1986).
- [32] T. Damour, J.H. Taylor, „Strong-field tests of relativistic gravity and binary pulsars”, *Phys. Rev. D* **45**, 1840 (1992).
- [33] L.A. Rawley, J.H. Taylor, M.M. Davis, „Fundamental astrometry and millisecond pulsars”, *Astrophys. J.* **326**, 947 (1988).
- [34] M.F. Ryba, J.H. Taylor, „High precision timing of millisecond pulsars. I. Astrometry and masses of the PSR 1855+09 system”, *Astrophys. J.* **371**, 739 (1991).
- [35] V.M. Kaspi, J.H. Taylor, M. Ryba, „High-precision timing of millisecond pulsars. III. Long-term monitoring of PSRs B1855+09 and B1937+21”, *Astrophys. J.*, w druku (1994).
- [36] J.H. Taylor, R.J. Dewey, „Improved parameters for four binary pulsars”, *Astrophys. J.* **332**, 770 (1988).
- [37] S.E. Thorsett, Z. Arzoumanian, M.M. McKinnon, J.H. Taylor, „The masses of two binary neutron star systems”, *Astrophys. J.* **405**, L29 (1993).
- [38] J.H. Taylor, A. Wolszczan, T. Damour, J.M. Weisberg, „Experimental constraints on strong-field relativistic gravity”, *Nature* **355**, 132 (1992).
- [39] J.H. Taylor, „Testing relativistic gravity with binary and millisecond pulsars”, w: *General Relativity and Gravitation 1992*, red. R.J. Gleiser, C.N. Kozameh, O.M. Moreschi (IOP Publ., Bristol 1993), s. 287.
- [40] T. Damour, J.H. Taylor, „On the orbital period change of the binary pulsar PSR 1913+16”, *Astrophys. J.* **366**, 501 (1991).
- [41] A. Wolszczan, „A nearby 37.9 ms radio pulsar in a relativistic binary system”, *Nature* **350**, 688 (1991).

WSPOMNIENIA – ROCZNICE

Iwo Białynicki-Birula

*Centrum Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa*

Julian Schwinger (1918 – 1994)

Recollection on Julian Schwinger (1918 – 1994)

Dnia 16 lipca 1994 r. zmarł Julian Schwinger, ostatni z trzech laureatów nagrody Nobla z 1965 r. (Richard P. Feynman (1918–88), Sin-itiro Tomonaga (1906–79)) przyznanej „za podstawowe prace z elektrodynamiki kwantowej, których konsekwencje okazały się brzemienne dla fizyki cząstek elementarnych”.

Schwingera spotkałem kilka razy, m.in. na konferencji w Międzynarodowym Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście w 1968 r. Publikowane niżej zdjęcie przedstawia Schwingera wygłaszającego wykład na tej właśnie konferencji. Ostatni raz zetknąłem się z nim w czasie jego pobytu w Instytucie Maxa Plancka w Garching k. Monachium w lecie 1992 r. Był jeszcze wtedy bardzo aktywny naukowo. Wygłosił ciekawy wykład na temat matematycznych własności operatorów położenia i pędu w przestrzeni Hilberta o skończonej liczbie wymiarów. Była to taka mała perełka z fizyki teoretycznej, których Schwinger wyprodukował wiele. Mówił w swoim charakterystycznym stylu (por. cytowany niżej fragment monografii), po którym można zawsze rozpoznać jego artykuły i wykłady.

Julian Schwinger urodził się 12 lutego 1918 r. w Nowym Jorku w zamożnej rodzinie żydowskiej, która jednak zbiedniała później w wyniku krachu z roku 1929. Oboje rodzice pochodzili z Polski. Ojciec urodził się w Nowym Sączu, zaś matka w Łodzi. Młody Schwinger był nieśmiały i zamknięty w sobie z „nosem zatopionym w książkach”, ale już w szkole średniej przejawiał się jego geniusz i jego determinacja, by zostać fizykiem. Swoją decyzję skomentował kiedyś później



Julian Schwinger

mówiąc, że czytał po kolei hasła w *Encyklopedii Brytyjskiej* i kiedy doszedł do litery P i do fizyki, zdecydował, że to jest właśnie to. W wieku 16 lat wstąpił do City College of New York, zaś po roku przeniósł się za namową Izydora Rabiego (laureata nagrody Nobla z 1944 r.) na Uniwersytet Columbia. Rabi musiał także użyć swoich wpływów do przezwyciężenia oporu władz uniwersyteckich, gdyż oceny uzyskane przez Schwingera były bardzo kiepskie, z wyjątkiem ma-

tematyki i fizyki. Można śmiało powiedzieć, że w tej ostatniej dziedzinie Julian Schwinger był od pierwszego roku studiów dojrzałym badaczem. Jeszcze w szkole średniej czytał podręcznik Diraca z mechaniki kwantowej (mówił później o sobie, że był nieznanym nauczycielowi uczniem Diraca), zaś już na pierwszym roku studiował prace z kwantowej teorii pola Diraca, Fermiego, Heisenberga, Pauliego, i innych. Jego pierwsza publikacja naukowa ukazała się w 1935 r. w postaci listu do *Physical Review*, którego współautorem był Otto Halpern, i dotyczyła polaryzacji elektronów w podwójnym zderzeniu. W czasie swoich trzyletnich studiów na Uniwersytecie Columbia Schwinger opublikował (m.in. z Tellerem i Rabim, jako współautorami) w *Physical Review* 9 artykułów na różne tematy z teoretycznej fizyki jądrowej. Dziedzinie tej pozostał w zasadzie wierny przez następne 10 lat, choć w czasie wojny pracując w MIT Radiation Laboratory wniósł także sporo do teorii falowodów w związku z prowadzonymi tam pracami nad radarem. Pierwsza z cyklu kilkunastu prac poświęconych fundamentalnym problemom elektrodynamiki kwantowej, za które otrzymał 18 lat później nagrodę Nobla, została przyjęta do druku 30 grudnia 1947 r. W pracy tej zajmującej tylko jedną stronę w *Physical Review* Schwinger opisał zasady teorii renormalizacji elektrodynamiki kwantowej i bez przedstawiania szczegółów rachunku podał wartość dodatku do momentu magnetycznego elektronu (sławny czynnik $1 + \alpha/2\pi = 1.00116$) wywołanego poprawkami promienistymi.

Ciekawe jest, dlaczego Schwinger przez pierwsze 12 lat swojej działalności naukowej nie opublikował żadnych prac z kwantowej teorii pola, której był takim wirtuozem. Wyjaśnienie tego faktu tkwi w jego niechęci do czystych spekulacji i w jego głębokim przeświadczeniu, iż prace teoretyczne winny mieć bezpośredni związek z doświadczeniem. Takie były właśnie wszystkie wczesne prace Schwingera z fizyki jądrowej. Brał on nawet udział w niektórych doświadczeniach mających na celu wyznaczenie oddziaływań neutronów i protonów i był w związku z tym współautorem prac czysto eksperymentalnych. W 1947 r. w wyniku doświadczeń przeprowadzonych m.in. przez Willisa E. Lamba i Polykarpa Kuscha (nagrodzonych nagrodą Nobla za te odkrycia w 1955 r.) stało się jasne, że teoria oparta na samym równaniu Diraca, bez uwzględnienia oddziaływania elektronu z fotonami, nie wystarcza do pełnego opisu oddziaływań elektronów z polem elektromagnetycznym. Dzięki tym doświadczeniom elektrodynamika kwantowa stała się w oczach Schwingera pełnoprawną dziedziną fizyki, prowadzącą do obserwowalnych wniosków, i mógł on z pełnym przekonaniem zająć się wyjaśnieniem powstałych rozbieżności między doświadczeniem a teorią.

W 1947 r. zaszły także inne ważne wydarzenia w życiu Juliana Schwingera: porzucił on palenie i ożenił się z Clarice Carol z Bostonu.

Szczegółowe przedstawienie teorii, zapowiedziane we wspomnianym wyżej

jednostronicowym artykule, ukazało się w latach 1948–54 w kilku cyklach publikacji: „Quantum Electrodynamics I–III”, „On the Green’s Functions of Quantized Fields I–II”, „The Theory of Quantized Fields I–VI”, w których Schwinger przedstawił swoje ujęcie teorii pól kwantowych. Za prace z cyklu „Quantum Electrodynamics” Schwinger otrzymał w 1949 r. nagrodę im. Meyera ustanowioną „za obszerny wkład do logicznej i spójnej teorii oddziaływania cząstek z polem elektromagnetycznym”. W uzasadnieniu nagrody komisja (jej skład stanowili Condon, Epstein, Rabi i Feynman) uznała, że Schwinger rozszerzył zakres i siłę przewidywań elektrodynamiki kwantowej eliminując, dzięki sformułowaniu tej teorii w postaci zgodnej z teorią względności, nieskończoności, które czyniły przewidywania tej teorii niejednoznaczными. Dzięki temu był on w stanie wyjaśnić przesunięcie Lamba poziomu 2S w atomie wodoru i obliczyć wewnętrzny moment magnetyczny elektronu.

Na podstawie teorii renormalizacji stworzonej przez Juliana Schwingera, Richarda Feynmana i Freemana Dysona wszystkie rozbieżności między doświadczeniem a teorią zostały usunięte i po dziś dzień, mimo ogromnego postępu w dziedzinie precyzji dokonywanych pomiarów, gdy omawiamy zgodność teoretycznych obliczeń z wynikami pomiarów, elektrodynamika kwantowa stanowi obok astronomii niedościgniony na razie wzór dla innych teorii.

Teoria Schwingera była w pełni równoważna (choć na pierwszy rzut oka różniła się znacznie) teorii rozwiniętej w tym samym czasie przez Richarda Feynmana. Różnice w formie odzwierciedlały różnice temperamentów i stylu pracy obu tych uczonych. Dla Feynmana najważniejsza była zawsze pogładowość, jego prace zawierały rysunki stanowiące schematyczne przedstawienia elementarnych procesów zachodzących między cząstkami elementarnymi (słynne diagramy Feynmana). W publikacjach Schwingera (z wyjątkiem kilku pierwszych prac z fizyki jądrowej) nie ma żadnych rysunków ani nawet wykresów. Królują w tych artykułach wzory, zawsze przedstawione w bardzo eleganckiej postaci opartej na głęboko przemyślanej notacji, ale nie ma tam nigdy żadnych elementów graficznych. W cienkiej książeczce Feynmana *The Theory of Fundamental Processes* (170 stron) jest przeszło 100 rysunków. W dwutomowym dziele Schwingera *Particles, Sources, and Fields* (880 stron) poświęconym tej samej tematyce nie ma ani jednego rysunku, wykresu, czy chociażby tabeli. Prace Schwingera były takie, jak i on sam, wyrafinowane i cechujące się perfekcją, ale też i bardzo hermetyczne. Sam Schwinger przyznał nawet, że ktoś krytycznie powiedział o nim, iż inni publikują prace po to, by wyjaśnić jak coś się robi, zaś Schwinger, by pokazać, iż tylko on potrafi to zrobić.

Kariera naukowa Schwingera była bardzo błyskotliwa. Mając 21 lat otrzymuje doktorat na Uniwersytecie Columbia, zaś w wieku 27 lat zostaje profesorem

Uniwersytetu Harvarda. Jego konkurentem na to stanowisko był Hans Bethe (laureat nagrody Nobla w 1967 r.). Wybór pomiędzy tymi dwoma kandydatami był tak trudny, iż wydział fizyki nie potrafił podjąć decyzji i dopiero specjalnie powołany komitet dokonał wyboru Schwingera. Pewien problem dla administracji Uniwersytetu stanowiły dziwaczne zwyczaje Schwingera, który był znany z tego, że spał w dzień i pracował w nocy. Potrzebne było zapewnienie przyjaciół, iż Schwinger będzie jednak w stanie rozpocząć wykłady w południe. Pomimo swoich tendencji do unikania kontaktów z ludźmi i swoich zwyczajów znacznie utrudniających te kontakty, Schwinger wykształcił ponad 60 doktorów. Było wśród nich wielu znanych fizyków (K.M. Case, F. Rohrlich, R.J. Glauber, M. Karplus, B.S. DeWitt, A. Klein, E. Merzbacher, W. Kohn, R. Arnowitz, S. Deser, T. Fulton, P. Martin, J.J. Sakurai, R. Newton, J. Bernstein, K. Johnson, C. Sommerfield, L.S. Brown, D. Boulware). Dwóch jego doktorantów (Ben Mottelson i Sheldon Glashow) zostało laureatami nagrody Nobla. Pomimo tej ogromnej rzeszy uczniów Schwinger stawał się w miarę upływu czasu coraz bardziej izolowany od środowiska fizyków. Jego prace były coraz bardziej hermetyczne, oderwane od powszechnie uznawanych nurtów. Chciał on zawsze pokazać, że potrafi wszystko zrobić sam, bez odwoływania się do prac innych fizyków i najczęściej także bez powoływania się na inne prace.

W 1972 r. Schwinger przeniósł się na Uniwersytet Kalifornijski w Los Angeles, gdzie jego kontakty ze środowiskiem fizyków uległy dalszemu osłabieniu. Pracował on tam nad sformułowaniem teorii cząstek elementarnych w nowej postaci, nazwanej przez niego teorią źródeł. Była to próba oderwania się od formalizmu kwantowej teorii pola, który Schwinger oceniał krytycznie, mimo iż sam przyczynił się znacznie do jego rozwoju. Celem teorii źródeł było oderwanie się od abstrakcji pól kwantowych oddziałujących w punkcie, bez uwzględnienia naturalnej rozciągłości wszelkich zjawisk fizycznych. Miała to być teoria fenomenologiczna mocno oparta na doświadczeniu. Jej podstawy Schwinger opisywał tymi słowami:

„It is a phenomenological theory, designed to describe the observed particles, be they stable or unstable. No speculations about the inner structure of particles are introduced, but the road to a conceivable more fundamental theory is left open. No abstract definition of particle is devised; rather, the theory uses symbolic idealizations of the realistic procedures that give physical meaning to the particle concept. The theory is thereby firmly grounded in space-time, the arena within which the experimenter manipulates his tools, but the question of an ultimate limitation to microscopic space-time description is left open, with the decision reserved to experiment.”

[Jest to teoria fenomenologiczna, stworzona do opisu obserwowanych cząstek – trwałych lub nietrwałych. Nie robi się w niej żadnych założeń co do wewnętrznej struktury cząstek, ale droga do bardziej podstawowej teorii pozostaje otwarta. Nie

wprowadza się żadnej abstrakcyjnej definicji cząstki; w tym miejscu teoria źródeł posługuje się symbolicznymi idealizacjami rzeczywistych procedur, które nadają pojęciu cząstki sens fizyczny. Teoria ta jest mocno osadzona w czasoprzestrzeni stanowiącej arenę, na której eksperymentator operuje swoimi przyrządami, ale problem ostatecznych ograniczeń opisu czasoprzestrzennego w skali mikroskopowej pozostaje otwarty, zaś jego rozstrzygnięcie pozostawia się doświadczeniu – IBB.]

(*Particles, Sources, and Fields*, Addison-Wesley (1970))

Teoria źródeł okazała się jednak jedynie przeformułowaniem istniejącej teorii i nie spotkała się z uznaniem środowiska fizyków. Izolację Schwingera pogłębiał również jego bardzo krytyczny stosunek do współczesnej teorii cząstek elementarnych. Uważał, że teoria ta staje się coraz bardziej spekulatywna i oderwana od rzeczywistości.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Memoriał – rezolucja w sprawie nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych*

Resolution on physics teaching in technical universities

1. W ostatnich kilku latach daje się zaobserwować **drastyczny spadek poziomu wiedzy z fizyki u absolwentów szkół średnich**, podejmujących studia techniczne w Polsce. Jedną z przyczyn tego stanu rzeczy są częste przypadki niedopuszczania fizyki do listy przedmiotów, które abiturienti mogą wybrać do zdawania na maturze. Należy przy tym zauważyć, że starający się na studia absolwenci techników, a zwłaszcza liceów zawodowych, wykazują generalnie brak przygotowania do studiów wyższych.

2. **Zaniechanie egzaminów wstępnych z fizyki** w większości wydziałów polskich szkół technicznych, w połączeniu z sytuacją przedstawioną w punkcie 1, powoduje ogólnie bardzo słabe, a ostatnio wyraźnie pogarszające się przygotowanie w zakresie fizyki nowo przyjętych studentów. Przyczyną rezygnacji z egzaminów wstępnych z fizyki jest często obawa przed odrzuceniem kandydatów gorzej przygotowanych, a to z kolei powoduje ograniczanie nauczania fizyki w szkołach przez nauczycieli i mniejsze zainteresowanie tym przedmiotem przez uczniów. To swoiste sprzężenie zwrotne, wyraźnie ostatnio obserwowane, budzi zasadnicze obawy.

3. **Zrezygnowanie z egzaminów wstępnych z fizyki** (między innymi) dla podejmujących studia w uczelniach technicznych mogłoby nastąpić dopiero **po odpowiednim ujęciu tego przedmiotu na egzaminach maturalnych**, przy czym wyrażono opinię, że optymalnym rozwiązaniem byłoby ujednoclenie w Polsce tego egzaminu w formie ogólnokrajowego, jednolitego egzaminu państwowego, organizowanego przez jedną niezależną instytucję.

*Tekst rezolucji przyjętej przez wykładowców fizyki w polskich uczelniach technicznych, biorących udział w konferencji „X Dni Wymiany Doświadczeń w Nauczaniu Fizyki w Szkołach Technicznych”, która odbyła się w Krakowie w dniach 27–28 czerwca 1994 r. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego Konferencji był prof. Jerzy Niewodniczański, wiceprezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego (przyp. Red.).

4. W ramach tzw. procesu unowocześniania planów studiów technicznych w Polsce daje się zauważyć **obniżanie liczby godzin zajęć dydaktycznych**, ale niestety przede wszystkim w zakresie przedmiotów podstawowych, a w szczególności w zakresie fizyki. Jest to proces zupełnie odwrotny do obserwowanego w uczelniach technicznych krajów rozwiniętych, gdzie unowocześnianie programów polega właśnie na **rozszerzaniu zakresu wykładanych przedmiotów podstawowych**, zwłaszcza fizyki, kosztem kursów specjalistycznych. Panuje tam bowiem przekonanie, że zawodowa specjalizacja absolwenta, przebiegająca w zasadzie dopiero w zakładzie pracy, ponadto w trakcie kariery zawodowej często modyfikowana i uaktualniana, wymaga stworzenia szerokich podstaw ogólnych, a przede wszystkim wiedzy matematyczno-przyrodniczej.

5. Zebrani przestrzegają, że obserwowane w niektórych polskich uczelniach technicznych ograniczenie nauczania fizyki spowoduje nie tylko obniżenie poziomu absolwentów tych uczelni, ale również utrudni, a może nawet uniemożliwić wymianę naszych studentów z uczelniami europejskimi, a przede wszystkim **uznanie dyplomów polskich inżynierów w krajach rozwiniętych**, z uwagi na znaczne odstępstwo od przyjętych standardów międzynarodowych; ograniczenie to może również doprowadzić do odmowy rejestracji absolwentów polskich studiów inżynierskich w międzynarodowym systemie FEANI.

6. Zebrani stwierdzili, że jeżeli liczba godzin wykładowych poświęconych na studiach fizyce wyniesie mniej niż 90 (i również ok. 90 godzin ćwiczeń rachunkowych i laboratoryjnych), przedmiot ten nie może **nosić nazwy fizyka** (fizyka ogólna, podstawy fizyki) – z wszelkimi konsekwencjami dla absolwentów – lecz jedynie nazwy tych wybranych działów fizyki, które te wykłady mogą objąć. Są w Polsce uczelnie techniczne, lub wydziały tych uczelni, gdzie przyjęte lub proponowane liczby godzin poświęconych fizyce są znacznie niższe od podanych wyżej wartości. Zwłaszcza drastycznym przykładem są tu kierunki: Informatyka oraz Elektronika i Telekomunikacja na Politechnice Gdańskiej, Inżynieria Środowiska w Akademii Techniczno-Rolniczej w Bydgoszczy i Transport w Politechnice Szczecińskiej, gdzie całkowitą liczbę godzin wykładowych z fizyki ograniczono do 30; znane są również przypadki całkowitej eliminacji fizyki z programów wyższych studiów technicznych (np. kierunki: Architektura i Zarządzanie). Podobne przykłady można znaleźć w programach studiów technicznych w akademiach rolniczych.

7. Zebrani zwracają uwagę na występującą często w uczelniach technicznych praktykę **nauczania niektórych przedmiotów zawodowych „wybranymi działami fizyki”**, przy jednoczesnym eliminowaniu tych zagadnień z wykładanego kursu fizyki. Powoduje to nie tylko drastyczne wypaczenie przedmiotu podstawowego, ale i nauczania zawodu.

8. Zebrani zauważyli, że ograniczanie nauczania fizyki nie jest powszechnie stosowaną praktyką w polskich uczelniach technicznych. Istnieją bowiem szkoły (lub wydziały), które dbają o utrzymanie zarówno szerokiego zakresu, jak i wysokiego poziomu nauczania fizyki. Jednak to stwierdzenie odnosi się jedynie do nielicznych bardziej **renomowanych uczelni** (lub wydziałów).

Zebrani apelują do wszystkich, którzy z racji swojego nauczycielskiego powołania lub administracyjnej funkcji mają wpływ na obraz polskiego szkolnictwa, o podjęcie działań, które przez właściwe uwzględnienie nauczania fizyki ukształtują polskiego inżyniera na miarę XXI wieku.

4. W ramach tzw. procesu unowocześniania planów studiów technicznych w Polsce daje się zauważyć **obniżanie liczby godzin** zajęć dydaktycznych, ale niestety przede wszystkim w zakresie przedmiotów podstawowych, a w szczególności w zakresie fizyki. Jest to proces zupełnie odwrotny do obserwowanego w uczelniach technicznych krajów rozwiniętych, gdzie unowocześnianie programów polega właśnie na rozszerzaniu zakresu wykładanych przedmiotów podstawowych, zwłaszcza fizyki, kosztem kursów specjalistycznych. Panuje tam bowiem przekonanie, że zawodowa specjalizacja absolwenta, przebiegająca w zasadzie dopiero w zakładzie pracy, ponadto w trakcie kariery zawodowej często modyfikowana i uaktualniana, wymaga stworzenia szerokich podstaw ogólnych, a przede wszystkim wiedzy matematyczno-przyrodniczej.

5. Zebrani przestrzegają, że obserwowane w niektórych polskich uczelniach technicznych ograniczenie nauczania fizyki spowoduje nie tylko obniżenie poziomu absolwentów tych uczelni, ale również utrudni, a może nawet uniemożliwić wymianę naszych studentów z uczelniami europejskimi, a przede wszystkim **uznanie dyplomów** polskich inżynierów w krajach rozwiniętych, z uwagi na znaczne odstępstwo od przyjętych standardów międzynarodowych; ograniczenie to może również doprowadzić do odmowy rejestracji absolwentów polskich studiów inżynierskich w międzynarodowym systemie FEANI.

6. Zebrani stwierdzili, że jeżeli liczba godzin wykładowych poświęconych na studiach fizyce wyniesie mniej niż 90 (i również ok. 90 godzin ćwiczeń rachunkowych i laboratoryjnych), przedmiot ten nie może **nosić nazwy fizyka** (fizyka ogólna, podstawy fizyki) – z wszelkimi konsekwencjami dla absolwentów – lecz jedynie nazwy tych wybranych działów fizyki, które te wykłady mogą objąć. Są w Polsce uczelnie techniczne, lub wydziały tych uczelni, gdzie przyjęte lub proponowane liczby godzin poświęconych fizyce są znacznie niższe od podanych wyżej wartości. Zwłaszcza drastycznym przykładem są tu kierunki: Informatyka oraz Elektronika i Telekomunikacja na Politechnice Gdańskiej, Inżynieria Środowiska w Akademii Techniczno-Rolniczej w Bydgoszczy i Transport w Politechnice Szczecińskiej, gdzie całkowitą liczbę godzin wykładowych z fizyki ograniczono do 30; znane są również przypadki całkowitej eliminacji fizyki z programów wyższych studiów technicznych (np. kierunki: Architektura i Zarządzanie). Podobne przykłady można znaleźć w programach studiów technicznych w akademiach rolniczych.

7. Zebrani zwracają uwagę na występującą często w uczelniach technicznych **praktykę nazywania niektórych przedmiotów zawodowych „wybranymi działami fizyki”**, przy jednoczesnym eliminowaniu tych zagadnień z wykładanego kursu fizyki. Powoduje to nie tylko drastyczne wypaczenie przedmiotu podstawowego, ale i nauczania zawodu.

8. Zebrani zauważyli, że ograniczanie nauczania fizyki nie jest powszechnie stosowaną praktyką w polskich uczelniach technicznych. Istnieją bowiem szkoły (lub wydziały), które dbają o utrzymanie zarówno szerokiego zakresu, jak i wysokiego poziomu nauczania fizyki. Jednak to stwierdzenie odnosi się jedynie do **nielicznych bardziej renomowanych uczelni** (lub wydziałów).

Zebrani apelują do wszystkich, którzy z racji swojego nauczycielskiego powołania lub administracyjnej funkcji mają wpływ na obraz polskiego szkolnictwa, o podjęcie działań, które przez właściwe uwzględnienie nauczania fizyki ukształtują polskiego inżyniera na miarę XXI wieku.

Janusz Kozłowski, Jarosław Pietrzak, Romuald Znamierowski

*Katedra Fizyki
Uniwersytet Szczeciński
Szczecin*

Dynamika nieliniowa i chaos na przykładzie układu RLC

Nonlinear dynamics and chaos in a RLC circuit

Abstract: A nonlinear RLC circuit was introduced into students physics laboratory. Some theoretical concepts of the bifurcation theory and chaos are described on the introductory level. Experimental results (examples of periodic and chaotic attractors, coexisting attractors, period doubling cascades) are presented.

1. Wstęp

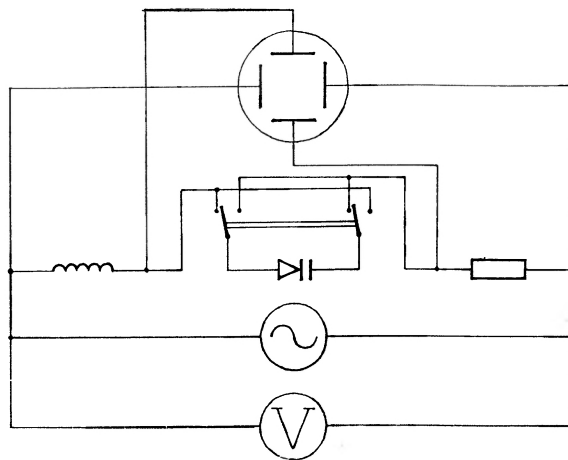
W niniejszym artykule przedstawiamy opis ćwiczenia wykonywanego na Uniwersytecie Szczecińskim w ramach I Pracowni Fizycznej przez studentów kierunku fizyki. Zagadnienia teorii bifurkacji i chaosu są elementami wykładów fizyki w wielu szkołach wyższych za granicą. Także w Polsce prowadzone są wykłady, w których znajdują się bloki poświęcone chaosowi. Najczęściej studiowanie tych zagadnień opiera się na wykonywaniu i analizie eksperymentów numerycznych. Powód jest oczywisty: powszechny dostęp do stosunkowo szybkich komputerów. Jednak dopiero realny eksperyment fizyczny dostarcza przekonującego dowodu na występowanie zjawisk przewidywanych przez teorię. W celu zapoznania studentów ze zjawiskami występującymi w nieliniowych układach dynamicznych wybraliśmy naszym zdaniem najprostszy układ elektryczny: układ RLC. Modyfikacja w stosunku do klasycznego doświadczenia polega na zastąpieniu „zwykłego” kondensatora diodą półprzewodnikową o nieliniowej charakterystyce. Doświadczenia w takim układzie zostały wykonane po raz pierwszy w 1981 r. i przedstawione

w [1]. Bardzo obszerny artykuł na temat zjawisk występujących w układzie RL z diodą przedstawiony jest w [2], a popularne wprowadzenie do zagadnienia w języku polskim znajduje się w [3].

W niniejszej publikacji skrót RLC oznacza układ składający się z opornika (R), cewki (L) i diody pojemnościowej o nieliniowej charakterystyce. Natomiast pisząc o „klasycznym RLC” mamy na myśli układ składający się z opornika (R), cewki (L) i kondensatora (C).

2. Zestaw doświadczalny

Zestaw do wykonywania ćwiczenia składa się z następujących elementów: generatora drgań, płytki z zamontowanymi elementami elektrycznymi, miernika napięcia i miernika częstości oraz oscyloskopu. Najważniejszym elementem jest oczywiście płytka, na której zamontowano opornik o oporze $100\ \Omega$, diodę typu 1N407 oraz cewkę o indukcyjności $6.7\ \text{mH}$. Schemat połączeń na płytce przedstawia rys. 1. Specjalną uwagę zwracamy na zamontowany dodatkowo przełącznik, dzięki któremu dioda może być podłączona w szereg z pozostałymi elementami zarówno w kierunku przewodzenia jak i w kierunku zaporowym.



Rys. 1. Schemat połączeń elektrycznych na płytce montażowej

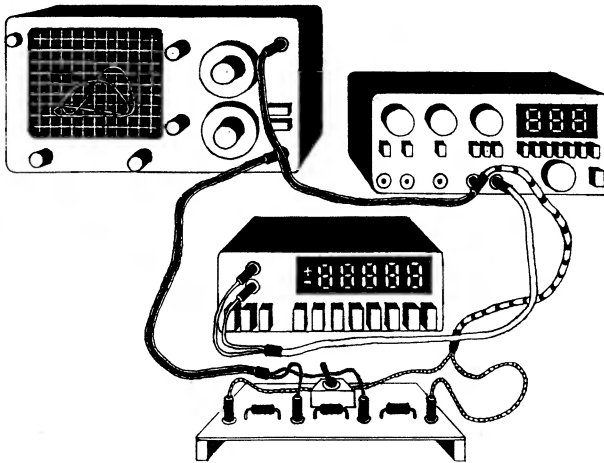
Wymagania dotyczące zastosowanych urządzeń są następujące:

- 1) Generator do wytwarzania drgań periodycznych, z możliwością regulacji amplitudy w przedziale $\pm 5\ \text{V}$ oraz częstości w zakresie od $1\ \text{kHz}$ do $5\ \text{MHz}$. Zastosowaliśmy generator, który wytwarza sygnały piłokształtne, prostokątne i sinusoidalne.

2) Dobrze jest zastosować mierniki cyfrowe pozwalające mierzyć amplitudę i częstotliwość z dokładnością do kilku miejsc dziesiętnych. Do kontroli wartości amplitudy zastosowano miernik uniwersalny. Odczytu częstotliwości dokonywano z wyświetlacza cyfrowego wbudowanego w generatorze.

3) Ze względów dydaktycznych, m.in. w celu ułatwienia obserwacji scenariusza dojścia do chaosu przez podwojenie okresu, zastosowano oscyloskop dwukanałowy.

Schemat stanowiska do badania układu RLC został przedstawiony na rys. 2.



Rys. 2. Schemat stanowiska pomiarowego do badania układu RLC

3. Elementy teorii bifurkacji i chaosu

W tej części chcemy przedstawić podstawowe pojęcia potrzebne do zrozumienia obserwowanych zjawisk. Więcej informacji na ten temat zawierają pozycje [4-6] lub w bardziej zmatematyzowanej formie np. [7].

Badany układ jest przykładem nieliniowego układu dynamicznego. Przy ustalonych wartościach początkowych i ustalonych wartościach parametrów układ ewoluuje do stanu (rozwiązania) stabilnego. W celu scharakteryzowania granicznego (po wytłumieniu procesów przejściowych) zachowania się układu wprowadza się pojęcie atryktora. W sensie matematycznym jest to zbiór graniczny w przestrzeni fazowej, w sensie fizycznym – stan drgań, do którego dąży układ.

Okazuje się, że w układach nieliniowych występuje wiele różnych rozwiązań

(atraktorów). W badanym układzie występują zarówno rozwiązania okresowe jak i rozwiązania chaotyczne. Pisząc o rozwiązaniu okresowym mamy na myśli taki ostateczny stan, kiedy okres drgań układu jest całkowitą wielokrotnością okresu drgań siły wymuszającej. Niewątpliwie najciekawsze są rozwiązania chaotyczne, kiedy układ generuje drgania w sposób zupełnie nieregularny. Dalej w tekście używać będziemy skrótów: p1, p2, p4 itd. na określenie rozwiązań o okresie równym odpowiednio jednemu, dwóm, czterem itd. okresom drgania siły wymuszającej, natomiast atraktor chaotyczny oznaczymy przez CH. Jeżeli w tych samych warunkach (nie zmienione wartości parametrów) otrzymuje się więcej niż jedno rozwiązanie – to mamy do czynienia z rozwiązaniami współlistniejącymi. Wybór jednego z możliwych rozwiązań zależy wtedy od stanu początkowego układu.

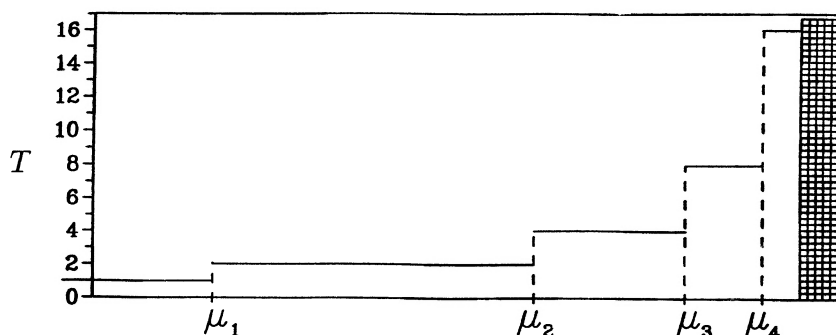
W badanym układzie parametrami są: amplituda i częstość drgań wymuszających. Badanie zmian w zachowaniu układu prowadzimy w funkcji zmian jednego parametru (zwanego dalej parametrem kontrolnym), przy ustalonej wartości drugiego. Przy pewnych wartościach parametru kontrolnego obserwujemy nagle przejście od jednego atraktora do innego. Na przykład rozwiązanie o okresie 2 ustępuje miejsca rozwiązaniu o okresie 4. Taka jakościowa zmiana charakteru rozwiązania nosi nazwę *bifurkacji*. Wartość parametru przy której występuje bifurkacja nosi nazwę *punktu bifurkacyjnego*. Bifurkacje (przejście od jednego atraktora do innego) będziemy dalej oznaczać symbolem \rightarrow (strzałka). Przykładowo zapis: $p_8 \rightarrow CH$ oznacza bifurkację z atraktora, jakim jest sygnał o okresie 8 względem drgania wymuszającego, do atraktora chaotycznego. W badanym układzie możemy obserwować kilka typów bifurkacji. Ponieważ celem ćwiczenia jest wprowadzenie w zagadnienie, skoncentrowaliśmy uwagę na bifurkacji typu podwojenia okresu (oznaczanego dalej skrótem *pd* od ang. *period doubling*), charakteryzującej się przejściem od atraktora o okresie T do atraktora o okresie $2T$. W tym miejscu chcemy wyjaśnić, dlaczego właśnie ten typ bifurkacji jest szczególnie interesujący z naszego punktu widzenia. Powód: w doświadczeniu możemy zaobserwować całe kaskady (niestety, z powodu ograniczeń sprzętowych nie mogą one być nieskończone) takich bifurkacji; niektóre z nich przechodzą w rozwiązania chaotyczne. Oznacza to możliwość obserwacji klasycznego już tzw. scenariusza dojścia do chaosu przez podwojenie okresu (czyli właśnie kaskady kolejnych bifurkacji typu *pd*), opisanego po raz pierwszy przez M. Feigenbauma w [8]. Odstęp pomiędzy kolejnymi punktami bifurkacyjnymi określa stała Feigenbauma δ

$$\delta = \frac{\mu_i - \mu_{i-1}}{\mu_{i+1} - \mu_i} \approx 4.669.$$

Przez μ_i oznaczamy tu położenie kolejnego i -tego punktu bifurkacyjnego, w którym zachodzi bifurkacja typu *pd*. Niestety, dokładność wyznaczenia wartości tej

stałej w rzeczywistym eksperymencie nie jest duża z powodu wspomnianych ograniczeń sprzętowych. (Zainteresowany student może w krótkim czasie wyznaczyć stałą δ z dużą dokładnością w eksperymencie numerycznym badając np. równanie logistyczne.)

Wartości parametru kontrolnego, przy których występują bifurkacje można notować w tabeli lub graficznie. Przedstawienie graficzne dokonywane jest w formie uproszczonego diagramu bifurkacyjnego (zrezygnowano z wprowadzania pojęcia przekroju Poincarégo). Przykład takiego diagramu zamieszczamy poniżej (rys. 3). Przedstawia on sekwencję kolejnych bifurkacji typu pd prowadzących do chaosu.



Rys. 3. Przykład uproszczonego diagramu bifurkacyjnego. $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4$ oznaczają położenie punktów bifurkacyjnych, w których obserwujemy kolejne bifurkacje typu pd: $p1 \rightarrow p2, p2 \rightarrow p4, p4 \rightarrow p8, p8 \rightarrow p16$

Poziome odcinki na diagramie bifurkacyjnym oznaczają kolejne atraktory okresowe. Na osi rzędnych symbolem T oznaczono stosunek okresu sygnału wyjściowego do okresu drgań sygnału wymuszającego. Przykładowo poziomy odcinek na wysokości $T = 8$ oznacza, że mamy do czynienia z rozwiązaniem typu $p8$ (atraktor okresowy o okresie 8). Jeżeli przy danej wartości parametru występuje atraktor chaotyczny stawiamy pionową kreskę, której wysokość jest dowolna. Pisząc dalej w tekście o diagramach bifurkacyjnych zawsze będziemy rozumieli przez to właśnie diagram uproszczony.

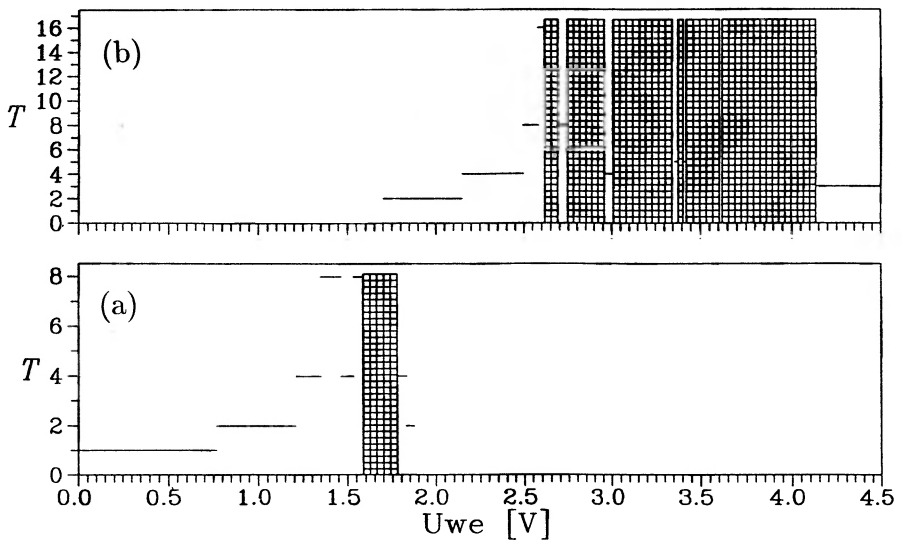
Diagram bifurkacyjny tworzymy na podstawie obserwowanych na ekranie oscyloskopu: przebiegu czasowego sygnału generowanego przez układ (porównuje się okres drgania tego sygnału z okresem drgania sygnału z generatora) i kształtu trajektorii w układzie (U_{we}, U_{diody}). Analiza przebiegu czasowego pozwala na określenie rodzaju atraktora, natomiast punkty bifurkacyjne lokalizujemy na podstawie jakościowych zmian kształtu trajektorii.

4. Wyniki

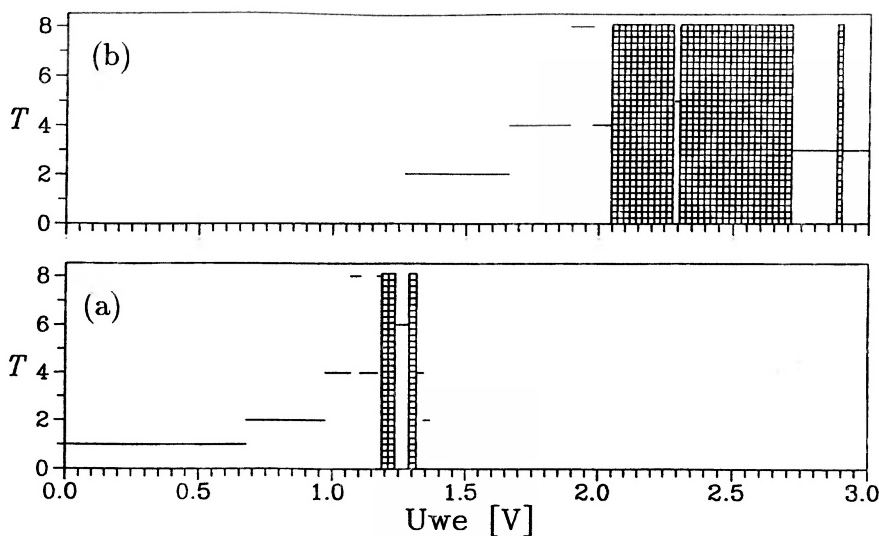
Eksperyment polega na zbadaniu zmian w zachowaniu się układu pod wpływem zmian parametru kontrolnego. Student sam może określić przebieg ćwiczenia decydując o wyborze parametru kontrolnego i kształcie sygnału podawanego z generatora.

W niniejszym artykule przedstawiamy wyniki uzyskane w przypadku, gdy parametrem kontrolnym jest amplituda drgania wymuszającego. Wartość drugiego parametru (częstość sygnału wymuszającego) została ustalona dowolnie i wynosi $\omega = 246$ kHz. Przełącznik ustawiony w pozycji: przewodzenie. Prezentujemy wyniki uzyskane w dwóch seriach doświadczeń. W serii A układ był pobudzany sygnałem prostokątnym, natomiast w serii B sygnałem sinusoidalnym.

W trakcie doświadczenia zwiększamy amplitudę drgań wymuszających w zakresie od zera do kilku woltów. Kompletne diagramy bifurkacyjne zostały przedstawione na rys. 4 – wyniki serii A i na rys. 5 – wyniki serii B. Na osi rzędnych symbolem T oznaczono stosunek okresu zmian napięcia na diodzie do okresu drgań sygnału wymuszającego, a na osi odciętych zaznaczono wartość amplitudy



Rys. 4. Diagram bifurkacyjny uzyskany w serii A. Drgania wymuszone sygnałem prostokątnym. Na dole (rys. 4a) diagram uzyskany przy zwiększaniu wartości parametru kontrolnego, na górze (rys. 4b): diagram uzyskany przy zmniejszaniu wartości parametru kontrolnego



Rys. 5. Diagram bifurkacyjny uzyskany w serii B. Drgania wymuszone sygnałem sinusoidalnym. Na dole (rys. 5a) diagram uzyskany przy zwiększaniu wartości parametru kontrolnego, na górze (rys. 5b) diagram uzyskany przy zmniejszaniu wartości parametru kontrolnego

U_{we} napięcia podawanego z generatora. Ze względów dydaktycznych zarówno rys. 4 jak i rys. 5 składają się z dwóch części, gdyż przy pewnych wartościach parametru kontrolnego występują omówione wcześniej rozwiązania współistniejące. Poniżej omówimy dokładniej wyniki uzyskane w serii A, przedstawione na rys. 4.

Badanie rozpoczynamy startując od minimalnej wartości amplitudy. Początkowo okres drgania sygnału mierzonego na diodzie jest równy okresowi drgania wymuszającego (pozioma kreska na wysokości $T = 1$ na rys. 4a). Następnie obserwujemy tzw. niekompletną kaskadę Feigenbauma, czyli sekwencję trzech kolejnych bifurkacji typu podwojenie okresu: $p1 \rightarrow p2$, $p2 \rightarrow p4$, $p4 \rightarrow p8$. Dalsze zwiększanie amplitudy powoduje, że po rozwiązaniu o okresie 8 obserwujemy rozwiązanie o okresie 4 po czym układ ponownie „wybiera” rozwiązanie o okresie 8. Po kolejnej bifurkacji oscylacje stają się chaotyczne.

Przy dalszym zwiększaniu amplitudy obserwujemy jeszcze dwie bifurkacje: $CH \rightarrow p4$ oraz $p4 \rightarrow p2$, po czym układ przechodzi skokowo (bifurkacja typu *saddle node*, która nie jest przedmiotem naszego zainteresowania) do innego stanu, a mianowicie do innego atraktora o okresie 2 (pierwsza pozioma kreska na wysokości $T = 2$ na rys. 4b).

Zmieniając teraz wartość parametru kontrolnego (na przemian zwiększając i zmniejszając) wyznaczamy przedział, w którym obserwujemy atraktory współlist-

niejące. Jak widać, historia układu w tym przedziale może potoczyć się dwiema drogami: poprzez sekwencję bifurkacji $CH \rightarrow p4 \rightarrow p2$ lub po drugim atraktorze $p2$.

Po bifurkacji polegającej na skokowym przejściu z jednego atraktora $p2$ na współlistniejący atraktor $p2$ (przenosimy wzrok z rys. 4a na rys. 4b), ponownie obserwujemy kaskadę podwojeń okresu: $p2 \rightarrow p4 \rightarrow p8 \rightarrow p16$. Tym razem udało nam się zaobserwować kaskadę składającą się z trzech kolejnych bifurkacji, po których układ przechodzi do stanu chaotycznego. Po atraktorze chaotycznym zaobserwowaliśmy jeszcze następujące atraktory: $p8$, CH , $p16$, CH , $p4$, po których zanotowaliśmy sekwencję atraktorów: CH , $p5$, CH , $p7$, CH oraz $p3$. Osiągnęliśmy prawy kraniec diagramu przedstawionego na rys. 4b.

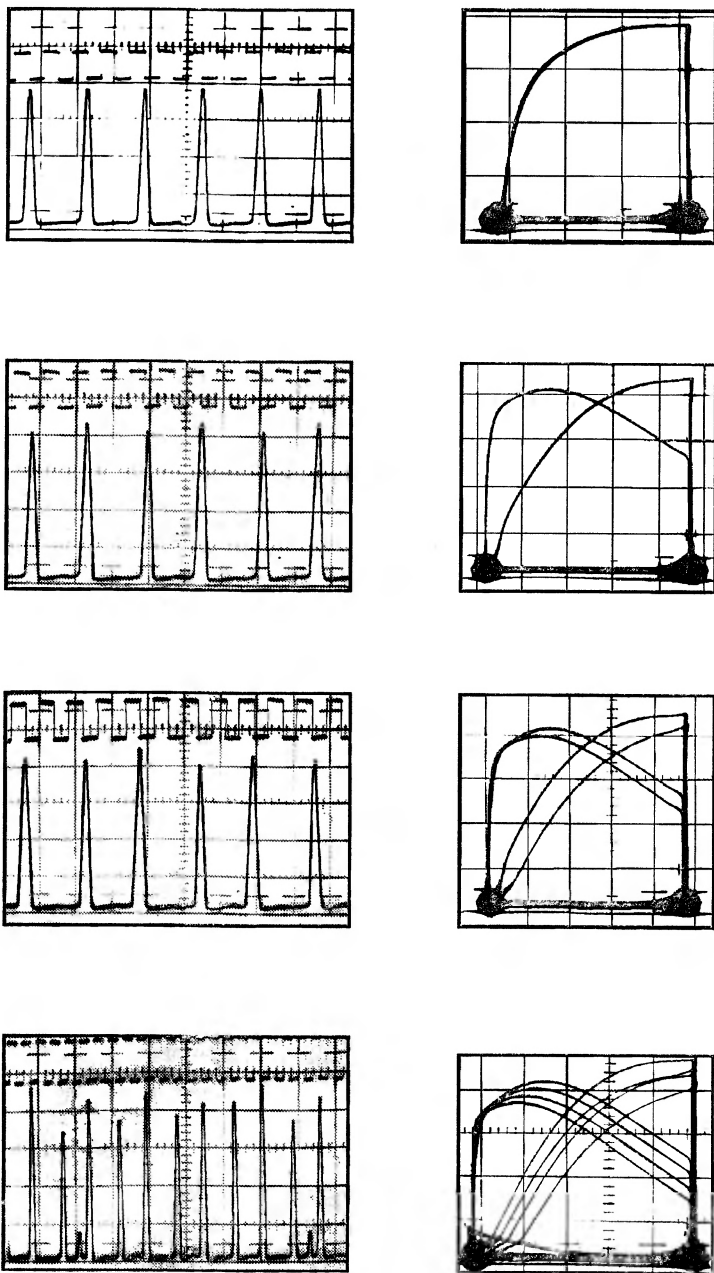
Kolejność występowania bifurkacji w przypadku gdy sygnał z generatora ma kształt sinusoidalny jest w zasadzie taka sama. Sekwencje bifurkacji przedstawione na rys. 4a i rys. 5a są identyczne do momentu osiągnięcia stanu chaotycznego. Obszar chaosu na rys. 4a stanowi jednolity „blok”, natomiast na rys. 5a widzimy, że pomiędzy dwoma obszarami chaotycznymi występuje rozwiązanie o okresie 6. Porównując dalej rys. 4b i rys. 5b widzimy, że na rys. 4b w obszarze rozwiązań chaotycznych występują liczne inkluzje w postaci rozwiązań periodycznych, natomiast na rys. 5b bardzo szeroki obszar chaosu jest przerwany tylko raz (atraktor periodyczny o okresie 5). Różnice występują także po prawej stronie diagramów. Na rys. 5b przedział gdzie występuje rozwiązanie typu $p3$ jest podzielony na dwie części przez wąski obszar chaosu.

Naszym zdaniem przyczyny tych różnic to m.in. duża czułość układu na stan początkowy. Wartości parametrów w seriach mogą się różnić nieznacznie ale mieć duży wpływ na zachowanie układu. Jest także możliwe, że nie zaobserwowaliśmy wszystkich rozwiązań współlistniejących.

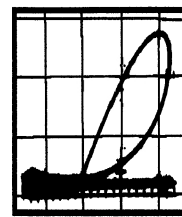
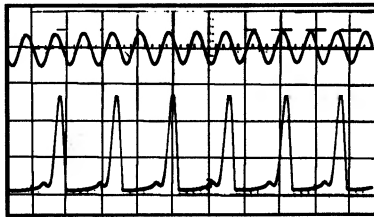
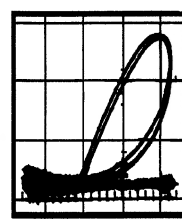
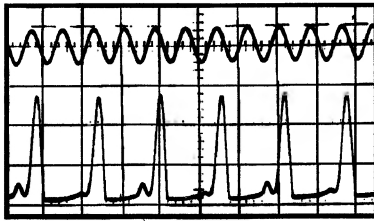
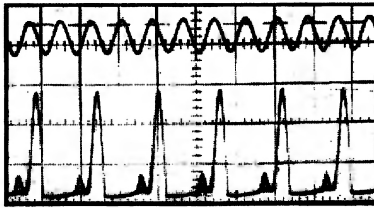
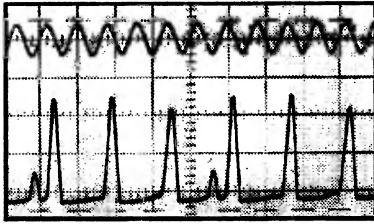
Poniżej zilustrujemy przykładowo trzy charakterystyczne sekwencje bifurkacji: kaskadę podwojeń okresu, atraktory współlistniejące i tzw. okna okresowości.

Obiektem naszego największego zainteresowania była kaskada bifurkacji typu pd w celu wyznaczenia na tej podstawie stałej Feigenbauma δ . Taką wyraźną kaskadę bifurkacji $p2 \rightarrow p4$, $p4 \rightarrow p8$, $p8 \rightarrow p16$ obserwowaliśmy w przypadku sygnału wymuszającego prostokątnego dla wartości amplitud odpowiednio: 2.150, 2.497, 2.579 V (patrz rys. 4b). Na rys. 6 widzimy atraktory: $p2$, $p4$, $p8$, $p16$ tworzące tę kaskadę.

Po lewej stronie rys. 6 zebrano przebiegi czasowe, przy czym górny przebieg przedstawia sygnał wymuszający (o wartości chwilowej U_{we}), natomiast dolny – sygnał mierzony na diodzie (U_{diody}). Po prawej stronie na rys. 6 zebrano trajektorie (w układzie U_{we} , U_{diody}). Wartość stałej Feigenbauma δ wyznaczona na podstawie tej sekwencji jest zbliżona do wartości uzyskanej na drodze numerycz-



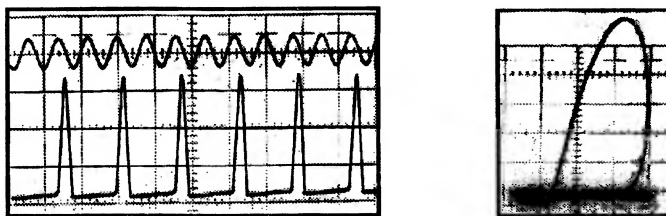
Rys. 6. Kaskada bifurkacji podwojenia okresu. Po lewej stronie zebrano przebiegi czasowe (w górnej części dla porównania sygnał wymuszający, w dolnej sygnał na diodzie). Po prawej trajektorie w układzie (U_{we}, U_{diody})



Rys. 7. Przebiegi czasowe i trajektorie kolejnych rozwiązań współistniejących z rozwiązaniami przedstawionymi na rys. 8

nej i wynosi 4.2. Niestety, powtarzalność wyników w tym eksperymencie nie jest wysoka. Stała Feigenbauma δ jest wielkością asymptotyczną, co oznacza, że może być wyznaczona tym dokładniej im więcej kolejnych bifurkacji może być zmierzonych. W doświadczeniach w tym układzie najlepsza wartość wyznaczona na podstawie uzyskanych wyników wyniosła 4.6 i została uzyskana tylko raz.

Innym ciekawym zjawiskiem, z którym mamy do czynienia w układach nieliniowych, jest występowanie rozwiązań współistniejących. Jak już wspominaliśmy, zmieniając wartość parametru kontrolnego (na przemian zwiększając i zmniejszając) możemy wyznaczyć przedział występowania atraktorów współistniejących. Rysunek 7 przedstawia trajektorie i przebiegi czasowe atraktorów typu p6, CH, p4 i p2 współistniejących z przebiegiem typu p2 (rys. 8). Fotografie przedstawiają wyniki uzyskane w przypadku, gdy układ był sterowany sygnałem sinusoidalnym. Należy zauważyć, że trajektorie atraktorów o tym samym okresie (p2) różnią się między sobą kształtem i wielkością.

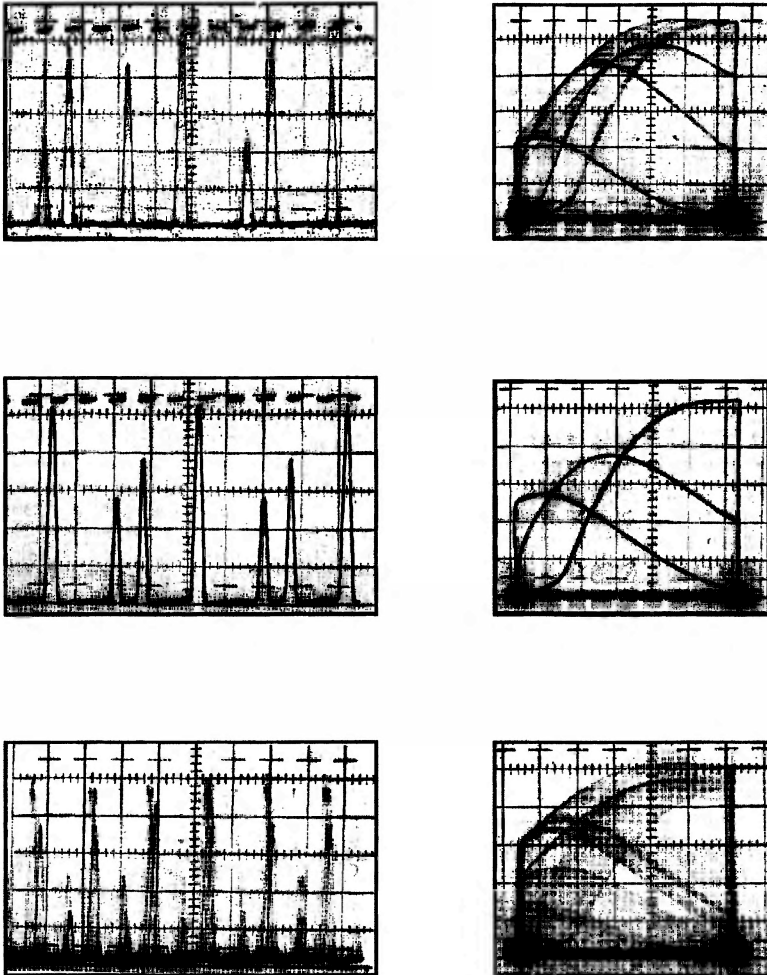


Rys. 8. Atraktor periodyczny (p2) współistniejący z rozwiązaniami pokazanymi na rys. 7

Atraktory pokazane na rys. 7 otrzymaliśmy zwiększając amplitudę U_{we} . Kolejno pojawiały się bifurkacje: p6 \rightarrow CH ($U_{we} = 1.29$ V), CH \rightarrow p4 (przy $U_{we} = 1.32$ V) oraz p4 \rightarrow p2 ($U_{we} = 1.37$ V). Przy wartości $U_{we} = 1.37$ V trajektoria nagle zmieniła kształt, ale był to nadal atraktor typu p2. Gdy następnie zmniejszaliśmy amplitudę, opisane powyżej bifurkacje nie miały miejsca, jak można się było spodziewać, w odwrotnej kolejności. Rozwiązanie p2 (rys. 8) utrzymywało się aż do osiągnięcia wartości $U_{we} = 1.27$ V, kiedy to równie nagle nastąpił przeskok na atraktor typu p6. W omawianym przedziale wystarczy niewielkie zaburzenie (regulacja oscyloskopu, iskrzenie na stykach) aby układ przeszedł skokowo do innego (współistniejącego) stanu.

Kolejnym interesującym nas zjawiskiem była obserwacja okien okresowości. Jest to wąski przedział wartości parametru kontrolnego, w którym pomiędzy dwoma innymi atraktorami chaotycznymi pojawia się atraktor periodyczny. Jedno z takich okien obserwujemy przy wymuszaniu sygnałem prostokątnym.

Przy U_{we} około 3.37 V obserwujemy atraktor typu p5 (rys. 9b). Bezpośrednio obok, tj. przy U około 3.09 V i 3.42 V, występują atraktory chaotyczne (rys. 9a i rys. 9c). Z powodu bardzo małej szerokości występowania rozwiązania typu p5 i niemożności utrzymania dostatecznie stabilnej wartości parametru kontrolnego na rys. 9 oprócz właściwego sygnału typu p5 widoczny jest także „szum” pochodzący od rozwiązań chaotycznych.



Rys. 9. Rozwiązania obserwowane w okolicy okna okresowości. a) i c) atraktory chaotyczne, b) atraktor periodyczny o okresie 5

5. Wnioski

Opisane ćwiczenie stanowi, naszym zdaniem, dobry praktyczny wstęp do zagadnień związanych z dynamiką nieliniową. Po wykonaniu ćwiczenia student potrafi rozpoznawać atraktory okresowe i chaotyczne, wyszukiwać i rozpoznawać atraktory współlistniejące i wyznaczać punkty bifurkacyjne. Okazuje się także, że jeżeli wykorzystamy przyrządy o większej rozdzielczości możemy doświadczalnie wyznaczyć wartość stałej Feigenbauma δ .

Zastosowanie mikrokomputera z kartą oscyloskopową (o czym tu nie wspominaliśmy) pozwala na wykorzystanie dodatkowych możliwości zbierania i przetwarzania danych doświadczalnych, które mogą stanowić np. podstawę do ćwiczeń numerycznych.

Autorzy pragną podziękować wszystkim kolegom, którzy okazali swoją pomoc w opracowaniu i uruchomieniu ćwiczenia, a szczególnie J. Holzfussowi (Technische Hochschule Darmstadt) za gotowość do udzielania odpowiedzi na nasze pytania w trakcie przygotowywania ćwiczenia.

Literatura

- [1] P.S. Lindsay, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1445 (1981).
- [2] W. Lauterborn, W. Meyer-Ilse, *Physik in unserer Zeit* **17**, 177 (1987).
- [3] D. Smith, *Świat Nauki*, 99, marzec 1992.
- [4] P. Bergé, Y. Pomeau, Ch. Vidal, *Order within Chaos*, 1984.
- [5] A.E. Jackson, *Perspectives of Nonlinear Dynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, New York 1991).
- [6] J.M.T. Thompson, H.B. Stewart, *Nonlinear Dynamics and Chaos* (Wiley and Sons, Chichester, New York 1986).
- [7] S. Wiggins, *Introduction to Applied Nonlinear Dynamical Systems and Chaos* (Springer Verlag, New York 1990).
- [8] M.J. Feigenbaum, *J. Stat. Phys.* **19**, 25 (1978).

NOWOŚCI NAUKOWE

George Pickett

*School of Physics and Materials
Lancaster University
Lancaster, Wielka Brytania*

Odkrycie nadprzewodnictwa magnetycznego*

New twists in superfluidity rewarded

Abstract: Magnetic fields can be used to set up a spin supercurrent in superfluid helium-3 and create a unique quantum mechanical state.

Rozpad Związku Radzieckiego oznacza, oprócz wielu innych rzeczy, koniec przyznawania Nagrody Leninowskiej. Dobrze jednak, że została ona zastąpiona przez Nagrodę Państwową Federacji Rosyjskiej, która choć nie ma takiego samego wydźwięku, jest również nagrodą prestiżową.

Jedną z nagród za rok 1993 otrzymali: Andrej Borowik-Romanow, Jurij Bunkow, Władimir Dmitriew i Jurij Mucharskij, fizycy doświadczalni w dziedzinie niskich temperatur z Instytutu Kapicy w Moskwie oraz Igor Fomin, teoretyk z Instytutu Landaua – za odkrycie nadprzewodnictwa magnetycznego (czyli spinowego) w nadciekłym helu-3. Nagroda ta trafiła we właściwe ręce, gdyż w tym roku przypada setna rocznica urodzin Piotra Kapicy, który w tym samym instytucie w 1938 r. odkrył pierwszy płyn nadciekły, hel-4. Kapica założył moskiewski instytut w 1934 r., po swoim powrocie z Cambridge do ZSRR.

* Artykuł, opublikowany w *Physics World* 7, nr 1, 27 (1994), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1994 by IOP Publishing Ltd.] (przyp. Red.).

Nadprzewodnictwo spinowe jest nową „nad”-własnością, która pojawia się obok nadciekłego przepływu masy i elektrycznego prądu nadprzewodnictwa. Związane z tym odkrycie stanów o spójnej precesji oznacza zjawisko, które jest zupełnie nowe nie tylko w dziedzinie cieczy kwantowych, ale w całej mechanice kwantowej [1,2].

Płyny w stanie nadciekłym są wyjątkowymi substancjami; cała makroskopowa objętość płynu opisana jest pojedynczą funkcją falową. Dzięki temu wszystkie cząstki składowe są skorelowane, a mechanika kwantowa działa w skali makroskopowej. Dla tych z nas, którzy mają do czynienia tylko ze zwykłymi płynami, gdzie cząsteczki są w mniejszym lub większym stopniu niezależne i z pewnością nieskorelowane – zachowanie się płynów nadciekłych jest w dużej mierze sprzeczne z intuicją i często wręcz magiczne. Jednakże prosty opis płynów w stanie nadciekłym – tylko jeden układ równań jest potrzebny do opisanie ruchu płynu zamiast oddzielnego układu dla każdej cząstki – czyni z nich doskonały materiał do badania bardziej złożonych układów.

Obecnie dostępne eksperymentalnie są trzy płyny w stanie nadciekłym: nadciekły ^4He , gaz elektronowy w nadprzewodnikach i nadciekły ^3He . (Przypuszcza się, że protony i neutrony w gwiazdach neutronowych są także płynami nadciekłymi.) Atomy w nadciekłym ^4He charakteryzują się tylko masą. Oznacza to, że z niewielkimi wyjątkami nie możemy bezpośrednio obserwować przepływu nadciekłego; możemy tylko wprowadzić masę w jednym końcu układu, wydostać ją w przeciwnym i wnioskować o zachowaniu się układu na podstawie spadku ciśnienia.

Sprawa jest łatwiejsza w nadprzewodniku, gdyż płyn nadciekły utworzony jest ze sprzężonych par elektronów (par Coopera), które niosą ładunek, umożliwiając w ten sposób poruszanie płynu typowymi metodami elektrycznymi. Niemniej jednak, trudno jest obserwować elektrony wewnątrz materiału i tu pojawia się wielka zaleta nadciekłego ^3He . Podstawowym elementem nadciekłości jest znów para Coopera – w tym przypadku para atomów ^3He . Atomy ^3He mają spin jądrowy i związany z nim moment magnetyczny, a wypadkowy spin pary Coopera może być obserwowany w dowolnym miejscu płynu nadciekłego metodą jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR). Fizycy z Instytutu Kapicy użyli NMR do badania m.in. spinowego analogu efektu Josephsona (zachowania się prądu płynącego między dwoma nadprzewodnikami, które mają różne fazy i są oddzielone bardzo cienkim przewężeniem).

Aby zrozumieć ideę nadprzewodzącego prądu spinów, musimy pamiętać, że płyn nadciekły usiłuje zachować amplitudę i fazę swojej funkcji falowej gładką i w miarę możliwości stałą. Jeżeli wytworzymy gradient fazy funkcji falowej, spowoduje to wzrost energii i układ zareaguje przepływem dążąc do zniwelowania gradientu. W ^4He oznacza to po prostu przepływ masy. W nadprzewodniku powstaje

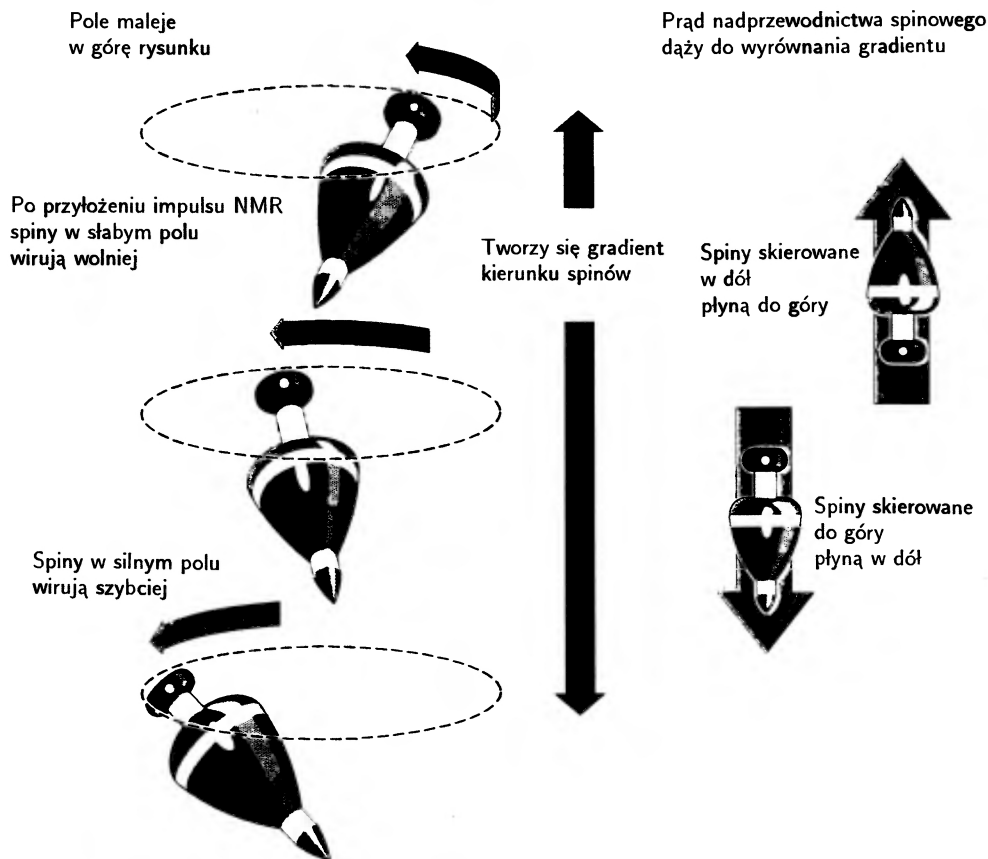
prąd elektryczny. W nadciekłym ^3He powstaje prąd spinowy (czyli magnetyczny).

W NMR próbka jest umieszczana w stałym polu magnetycznym, które dąży do uporządkowania momentów magnetycznych równoległe do kierunku pola. Następnie krótki impuls pola magnetycznego o częstotliwości radiowej zostaje przyłożony prostopadłe do kierunku stałego pola magnetycznego. Wytrąca to moment magnetyczny z położenia równowagi, a dipol magnetyczny próbuje ponownie ustawić się wzdłuż kierunku przyłożonego pola. Ponieważ wirujące jądro jest żyroskopem, zamiast powrotu do stanu równowagi, oś spinu (i moment magnetyczny) zaczął wykonywać precesję wokół kierunku pola stałego. Dokonujący precesji moment może być następnie wykryty przy pomocy cewki reagującej na sygnał o częstotliwości radiowej.

Szybkość precesji jest proporcjonalna do przyłożonego pola. Tak więc, jeśli jednorodne pole magnetyczne zostanie zastąpione polem niejednorodnym i przyłożony zostanie impuls NMR, to spiny będą wirować z różnymi szybkościami prowadząc do niejednorodności w ich ustawieniu. Nie stwarza to żadnych problemów w zwykłych substancjach składających się z niezależnych atomów. Jednakże w płynie nadciekłym takim jak ^3He , gdzie cała ciecz jest skorelowana, gradient kierunku spinów prowadzi do gradientu fazy funkcji falowej. Jak wyjaśniono powyżej, indukuje to nadciekły przepływ spinów, czyli „prąd nadprzewodnictwa spinowego”, który przeciwdziała gradientowi (rys. 1). Składniki płynu nadciekłego ze spinami skierowanymi w górę i w dół będą poruszać się w przeciwnych kierunkach powodując wypadkowy przepływ spinów, ale brak przepływu masy.

Prąd nadprzewodnictwa spinowego jest jedną z głównych własności nadciekłości spinowej, ale na tym sprawa się nie kończy. Prądy nadprzewodnictwa spinowego powodują także powstanie nowego stanu o wirującej funkcji falowej w fazie B nadciekłego ^3He . (Nadciekły ^3He ma dwie główne fazy, ale szczegółami nie będziemy się tutaj zajmować.) Wyobraźmy sobie, że płyn nadciekły znajduje się w komórce zamkniętej od góry i że pole magnetyczne wzrasta w kierunku od góry do dołu. Jeśli przyłożymy duży impuls NMR, to spiny zostaną wytrącone z położenia równowagi i powstanie, jak poprzednio, prąd nadprzewodnictwa (rys. 2a). Przepływ prądu przemieszcza spiny skierowane w dół ku wierzchowi komórki, a spiny skierowane w górę – w kierunku dna. Zatem spiny w pobliżu dna komórki wracają do swojej pozycji przed przyłożeniem impulsu, podczas gdy spiny w pobliżu wierzchu zostają przechylone jeszcze bardziej (rys. 2b).

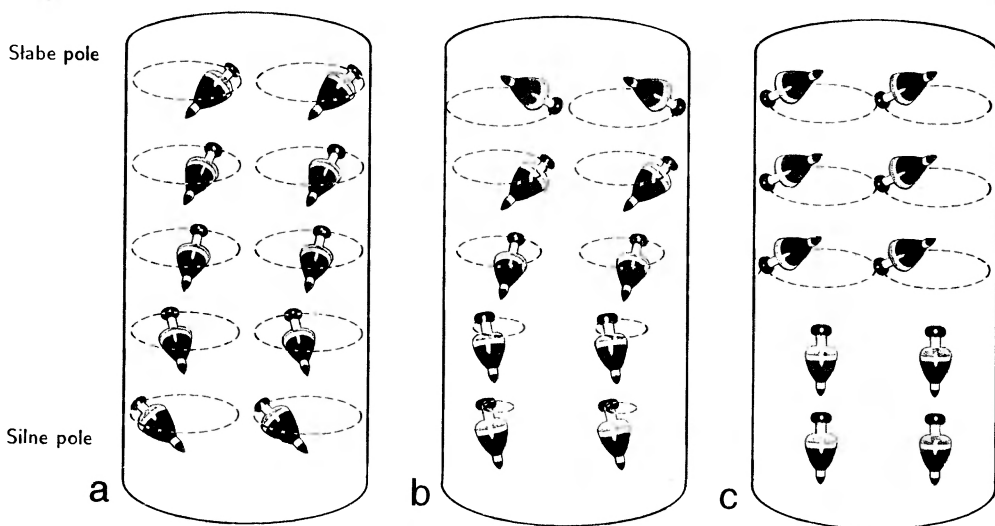
Pojawia się również inny efekt. Dwa atomy ^3He tworzące parę Coopera mają tendencję do ustawiania swoich spinów wzdłuż pewnego szczególnego kierunku. Dlatego też, gdy spiny zostaną wytrącone ze stanu równowagi przez impuls NMR, oprócz siły przywracającej pierwotny kierunek i związanej ze stałym polem pojawia się także siła związana z istnieniem par. Oznacza to, że częstotliwość precesji



Rys. 1. Prąd nadprzewodnictwa spinowego. Po przyłożeniu impulsu NMR spiny jądrowe (przedstawione w postaci bąków) zaczynają wykonywać precesję wokół kierunku stałego pola magnetycznego, które jest skierowane pionowo i maleje w miarę posuwania się w górę rysunku. Spiny wirują wolniej w górnej części, a różnice w szybkości precesji stopniowo wytwarzają gradient rozkładu kierunku spinów. To prowadzi do niejednorodności funkcji falowej i wywołuje pionowy przepływ spinów, który dąży do wyrównania gradientu

zależy zarówno od zewnętrznego pola magnetycznego, jak i wiązania par. W rezultacie po przekroczeniu pewnej krytycznej wartości kąta, dalsze odchylenie spinów powoduje wzrost częstości precesji. Dzięki temu spiny wykonujące wolniejszą precesję w słabszym polu magnetycznym (wierzch komórki) mogą zwiększyć swoją częstość precesji, jeżeli tylko zostaną wychylone poza krytyczny kąt, i dogonić spiny znajdujące się w silniejszym polu.

Powyższy proces zachodzi tak długo, aż wszystkie spiny w obszarze słabego pola osiągną tę samą szybkość precesji. Ich ruch jest teraz zsynchronizowany i



Po przyłożeniu impulsu spiny stopniowo przestają być w fazie

Płynie prąd nadprzewodnictwa spinowego. Spiny na górze przechylają się bardziej, a spiny na dole wyprostowują się.

Powstaje domena wykonująca precesję

Rys. 2. Powstawanie domeny wykonującej jednorodną precesję. Po przyłożeniu impulsu NMR spiny w polu niejednorodnym wirują z różnymi szybkościami, ale są odchylone o ten sam kąt (a). Prąd spinów zmienia ich rozkład zwiększając kąt wychylenia w pobliżu wierzchu komórki i zmniejszając go w pobliżu dna. Spiny nadal wirują z różnymi szybkościami (b). Spiny w dole komórki wyprostowują się do pozycji pionowej i przestają wykonywać precesję. Tymczasem spiny w górze komórki wychylają się jeszcze bardziej. Po przekroczeniu pewnej wartości kąta ich szybkość precesji wzrasta. W końcu wszystkie spiny w górnej połowie komórki zaczynają wirować z tą samą szybkością. Jest to domena wykonująca jednorodną precesję (c)

nie ma już niejednorodności funkcji falowej. Prąd nadprzewodnictwa spinowego przestaje płynąć i ciecz zostaje podzielona na dwa obszary – obszar słabego pola, gdzie spiny wykonują spójną precesję oraz obszar statyczny w silnym polu, gdzie spiny powróciły do swojej początkowej pozycji (rys. 2c).

Obszar wykonujący precesję zwany jest „domeną wykonującą jednorodną precesję” (*homogeneously precessing domain* – HPD). Wczesne prace fizyków z Moskwy polegały na wyjaśnieniu tego zjawiska na podstawie obserwowanych bardzo nietypowych sygnałów NMR. W zwykłych materiałach każdy spin jest niezależny i po przyłożeniu impulsu NMR wykonuje precesję wokół kierunku pola stałego, aż przypadkowe procesy termiczne przywrócą go do stanu równowagi. Detektor NMR po prostu wychwytuje składową wirującą i obserwuje się wykładniczy zanik sygnału, w miarę jak spiny stopniowo przestają wykonywać precesję. W HPD wszystkie spiny są skierowane tak samo i wirują w sposób spójny. Nie ma możliwo-

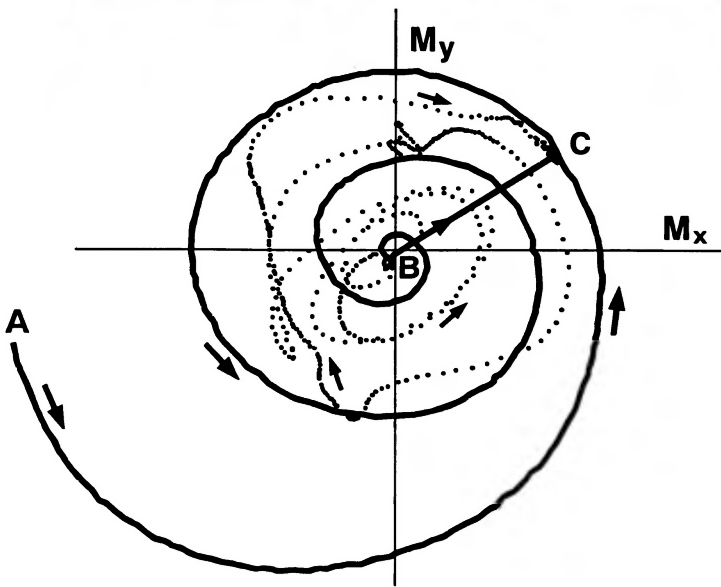
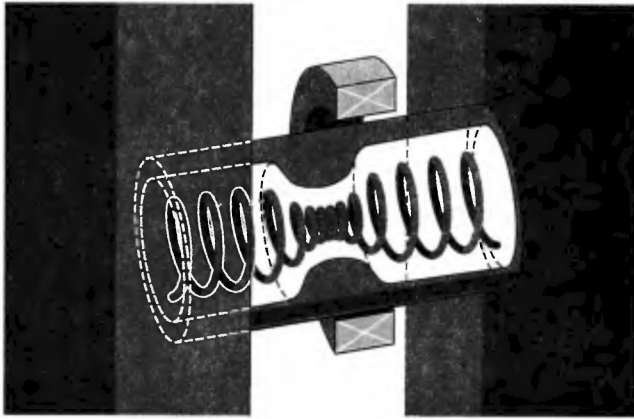
ści przypadkowego rozpraszania, które mogłoby zmniejszyć składowa wykonującą precesję.

Precesja może zaniknąć wyłącznie od rozpraszania na brzegach, przede wszystkim na granicy między dwiema domenami. Domena wykonująca precesję zmniejsza się, podczas gdy domena statyczna rośnie i w końcu wypełnia całą komórkę. Daje to bardzo nietypowy efekt rejestrowany przez NMR; precesja zanika liniowo w miarę jak HPD zmniejsza się i sygnał może trwać wiele rzędów wielkości dłużej niż podobny sygnał od ciekłego ^3He powyżej przejścia nadciekłego. Ale HPD jest czymś więcej niż dziwnym efektem w NMR, jest to zupełnie nowy spójny stan kwantowy.

Fizycy z grupy moskiewskiej szybko uświadomili sobie znaczenie wirowania części spinowej funkcji falowej, zwłaszcza że spin (lub faza) mogą być bezpośrednio obserwowane przy pomocy NMR. Postanowili więc zademonstrować efekt Josephsona w płynach nadciekłych. We wczesnym okresie badań nad efektem Josephsona było wiele dyskusji, czy takie bezpośrednie pomiary fazy funkcji falowej są możliwe. Demonstrując efekt w ^3He fizycy z Instytutu Kapicy dowiedli, że faza może być obserwowana bezpośrednio.

Aby to osiągnąć, połączyli oni wąskim kanałem dwie komory, z których każda zawierała domenę wykonującą spójną precesję (rys. 3). Domeny mają różne częstotliwości precesji, tak więc hel w kanale ma funkcję falową, która wiruje z różnymi prędkościami przy każdym końcu. Mamy zatem do czynienia ze złączem Josephsona dla prądu nadprzewodnictwa spinowego i możemy bezpośrednio obserwować płyn nadciekły przy użyciu NMR. Grupa moskiewska obserwowała w takim kanale wiele charakterystycznych własności złącza Josephsona znanych z nadprzewodnictwa. Badano również inne własności nadciekłości spinowej – jak np. wiry prądu spinowego wywołane odpowiednio ukształtowanym impulsem NMR. Techniki te są obecnie stosowane w kilku innych ośrodkach, m.in. na Politechnice Helsińskiej w Finlandii, Uniwersytecie Lancaster w Wielkiej Brytanii i Uniwersytecie w Koszycach na Słowacji.

Do niedawna sądzono, że domena wykonująca jednorodną precesję (HPD) odkryta w Moskwie jest zjawiskiem wyjątkowym. Później jednak Bunkow, pracując z grupą z Lancaster, odkrył drugi, dużo dłużej trwający stan wykonujący precesję [3]. Stan ten trwał ok. 25 sekund w najniższych temperaturach, w polu niejednorodnym, w którym sygnał NMR od normalnego ^3He ma czas zaniku ok. 0.3 ms. Ta nowa obserwacja skłoniła teoretyków z byłego Związku Radzieckiego do spojrzenia jeszcze raz na cały problem, w wyniku czego zidentyfikowali oni minima energii swobodnej i przewidzieli całą hierarchię stanów wykonujących precesję. Czym innym jest jednak identyfikacja minimum energii swobodnej, a czym innym wskazanie drogi do jego osiągnięcia. HPD jest obecnie jedynym przypad-



Rys. 3. Dwie komórki wykonujące jednorodną precesję z różnymi częstotaciami są połączone wąskim kanałem, tworząc złącze Josephsona dla prądu nadprzewodnictwa spinowego. Wraz ze wzrostem prądu nadprzewodnictwa spinowego zwoje spirali obrazującej narastanie fazy stają się bardzo ciasne. Może wystąpić skok fazy i wtedy jeden zwoj spirali nagle znika. Proces ten można prześledzić przy użyciu cewki odbierającej sygnał o częstotliwości radiowej (u góry). Składowe pola magnetycznego w ustalonym punkcie wewnątrz kanału. Wektor wodzący określa amplitudę i względną fazę wirującego spinu jądrowego. Począwszy od punktu A prąd nadprzewodnictwa spinowego w kanale powoli rośnie, zmniejszając amplitudę wirujących spinów (spiralna linia ciągła). W punkcie B amplituda spada do zera i następuje nagły przeskok fazy do punktu C. W miarę wzrostu prądu spinów układ okresowo porusza się po spirali do punktu B i przeskakuje do punktu C. Linia kropkowana pokazuje szybkie (co $50 \mu\text{s}$) obroty magnetyzacji podczas tego przeskoku (u dołu)

kiem, gdzie znana jest droga, na której prąd nadprzewodnictwa spinowego osiąga stan precesji z początkowego stanu spoczynkowego.

Spójnie wirujące stany ^3He mogą się okazać niezwykle czułymi układami do obserwacji bardzo słabych zjawisk, niewykrywalnych innymi metodami. Jeżeli umieścimy małego owada, np. wioślaka, w nurcie rzeki, to nie będzie on widoczny. Gdy jednak umieścimy go na lustrzanej tafli jeziora w bezwietrzny dzień, to najdrobniejsze zmarszczki na powierzchni wody, jakie on wytworzy, będą natychmiast zauważalne. Długo trwające stany precesji mają czas życia 25 s w temperaturze około $100\ \mu\text{K}$, co spowodowane jest niewielką liczbą niesparowanych (tzn. nie-nadciekłych) atomów ^3He istniejących w układzie. Gdybyśmy ochłodzili hel do $70\ \mu\text{K}$, to stan mógłby wirować 6 godzin. Gładkość tego „zbiornika wodnego” byłaby godna uwagi, a „zmarszczki” – załamania nadciekłości spowodowane absorpcją małej ilości energii (rzędu 1 mK) nieznanego pochodzenia – byłyby natychmiast widoczne. Mógłby to być najdoskonalszy detektor ciemnej materii.

Tłumaczył *Marek Jaworski*

Instytut Fizyki PAN

Warszawa

Literatura

- [1] A.S. Borovik-Romanov, Yu.M. Bunkov, V.V. Dmitriev, Yu.M. Mukharskii, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **40**, 256 (1984) [*JETP Lett.* **40**, 1033 (1984)].
- [2] I.A. Fomin, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **40**, 260 (1984) [*JETP Lett.* **40**, 1037 (1984)].
- [3] Yu.M. Bunkov, S.N. Fisher, A.M. Guenault, G.R. Pickett, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3092 (1992).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Własności związków f-elektronowych

W dniach od 27 czerwca do 1 lipca 1994 r. odbyło się w Krakowie międzynarodowe sympozjum „Własności związków f-elektronowych”. Sympozjum było już czwartym (po Wilnie 1988, Wrocławiu 1990, Lwowie 1992) spotkaniem chemików i fizyków czterech krajów: Litwy, Rosji, Ukrainy i Polski. Organizatorem był Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, a udział w sympozjum wzięło 2 przedstawiciele Litwy, 8 – Rosji, 8 – Ukrainy i 21 – Polski (z Katowic, Poznania, Warszawy, Wrocławia i Krakowa). Wygłoszono 38 referatów, w których omówiono teoretyczne i doświadczalne aspekty własności związków f-elektronowych. Wiodącymi tematami były zagadnienia związane z własnościami związków międzymetalicznych i nadprzewodników wysokotemperaturowych. W zakresie zagadnień teoretycznych interesujące były referaty dotyczące: wzbudzeń elektronowych w związkach ziem rzadkich i metali przejściowych (R. Dagys, G.J. Babonas – Wilno), efektów kwantyzacji pola magnetycznego w ciężkich fermionach (L. Kowalewski – Poznań), lokalizacji Motta i magnetycznego uporządkowania w wysokotemperaturowych nadprzewodnikach i V_2O_3 (J. Spałek – Kraków), korelacji elektronowych w wysokotemperaturowych nadprzewodnikach (A.M. Oleś – Kraków), nadprzewodnictwa w modelu $t\text{'t}J$ (J. Konior – Kraków).

Na sympozjum przedstawiono również zagadnienia związane z własnościami magnetycznymi: magnetyzm f-elektronowych związków (R.J. Radwański – Kraków), własności magnetyczne związków ziem rzadkich i uranu o strukturze $ThMn_{12}$ (W. Suski – Wrocław), uporządkowania magnetyczne w związkach RTX (J. Leciejewicz – Warszawa, A. Szytuła – Kraków), badania metodą NMR związków międzymetalicznych ziem rzadkich (H. Figiel, Cz. Kapusta – Kraków), własności magnetyczne U_6FeH_{17} (H. Drulis – Wrocław), własności domieszkowanych bizmutem granatów ziem rzadkich (V.G. Bamburov – Ekaterinburg) oraz strukturą elektronową: związków międzymetalicznych ziem rzadkich (E.M. Levin, R.W. Skolozdra), związków ciężkofermionowych (N.M. Suleimanov, G.G. Khaliullin – Kazań), potrójnych związków metali przejściowych (A. Kisiel, D. Dębowska – Kraków).

I.A. Smiernov z St. Petersburga wygłosił referat o rozpraszaniu fononów na paramagnetycznych jonach ziem rzadkich, a koledzy z Kijowa i Lwowa (J.B. Paderno, N.J. Shitsevalova i T. Yanson) omówili własności strukturalne związków międzymetalicznych.

Kilka referatów poświęconych było omówieniu własności związków międzymetalicznych typu RT_2X_2 . O.I. Bodak ze Lwowa omówiła systematykę struktur krystalicznych tych związków, a o strukturze elektronowej i własnościach magnetycznych mówili: A. Ślebarski z Katowic, B.S. Kuzhel ze Lwowa i E. Goerlich z Krakowa.

Znaczna grupa referatów dotyczyła własności wysokotemperaturowych nadprzewodników. Tematyka tych referatów obejmowała różne aspekty, od skomplikowanej prepara-

tyki np. metodą sol-gel (K. Przybylski – Kraków) po badanie własności przy zastosowaniu różnych metod badawczych. Wymienię tylko referentów tych prac: R.V. Parfieniew (St. Petersburg), Z.G.J. Babonas (Wilno), G. Pukinskas (Wilno), J.G. Wasilewa (Nowosybirsk), L.I. Leoniuk (Moskwa), A. Kołodziejczyk i Z. Tomkowicz (Kraków).

Spotkanie w Krakowie pozwoliło na dalsze rozszerzenie kontaktów naukowych. Trzy referaty: profesorów Suskiego i Drulisa oraz dra Goerlicha przedstawiały wyniki wspólnych badań, które zostały zapoczątkowane w trakcie poprzednich spotkań.

Uczestnicy konferencji zwiedzili laboratoria naukowe placówek krakowskich, Muzeum Uniwersytetu Jagiellońskiego w Collegium Maius, oraz zabytki Krakowa.

Materiały sympozjum w postaci książki *Properties of f-electron compounds* zostały wydane pod redakcją A. Szytuły przez firmę wydawniczą SINAX w Krakowie i ukazały się w październiku 1994 r.

Organizatorzy pragną gorąco podziękować wszystkim sponsorom, w szczególności Fundacji im. Stefana Batorego, za wsparcie finansowe, które umożliwiło organizację sympozjum.

Andrzej Szytuła

Instytut Fizyki UJ
Kraków

Konferencja Fizyki Hiperjądrowej i Cząstek Dziwnych w Vancouverze

W dniach od 4 do 8 lipca 1994 r. odbyła się w Vancouverze w Kanadzie Międzynarodowa Konferencja Fizyki Hiperjąder i Cząstek Dziwnych. Należała ona do serii konferencji hiperjądrowych, z których jedną zorganizował w 1979 r. w Jabłonie prof. Jerzy Pniewski.

Na Konferencji dokonano krytycznego przeglądu aktualnego stanu fizyki hiperjądrowej. Tu wymienię te poruszane zagadnienia, które wydają mi się szczególnie interesujące.

– Wyznaczenie oddziaływania hiperon-nukleon jest trudne, gdyż dysponujemy jedynie nielicznymi eksperymentalnymi danymi rozproszonowymi (zarejestrowanymi w komorach pęcherzykowych ok. 20 lat temu). Ten stan rzeczy – jak to przedstawił T. Fukuda (Tokio) – ulega obecnie poprawie, a to dzięki wykonywanym w KEK doświadczeniom rozproszonowym hiperon-proton przy użyciu detektorów z włóknami scyntylacyjnymi.

– Od strony teoretycznej oddziaływanie hiperon-nukleon omawiał K. Holinde (Jülich), który porównywał mechanizm wymiany hipotetycznego mezonu σ z wymianą dwu skorelowanych mezonów π , a również T. Motoba (Osaka), który analizował przekroje czynne na reakcje (K^-, π) i (π, K^+) obliczone przy użyciu różnych oddziaływań (z wyjątkiem oddziaływania Nijmegen D, inne oddziaływania dawały podobne wyniki).

– C.J. Batty (Rutherford Lab., Anglia) przedstawił najnowszą analizę poziomów atomów Σ^- . Sugeruje ona oddziaływanie hiperonu Σ^- z rdzeniem jądrowym, które na pewnej odległości staje się odpychające. Niezależnie, takie odpychanie na powierzchni hiperjąder Σ wyprowadzili ostatnio S. Tadokoro i Y. Akaishi (Tokio) z oddziaływania

Σ -nukleon. Okazuje się, że takie odpychanie może wyjaśnić występowanie wąskich stanów hiperjąderek Σ o dodatnich energiach, sugerowanych przez doświadczenie.

– T. Harada (Sapporo) dyskutował widma pionów z reakcji ${}^4\text{He}(\text{zatrzymane } K^-, \pi^\pm)$ dochodząc do wniosku, że również ich kształt wskazuje na istnienie – skądinąd problematycznego – stanu związanego ${}^4_2\text{He}$.

– A. Gal (Jerozolima) sugerował stabilność układów barionowych ze znaczną liczbą cząstek dziwnych, choć oczywiście układy te byłyby nietrwałe ze względu na oddziaływanie słabe (z czasem życia rzędu 10^{-10} s). Podał on uogólnienie wzoru Weizsäckera na energię wiązania jąder, w którym obok energii symetrii pojawiają się człony zawierające hiperładunek. Dla dużej liczby barionów stabilne okazują się układy o znacznej liczbie hiperonów, zwłaszcza hiperonów Ξ^- kompensujących energię kulombowską samych protonów. Nawet jeżeli układy takie mogłyby istnieć, to powstaje nie rozwiązany problem, jak je wytworzyć. Następnym krokiem tych spekulacji (w przypadku dużych gęstości) są rozważania plazmy kwarkowo-gluonowej z dużą liczbą kwarków dziwnych i hipoteza istnienia „dziwadełek” („strangelets”) – absolutnie trwałych grudek dziwnej materii.

– Wyniki eksperymentalnego poszukiwania „dziwadełek” i innych rzadkich obiektów w zderzeniach Au+Pt z energią 10.8 GeV/nukleon badanych w Brookhaven przedstawił A. Rusek (Nowy Meksyk, USA). Wyniki są negatywne: nie stwierdzono żadnych śladów obiektów o anomalnie małym stosunku ładunku do masy i czasie życia większym niż 10 ns.

– Dla zagadnienia hiperjąderek Σ zaskakujące były eksperymenty dotyczące reakcji (K^-, π) dla pędu mezonu K $p_K = 600$ MeV/c, prowadzone w Brookhaven National Laboratory a przedstawione przez R. Sawafta (Brookhaven). Dla tarczy ${}^9\text{Be}$ w BNL nie stwierdzono żadnych wąskich maksimów w widmie pionów, podczas gdy w tej samej reakcji (dla $p_K = 720$ MeV/c) badanej w CERN-ie w roku 1979 stwierdzono takie maksima i uznano to za pierwszą obserwację hiperjądra Σ .

– W poszukiwaniu podwójnych hiperjąderek Λ nastąpił ostatnio postęp dzięki zastosowaniu techniki emulsyjnej wspomagananej licznikami. Technika ta już doprowadziła – w 28 lat po odkryciu w Warszawie pierwszego podwójnego hiperfragmentu – do identyfikacji hiperjądra ${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$. Jest nadzieja, że rozwój tej techniki doprowadzi do obserwacji dalszych podwójnych hiperjąderek Λ , a być może również wciąż problematycznych hiperjąderek Ξ oraz przyczyni się do wyjaśnienia, czy dibarion H w ogóle istnieje.

– Dyskutowane były aktualne możliwości eksperymentalne fizyki hiperjądrowej. Obok obecnie pracujących urządzeń w KEK (Narodowe Laboratorium Fizyki Wysokich Energii, Ibaraki-Ken, Japonia) i Brookhaven (USA), duże nadzieje wiązano z nowym urządzeniem KAON zaplanowanym w Vancouverze. Niestety rząd kanadyjski ostatecznie odmówił jego finansowania. Z drugiej strony już za kilka miesięcy ruszy w stanie Virginia (USA) akcelerator elektronowy CEBAF, przy użyciu którego planuje się produkcję hiperjąderek w reakcjach ($e, e'K^+$) i (γ, K^+). Wytwarzanie ciężkich hiperjąderek Λ w reakcji (p, K^+) jest przygotowywane (przy udziale fizyków krakowskich) w pierścieniu akumulacyjnym COSY w Jülich (Niemcy). Nadal czynny jest akcelerator SATURNE w Saclay (Francja), gdzie wykonywane są doświadczenia hiperjądrowe. W roku 1996 powinno zacząć działać urządzenie DAΦNE (zderzacz e^+e^- we Frascati, Włochy) umożliwiające wykonywanie doświadczeń hiperjądrowych przy użyciu kaonów otrzymanych z rozpadu mezonu Φ . Po wyprowadzeniu wiązki z NUCLOTRON-u, również w Dubnej (Rosja) planowany jest

program hiperjądrowy. W sumie – mimo zaniechania KAON-u – nie ma powodu do pesymizmu.

Wygłoszone wykłady oraz wybrane komunikaty zostaną opublikowane jako osobny zeszyt *Nuclear Physics A*.

Następna międzynarodowa konferencja hiperjądrowa będzie prawdopodobnie zorganizowana w Brookhaven w roku 1997.

Janusz Dąbrowski

Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana
Warszawa

CLEO/EQEC '94

W dniach 28.08 – 2.09.1994 odbyła się w Amsterdamie konferencja naukowa pod nazwą zaszyfrowaną w tytule niniejszej notatki. Było to w zasadzie połączenie trzech następujących imprez: Konferencji nt. laserów i elektrooptyki (Conference on Lasers and Electro-Optics – CLEO), Europejskiej Konferencji Elektroniki Kwantowej (European Quantum Electronic Conference – EQEC), oraz wystawy laserów i sprzętu elektrooptycznego.

EQEC jest konferencją, która wyodrębniła się przed kilku laty ze światowej konferencji Quantum Electronics, jako jej europejski odpowiednik. Jest ona organizowana corocznie, a w ub.r. odbyła się we Florencji. EQEC poświęcona jest przede wszystkim badaniom o charakterze podstawowym.

CLEO jest konferencją, która, zazwyczaj w połączeniu z Quantum Electronics, odbywała się dotychczas jedynie w USA. Amsterdam był zatem jej debiutem europejskim. Profil CLEO jest znacznie bliższy technice laserowej i zastosowaniom laserów.

Wystawa laserów była z kolei tradycyjnym już dopełnieniem wielkich konferencji naukowych. O wielkości i rozmiarach spotkania w Amsterdamie niech świadczy fakt, że uczestniczyło w nim prawie 2000 osób oraz przedstawiono ponad 1000 (wybranych z prawie 1500 zgłoszonych) wykładów, komunikatów i plakatów. Wystawa zorganizowana została z nie mniejszym rozmachem: uczestniczyło w niej ponad 100 wystawców, reprezentujących firmy laserowe i optyczne najróżniejszej wielkości.

Zasadniczym celem połączenia, w czasie i miejscu, trzech wymienionych wyżej imprez było umożliwienie spotkania naukowców, inżynierów i producentów, a w jego następstwie wzajemnego przepływu informacji, z korzyścią dla wszystkich wymienionych grup. Całość została sprawnie zorganizowana w ogromnym i nowoczesnym centrum RAI.

Tematyka dwóch połączonych konferencji była niezwykle szeroka i trudno byłoby, nawet skrótowo, ją przedstawić. Zagadnienia omawiane na EQEC podzielono na 7 następujących sekcji: spektroskopia, nieliniowe zjawiska optyczne, optyka kwantowa, oddziaływania optyczne w ciele stałym, fizyka źródeł światła spójnego, zjawiska ultraszybkie, lasery w chemii i biologii. Spośród 15 sekcji CLEO wymienię jedynie niektóre: lasery gazowe i lasery na swobodnych elektronach, lasery na ciele stałym i lasery cieczowe, rezonatory laserowe i rozchodzenie się wiązek, lasery półprzewodnikowe, materiały optyczne

i ich wytwarzanie, ultrazzybka optyka i elektronika, LIDAR i obserwacja na odległość, komunikacja świetlna.

Oprócz typowych form prezentacji, jak wykłady na zaproszenie (plenarne i sekcyjne), komunikaty ustne i plakaty, wprowadzono do programu konferencji wykłady wprowadzające (tutorials) i krótkie kursy. Pierwsze, będące godzinnymi wykładami, miały za zadanie przybliżyć pewne zagadnienia uczestnikom niezbyt głęboko w nie wprowadzonym, drugie stanowiły 2–3 godzinne cykle płatnych wykładów (150 \$ za cykl) dla osób zainteresowanych określoną tematyką. Dla przykładu przytoczę dwa tytuły: „Lasery diodowe w obszarze niebiesko-zielonym” (krótki kurs) i „Laserowe manipulowanie atomami” (wykład wprowadzający). Obrady obu konferencji toczyły się w 7 równoległych sekcjach i trwały od rana do bardzo późnego nawet wieczora. Niewątpliwą atrakcją imprezy był bankiet zorganizowany dla organizatorów, zaproszonych wykładowców i członków komitetów programowych na wspaniałym XVII-wiecznym statku „Amsterdam” zakotwiczonym w Muzeum Morskim.

Na zakończenie chciałbym przekazać dwie uwagi będące wynikiem subiektywnych wrażeń autora notatki i jego zainteresowań. Pierwsza dotyczy rozwoju laserów półprzewodnikowych. Obserwuje się obecnie intensywne badania zmierzające do rozszerzenia obszaru widmowego diod laserowych, a równocześnie szeroko zakrojone prace nad ich zastosowaniem do pompowania różnego typu laserów na ciele stałym. Uzyskano już lasery diodowe emitujące promieniowanie o długości fali 480 nm, choć mają one na razie krótki czas życia, bo zaledwie rzędu minuty. Wydaje się, że obiecującym materiałem może być tutaj GaN.

Przyszłościowymi laserami w zastosowaniach spektroskopowych wydają się być lasery na ciele stałym pompowane laserami półprzewodnikowymi. Lasery diodowe gęsto upakowane w różnego rodzaju matryce są już w stanie dostarczyć mocy w pełni wystarczającej do pompowania różnego rodzaju kryształów. Lasery takie, o znakomitych parametrach widmowych i szerokich pasmach strojenia, coraz silniej wypierają dominujące do niedawna w spektroskopii lasery barwnikowe.

Zagadnieniem, w tym przypadku z zakresu badań podstawowych, które wciąż niezwykle szybko się rozwija, jest chłodzenie atomów. Kolejno proponowane metody chłodzenia, od chłodzenia dopplerowskiego, przez „chłodzenie Syzyfa”, do chłodzenia ramanowskiego i „czarnych rezonansów”, realizowane są w najróżniejszych konfiguracjach doświadczalnych i z zadziwiającymi efektami. Obszar temperatury, w którym toczy się batalia o kolejne rekordy, to już nie mikrokelwiny, a nanokelwiny. Oddziaływanie „zimnych” atomów z wiązkami świetlnymi o przestrzennym gradiencie polaryzacji pozwala na tworzenie regularnych sieci z atomów pułapkowanych lokalnie w minimach potencjału. Ta problematyka spektroskopii laserowej rozwija się na tyle dynamicznie, że jeśli obserwowany w niej postęp zostanie utrzymany, możemy niebawem być świadkami kolejnych pasjonujących odkryć.

Krzysztof Ernst

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

RECENZJE

J.A. Krawcow, J.I. Orłow: **Optyka geometryczna ośrodków niejednorodnych**, tłum. Zygmunt J. Zawistowski, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1993, s. 439

Istnieje kilka monografii poświęconych szczegółowym zagadnieniom optyki geometrycznej, jednak niniejsza książka jest pierwszą próbą systematycznego przedstawienia zasad optyki geometrycznej, a także praktycznych aspektów metody.

Optyka geometryczna jest metodą przybliżonego opisu pól falowych. Największą zaletą opisu tych pól za pomocą promieni (podstawowego pojęcia optyki geometrycznej) jest pogładowość. Ta cecha sprawia, że jest to najczęściej stosowana przybliżona metoda w teorii fal. Optyka geometryczna to jedno z narzędzi fizyki stosowanej dające poprawny opis zjawisk falowych rozmaitej natury w przypadku, gdy długość fali jest mała w porównaniu z wymiarami charakterystycznymi w rozpatrywanych zagadnieniach. Metody optyki geometrycznej znajdują zastosowania w optyce, radiofizyce, w fizyce plazmy, w akustyce, w sejsmologii, w hydrodynamicie. Jednak swoje największe zalety optyka geometryczna uwidacznia w opisie zjawisk falowych w ośrodkach niejednorodnych, a szczególnie w przypadkach, gdy parametry ośrodka znane są tylko w przybliżeniu. Wtedy optyka geometryczna staje się narzędziem bezkonkurencyjnym w stosunku do innych metod, a bardzo często jest to narzędzie jedyne.

Pojęcie promienia daje metodzie bardzo pogładowy charakter. Jest to bardzo cenna zaleta optyki geometrycznej. Drugą zaletą jest możliwość szybkiej weryfikacji uzyskiwanych wyników, jeszcze na etapie obliczeń wstępnych. W książce równania optyki geometrycznej zostały wyprowadzone w sposób systematyczny z równań falowych. Umożliwia to ocenę stosowanych przybliżeń, a także ocenę możliwości zastosowań metody. Podano metody rozwiązywania równań optyki geometrycznej oraz przedstawiono konkretne przykłady zastosowań z zakresu optyki, akustyki i radiofizyki. Załączona literatura zawiera także pozycje nie mieszczące się w ramach książki.

Książka składa się z czterech rozdziałów. W rozdz. pierwszym przedstawiono formalizm optyki geometrycznej dla pól skalarnych. Wyprowadzono tu podstawowe równania optyki geometrycznej i omówiono metody ich rozwiązywania. Omówiono właściwości promieni i kaustyk oraz sformułowano kryteria stosowalności optyki geometrycznej. W rozdz. drugim omówiono zastosowania optyki geometrycznej w ośrodkach jednorodnych, warstwowych, niejednorodnych stochastycznie, w ośrodkach z dyspersją. Przeanalizowano zjawiska odbicia na granicach ośrodków, rozpraszania na niejednorodnościach, propagacji w falowodach. Przedstawiono metody obliczania promieni, eikonału i amplitudy pola. Rozdział trzeci stanowi wektorowe uogólnienie optyki geometrycznej. Przedstawiono tu formalizm czasoprzestrzennej optyki geometrycznej w przypadku niemonochromatycznych fal elektromagnetycznych w ośrodkach niejednorodnych i niestacjonarnych

z dyspersją czasową i przestrzenną. Rozdział czwarty (występujący w polskim wydaniu) został napisany przez Z.J. Zawistowskiego (będącego zarazem tłumaczem rosyjskiego oryginału). Zawiera on dalsze uogólnienia optyki geometrycznej, a w szczególności geometryczną teorię dyfrakcji, jednolitą asymptotyczną teorię dyfrakcji, formalizm promieni zespolonych.

Bibliografia zawiera 431 pozycji: artykułów i książek. Ponad połowa cytowanych pozycji została opublikowana w języku rosyjskim. Pozycji autorów polskich jest 14, co pośrednio daje wyobrażenie o wkładzie ośrodków polskich w rozwój optyki geometrycznej. Niestety brak zestawienia w porządku alfabetycznym w dużym stopniu utrudnia swobodne korzystanie z bibliografii.

Podsumowując: książkę należy uznać za podręcznik bardzo cenny. Sposób wykładu sprawia, że książka jest zarazem monografią. Liczne przykłady ilustrujące teorię nadają książce bardzo przystępny charakter. Jednakże trzeba sobie zdawać sprawę, że z uwagi na niezwykle obszerny zakres zastosowań optyki geometrycznej nie znajdziemy tu informacji o zastosowaniach optyki geometrycznej w problemach interesujących wąski krąg osób. Książka winna zainteresować przede wszystkim: optyków, akustyków, specjalistów od radiolokacji i łączności radiowej.

Kazimierz Pietraszkiewicz

Instytut Fizyki PWr
Wrocław

Michel Westphal przy współpracy Helgi Pfaff:

Paleomagnetyzm i własności magnetyczne skał

tłum. Magdalena Kądziątko-Hofmokl, Wydawnictwo Naukowe PWN,
Warszawa 1993, s. 176

Michel Westphal, z wykształcenia fizyk, od przeszło dwudziestu lat zajmuje się paleomagnetyzmem, rozwijając metody pomiaru i interpretacji pozostałości magnetycznej skał. Napisał książkę, która zdaniem profesora Instytutu Fizyki Ziemi w Paryżu Xaviera Le Pichon, autora przedmowy do tej książki, powinna „spełnić niezwykle pożyteczną rolę szczególnie dla studentów geologii i geofizyki oraz dla tych wszystkich niespecjalistów, którzy chcieliby szybko ogarnąć tę dziedzinę wiedzy.” Taki charakter książki pociągnął za sobą trudne do uniknięcia wady. Zwykłego czytelnika mogą niekiedy nużyć szczegółowe opisy metod badawczych, studentów zaś mogą zazić poważne uproszczenia.

Po bardzo starannym przeczytaniu tej książki zastanawiałem się, czy nie należałoby zasugerować czytelnikowi–niespecjaliście pominięcie wstępnych rozdziałów opisujących żmudne procedury pomiarowe stosowane w badaniach paleomagnetycznych. Później doszedłem jednak do wniosku, że bez tych opisów czytelnik przyjmie z niedowierzaniem fascynujące fakty z historii geologicznej Ziemi „ujawnione” dzięki takim badaniom. Dla tego trzeba tę książkę czytać po kolei.

Wiemy na ogół, że biegun północny nie zawsze był w tym miejscu gdzie znajduje

się obecnie, tzn. w rejonie zwanym Arktyką. Ale mało kto zdaje sobie sprawę z faktu, że w górnym permie, blisko 300 milionów lat temu, biegun północny był o 40° szerokości geograficznej bardziej odległy od Europy niż teraz. Takie zmiany położenia biegunów względem kontynentów związane były nie tyle z ruchem biegunów względem osi obrotu Ziemi, co z przesunięciami kontynentów. Dzięki pomiarom paleomagnetycznym można było prześledzić jak w przeszłości zmieniało się położenie poszczególnych kontynentów. Bieguny magnetyczne na ogół nie oddalały się od osi obrotu Ziemi. Wyjątkiem były dramatyczne inwersje pola ziemskiego, kiedy to w krótkim czasie tysiąca lub kilku tysięcy lat następowało całkowite odwrócenie pola magnetycznego Ziemi. Pomiar magnetyczne pozwoliły udokumentować wiele takich inwersji, których natura nie jest chyba w pełni rozumiana. Niestety, Autor książki pomija w swych rozważaniach geofizyczne przyczyny tego zjawiska.

W ostatnim rozdziale Autor skrótowo podaje informacje o polu magnetycznym Księżyca, Słońca oraz pozostałych planet Układu Słonecznego uzyskane za pomocą sond kosmicznych.

Przykładem nieoczekiwanych informacji, jakich mogą dostarczyć badania paleomagnetyczne, są wyniki pomiarów pozostałości magnetycznej osadów wulkanicznych na Krecie. Wykazały one, że pałace i świątynie minojskie zniszczone zostały przez dwa wielkie pożary, które wystąpiły na Krecie synchronicznie z wybuchami pobliskiego wulkanu Santoryn, w odstępie ok. 20 lat.

Poważnym brakiem omawianej książki jest niezwykle powierzchowne potraktowanie geofizycznych podstaw występowania pola magnetycznego Ziemi i wspomnianych już jego inwersji. Nawet mało dociekliwego czytelnika nie zadowoli wyjaśnienie, że pole magnetyczne Ziemi powstaje na zasadzie „samowzbudnego dynamy”. Książka zawiera również sporo nieścisłości w opisie podstawowych własności magnetycznych substancji. Pisząc o paramagnetykach na s. 18 Autor stwierdza, że „uzyskują namagnesowanie... o bardzo słabym natężeniu” – namagnesowanie jest wielkością intensywną, dlatego niezrozumiałe jest określenie natężenie namagnesowania. Dalej, na tej samej stronie, Autor powiada, że „Do paramagnetyków zalicza się większość minerałów zawierających żelazo.” – wydaje się, że większość tych minerałów jest ferromagnetyczna, zresztą, na s. 19, jako przykłady substancji ferromagnetycznych Autor wymienia wyłącznie stale i minerały zawierające żelazo. Czytając tę książkę można odnieść mylne wrażenie, że żelazo jest jedynym jonem magnetycznym występującym w przyrodzie. Zdanie z tej samej strony „Podczas chłodzenia tej substancji (ferromagnetyka) w zewnętrznym polu magnetycznym uzyskuje ona ponownie uporządkowanie magnetyczne...” sugeruje, że przy chłodzeniu bez pola uporządkowanie magnetyczne by nie wystąpiło.

Trudno oceniać jakość tłumaczenia nie znając wersji oryginalnej, ale za niejasność i zły styl przytoczonego poniżej opisu rozmagnesowania próbki zmiennym polem magnetycznym (s. 55), winę chyba ponosi Tłumacz: „Próbkę umieszczamy w zmiennym polu magnetycznym, które maleje stopniowo, dokładnie symetrycznie, bez żadnych gwałtownych zmian. Asymetria pola przejawiająca się jako różnica między maksymalną amplitudą kolejnych dodatnich i ujemnych cykli powoduje powstanie bezhisterezowej pozostałości magnetycznej.”

Trzeba jednak powiedzieć, że mimo pewnych braków książka *Paleomagnetyzm i własności magnetyczne skał* może być źródłem bardzo ciekawych informacji dla czytelników,

których interesuje nie tylko historia geologiczna Ziemi, ale i sposoby jej poznawania. Studentom geologii i geofizyki bym jej raczej nie polecał.

Tadeusz Skośkiewicz
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

K R O N I K A

PTF

XXXIII Zjazd Fizyków Polskich

XXXIII Zjazd Fizyków Polskich odbędzie się we Wrocławiu w dniach 18 – 21 września 1995. Przewodniczącą Komitetu Organizacyjnego jest prof. Ewa Dobierzewska-Mozzrymas, a przewodniczącym Komitetu Programowego – prof. Zygmunt Gala-siewicz.

Tematyka Zjazdu zapowiada się bardzo interesująco. Mają się odbyć dwa wykłady laureatów Nagrody Nobla: „From microelectronics to nanoelectronics” (Klaus von Klitzing, Nagroda Nobla 1985) i „On the development of high-temperature superconductivity” (Alex Müller, Nagroda Nobla 1987). Z polskich wykładowców obiecali swój udział: Marek Demiański (Wielki Wybuch, argumenty za i przeciw), Kazimierz Grotowski (Przejścia fazowe w materii jądrowej), Marian Grynberg (Fizyka półprzewodników, najnowsze osiągnięcia), Jacek W. Hennel (Metody magnetycznego rezonansu jądrowego w medycynie i technice), Andrzej Hrynkiewicz (Uwagi o istocie praw fizyki), Arkadiusz Jadczyk (Wzmocniona teoria kwantów), Andrzej Jeżowski (Kriokryształy), Jan Łopuszański (Wspomnienia o pierwszych latach fizyki wrocławskiej), Roman Micnas (Modele teoretyczne wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa), Maria Stęślicka (Elektron w układach mezoskopowych), Andrzej Wolszczan (Pulsary), Stanisław Lech Woronowicz (Grupy kwantowe), Andrzej K. Wróblewski (Fragmenty historii fizyki w Polsce), Kacper Zalewski

(Ciężkie kwarki), Marek Dyżewski – rektor Akademii Muzycznej (Muzyka w przestrzeni, przestrzeń w muzyce).

Odbędzie się sesja dydaktyczna poświęcona problemom nauczania fizyki w szkołach średnich i w wyższych uczelniach. Koordynatorem będzie Stanisław Jakubowicz.

Komitet Organizacyjny zapowiada również ciekawe imprezy towarzyszące.

Medal Smoluchowskiego 1994

Medal Mariana Smoluchowskiego, swoje coroczne prestiżowe odznaczenie, Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało w 1994 r. profesorowi Ryszardowi Sosnowskiemu za jego wybitny wkład do rozwoju w Polsce eksperymentalnej fizyki cząstek.

Przy tej okazji pragnąłbym przypomnieć, że Ryszard Sosnowski wyszedł ze znakomitej szkoły Mariana Danysza i Jerzego Pniewskiego, której był jednym z pierwszych uczestników a następnie filarów, przyczyniając się w sposób znaczący do jej dalszego rozwoju. Szczęśliwe powstanie tej szkoły w okresie powojennym i jej osiągnięcia w skali międzynarodowej niewątpliwie miały wpływ na niedawne przyjęcie Polski w poczet stałych członków CERN-u. *Nota bene*, Ryszard Sosnowski był z ramienia naszego kraju *spiritus movens* również strony organizacyjnej tego ważnego wydarzenia.

Początki pracy naukowej Ryszarda Sosnowskiego związane są z fizyką jądrową, a zwłaszcza spektroskopią β . Jeszcze w czasie studiów na Uniwersytecie Warszawskim skonstruował spektrometr magnetyczny β o znacznej świetności, a później

przez parę lat prowadził w Zakładzie Fizyki Jądra Atomowego IBJ badania polaryzacji cząstek β , wówczas bardzo aktualne ze względu na świeżo odkryte niezachowanie parzystości w słabych oddziaływaniach. Sądzę, że doświadczenie wyniesione ze spektroskopii jądrowej rozwinęło u Sosnowskiego cenną umiejętność myślenia modelowo-fizycznego, która przydała mu się następnie w fizyce cząstek, i która, wydaje mi się, jest jego charakterystyczną cechą. Umiejętność taka podnosi skuteczność analizy danych eksperymentalnych, poddawaną obecnie ciężkiej próbie w żywiotowym rozwoju fizyki cząstek.

Następne etapy działalności naukowej Ryszarda Sosnowskiego należą już do fizyki wysokich energii, opartej o nowe pokolenia akceleratorów i detektorów cząstek. Stąd ścisły związek jego badań z CERN-em w Genewie, z którym współdziałanie umożliwiło uprawianie w Polsce tego podstawowego działu fizyki w ramach korzystnej dla nas (również finansowo) formuły współpracy międzynarodowej (Polska używała najpierw, bardzo wcześniej, status kraju-obszernika w CERN-ie, a ostatnio stałego członka CERN-u).

Pierwszym etapem były badania struktury wewnętrznej hadronów. Sosnowski stworzył wówczas w Warszawie zespół, który kompetentnie zajął się analizą zderzeń głęboko nieelastycznych opierając się na materiałach doświadczalnych z CERN-u. W ramach szerokiej współpracy międzynarodowej wyniki tej analizy przyczyniły się do ugruntowania doświadczalnych dowodów udziału kwarków i gluonów w hadronowych zderzeniach o dużym pędzie poprzecznym.

Obecny etap działalności badawczej Sosnowskiego to analiza oddziaływań e^+e^- związana głównie z precyzyjnymi testami Modelu Standardowego, który jest wyrazem całej naszej aktualnej wiedzy o od-

działywaniach fundamentalnych występujących w przyrodzie (z wyjątkiem grawitacyjnych, wymykających się Modelowi Standardowemu). Materiały doświadczalne pochodzą tu z detektora DELPHI w CERN-ie, do którego budowy przyczyniła się znacznie grupa warszawska, przy czym autorytet prof. Ryszarda Sosnowskiego odegrał kluczową rolę w kwestii przystąpienia grupy warszawskiej do międzynarodowej współpracy DELPHI. Główne, już szeroko znane wyniki fizyczne uzyskane przez DELPHI, oraz dwie inne równoległe międzynarodowe kolaboracje działające w CERN-ie, to pomiar liczby rodzajów neutrin występujących w przyrodzie (3), podanie granic na masę bozonu Higgsa, sprawdzenie uniwersalności oddziaływań słabych, pomiar czasu życia leptonu τ i hadronów zawierających ciężki kwark b .

Przy okazji prestiżowego odznaczenia, warszawskie środowisko fizyków życzy profesorowi Ryszardowi Sosnowskiemu dalszej, tak owocnej działalności naukowej.

Wojciech Królikowski

Nagroda FNP dla Zbigniewa R. Grabowskiego

Nagrody Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej przyznawane są w dziedzinie nauk humanistycznych, ścisłych, technicznych i medycznych, corocznie począwszy od 1991 r. przez Radę Fundacji. Nagrody te są przyznawane za „wybitne, indywidualne dokonania, które spełniają standardy nauki światowej oraz wnoszą trwałe, doniosłe wkład w życie i postęp cywilizacji w kraju”.

Laureatem tegorocznej nagrody w dziedzinie nauk ścisłych został prof. dr Zbigniew R. Grabowski, profesor zwyczajny w Instytucie Chemii Fizycznej PAN, były wieloletni Kierownik Zakładu Fotochemii i Spektroskopii w tym Instytucie, za „opracowanie nowych metod generowania

cząsteczek w stanach charakteryzujących się silnym przemieszczeniem ładunku elektronowego w cząsteczce”.

Mija właśnie 30 lat, kiedy jako studentka III roku chemii po raz pierwszy uczestniczyłam w seminarium Pracowni Fotochemii na ul. Kasprzaka, gdzie mieści się Instytut Chemii Fizycznej PAN. Inny to był świat, niż znany mi wówczas z poszczególnych zakamarków gmachu Chemii UW. Wszyscy sprawiali wrażenie, jakby byli od lat razem, wszyscy mówili sobie po imieniu, mimo wyraźnie widocznych różnic pokoleniowych. Pamiętam swoją wielką treść i skrępowanie, kiedy umawiałam się telefonicznie na swoje pierwsze spotkanie z doc. Grabowskim przed referatem na zjazd studenckich naukowych kół chemików. Zastanawiam się, może to nie ja powinnam pisać ten krótki tekst do Kroniki z tak ważnej i uroczystej okazji. Nie będąc współpracowniczką Profesora, byłam zawsze z daleka i z boku, nie znam wspólnego dnia codziennego, dnia po dniu w Zakładzie, w laboratorium. Ale z drugiej strony, może to dobrze – czasami do bardziej obiektywnego opisu potrzebny jest dystans w przestrzeni i w czasie.

Zbigniew R. Grabowski wywodzi się ze szkoły prof. Wiktora Kemuli. W 1950 r. ukończył studia na Wydziale Chemii UW. Pierwszym kierunkiem jego prac, w tym także i pracy doktorskiej, była polarografia. Wówczas polarografia, jako znakomita metoda analityczna i jako metoda badania elektrodowych procesów, była przedmiotem prac wielu młodych ludzi pracujących w Zakładzie Chemii Nieorganicznej UW. Grabowski doktoryzował się w 1955 r., a dwa lata później otrzymał stanowisko docenta. W tym trudnym czasie odbudowywania nauki polskiej po okresie II wojny światowej ważne było również odtworzenie na nowo studenckiego ruchu naukowego i odtworzenie Polskiego To-

warzystwa Chemicznego, jednoczącego środowisko chemików polskich. Do tej pracy Grabowski włączył się jako student, będąc sekretarzem pierwszego stowarzyszenia studenckiego, Koła Chemików. To tak, jakby wypełnienie podstawowego imperatywu, który tak zwięźle i ładnie został sformułowany przez Victora Weisskopfa – „ciekawość i współczucie (curiosity and compassion)”, czyli nauka, ciekawość świata i wspólne odczuwanie z innymi. Te dwa wątki przewijają się przez całą działalność Profesora.

Pracując jeszcze na UW, podjął w 1957 pracę w nowo powstałym Instytucie Chemii Fizycznej PAN, gdzie w 1962 r. został kierownikiem Pracowni Fotochemii, potem kierownikiem Zakładu Fotochemii i Spektroskopii. W 1965 r. otrzymał tytuł profesora nadzwyczajnego, a w 1973 r. profesora zwyczajnego. Początkowe lata pracy w Instytucie to wprowadzanie i rozwijanie nowej tematyki, najogólniej scharakteryzowanej jako fotochemia, obok prowadzonych w dalszym ciągu badań elektrochemicznych. W zakres tych prac wchodziły badania wpływu pola elektrycznego na kinetykę i mechanizmy reakcji (z T. Bartel i A. Vincenz-Chodkowską), reaktywność wolnych rodników i badania nietrwałych form tautomerycznych w procesach przenoszenia elektronu (z W. Rubaszewską i M. Kalinowskim). Kontynuacją prac nad wolnymi rodnikami są obecnie prowadzone badania nad rodnikami w fazie gazowej, ważnymi w badaniach astrofizycznych (z R. Kołosem). To wkład Profesora i Zespołu do badań fotochemii materii międzygwiazdowej.

Badania stanów wzbudzonych, równowag kwasowo-zasadowych i reaktywności cząsteczek w stanach wzbudzonych były od lat tematem prac Zespołu. Stopniowo głównym przedmiotem stały się procesy zmian strukturalnych, zachodzących w cza-

sie wewnątrzmolekularnego przeniesienia elektronu (tzw. stany TICT) (z K. Rotkiewicz, W. Rubaszewską, A. Siemiarczukiem, J. Dobkowskim i J. Herbichem). Prace te są szeroko znane, bardzo cenione i wielokrotnie cytowane w świecie, a skrót TICT (Twisted Intramolecular Charge Transfer States) dobrze zdomowionym skróttem w literaturze. W trosce o stworzenie lepszych warunków pracy, został skonstruowany spektrofotometr (spektromonitor) do badań nietrwałych indywiduów (z J. Koszewskim i J. Jasnym) w 1965 r. To jeden z dwóch patentów zgłoszonych przez Profesora (1965 i 1969). Wynalazek ten został opatentowany również w Niemczech, Francji, Szwajcarii, USA, W. Brytanii, Włoszech i Japonii. Dzięki współpracy z elektronikiem J. Koszewskim i optykiem J. Jasnym powstało dobrze wyposażone laboratorium fotochemii, fotofizyki i spektroskopii.

Nazwisko Zbigniewa Ryszarda Grabowskiego kojarzy się w świecie z fotochemią najwyższych lotów. Znajduje to swój wyraz w licznych wykładach zagranicznych i w członkostwie w towarzystwach naukowych. W latach 1959–82 był Profesorem członkiem Faraday Society. Od 1972 r. jest członkiem European Photochemistry Association, był organizatorem polskiej sekcji tego stowarzyszenia i wielokrotnie reprezentował Polskę w Zarządzie. W latach 1979–81 był członkiem tytularnym Komisji Fotochemii Międzynarodowej Unii Chemii Czystej i Stosowanej (IUPAC) i członkiem Komisji Procedur Spektrochemicznych IUPAC-u. Jest od 1969 r. w radzie redakcyjnej *Chemical Physics Letters* i od 1979 r. – *Journal of Luminescence*, od 1992 r. – członkiem komitetu redakcyjnego *Trends in Chemical Physics*. W latach 1971–72 przebywał w Cambridge, pracując w laboratorium R.G.W. Norrisha. Jest doktorem *honoris causa* Uniwersytetu we Fryburgu (Szwajcaria).

W 1977 r. został wybrany na członka Niemieckiej Akademii Badaczy Przyrody „Leopoldina”, a w 1983 r. na członka-korespondenta Polskiej Akademii Nauk. To nie pomyłka z mojej strony, to nie przypadkowe przestawienie dat. Może z tak radosnej okazji, jak przyznanie prestiżowej nagrody, nie jest dobrze wspominać byłe ciemne chwile? Ież było listów otwartych, protestów, na których podpis ZRG był na pierwszych miejscach. Choć zawieszony był w prawach kierownika Zakładu, choć nie wydawano mu z tego powodu paszportu służbowego i przesuwane było przyjęcie do Akademii, choć wiele różnych innych ostrych represji utrudniających pracę było jego udziałem, dziś widać, ile wkładu wniosły jego inicjatywy do naszej polskiej rzeczywistości. Trudno o lepszą realizację skrótego hasła „compassion”.

Było jeszcze powołanie do życia Towarzystwa Popierania i Krzewienia Nauk, którego jest od 1992 r. prezesem. A także szeroka działalność popularyzatorska, począwszy od współredagowania *Problemów* w latach 60-tych, aż po dzisiejsze wykłady na temat procesów ewolucji chemicznej poprzedzającej powstanie życia. No i ostatnie dziecko Profesora: Szkoła Nauk Ścisłych – niepaństwowa szkoła wyższa. To źródło zupełnie nowych doświadczeń dla ciągłego entuzjasty, pasjonata i optymisty.

Niedawno w Pułtusku obchodzono 65-lecie prof. Grabowskiego. Właśnie wówczas można było zobaczyć, jak głęboki rezonans w świecie wywołuje jego osoba i jego prace. Ten Zjazd Naukowy zgromadził ludzi z całego świata, w tym pierwsze nazwiska z fotochemii i fotofizyki. Wówczas można było dowiedzieć się, ile laboratoriów na świecie kontynuuje pracę nad tym, co wzięło swój początek na ul. Kasprzaka. Ten Zjazd zgromadził również wszystkich uczniów i współpracowników Profesora. W tym wielopokoleniowym już gronie ludzi

było tak, jak na moim pierwszym seminarium w Zakładzie Fotochemii. Ciepło i serdecznie, rodzinnie, wszyscy mówili sobie po imieniu. . . Tylko zamiast ciastek, był tort urodzinowy i wspaniałe bukiety kwiatów.

Joanna Sadlej

Medal Maxwella dla Ekerta

Medal i Nagrodę Maxwella otrzymał w 1994 r. Artur Ekert (Clarendon Laboratory, Uniwersytet Oxfordzki) za „ważny wkład w dziedzinie gromadzenia i przekazywania informacji w teorii kwantów”. Medal i Nagrodę Maxwella przyznaje corocznie brytyjski Instytut Fizyki za wybitny wkład do fizyki teoretycznej.

Artur Ekert ukończył studia fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim i po paru latach wyjechał do Oxfordu. Jest on jednym z czołowych twórców kryptografii kwantowej, w której połączenie podstawowych własności kwantowych skorelowanych stanów światła z kwantową teorią informacji daje całkowicie bezpieczne metody szyfrowania. Ekert wprowadził ideę korelacji Bella do przekazywania informacji i pokazał jak realizować bezpieczne systemy łączności na drodze interferometrycznej. Obecnie jego badania koncentrują się na możliwościach budowy komputerów kwantowych.

Uczestnicy XXXII Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie w 1993 r. na pewno pamiętają jego niezmiernie interesujący wykład „Kryptografia kwantowa”.

Phys. World 7, nr 12 (1994)

B. W.

Medal Maxa Plancka 1995

Medal Maxa Plancka za 1995 r. otrzymał Siegfried Grossmann, profesor Uniwersytetu w Marburgu, za „znaczące prace w dziedzinie dynamiki nieliniowej, w szczególności chaosu”.

Grossmann (ur. 1930) uprawia fizykę statystyczną i pewne działy fizyki matematycznej, ma znaczne osiągnięcia w rozwiązywaniu zagadnień analizy funkcjonalnej i turbulencji.

Medal Maxa Plancka jest najwyższym wyróżnieniem jakie przyznaje Niemieckie Towarzystwo Fizyczne.

Phys. Bl. 51, nr 1 (1995)

B. W.

Tadao Kasuya honorowym profesorem w INTiBS

Rada Naukowa Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych im. W. Trzebiatowskiego nadała drowi Tadao Kasuyi tytuł profesora honorowego. Tytuł ten ustanowiono w Instytucie dla uczczenia wybitnych uczonych utrzymujących żywe stosunki naukowe z Instytutem i ma on być odpowiednikiem tytułu doktora *honoris causa* nadawanego przez wyższe uczelnie.

Kasuya (ur. 1927) studia fizyki ukończył na Uniwersytecie w Nagoyi w 1952 r. i rozpoczął badania w zakresie teorii ciała stałego. Jego praca doktorska (1956), wykonana pod kierunkiem K. Yosidy, dotyczyła tych oddziaływań, które obecnie są znane jako oddziaływanie Rudermanna-Kittela-Kasuyi-Yosidy (RKKY). Proponowany model RKKY był pierwszym, który w zjawiskach magnetycznych obserwowanych w połączeniach ziemskich uwzględnił rozciągnięte stany pasmowe. Mimo upływu lat model ten jest jednym z częściej używanych w fizyce metalicznych, półmetalicznych i półprzewodnikowych związków d- i f-elektronowych.

W 1965 r. Kasuya został powołany na stanowisko profesora zwyczajnego i kierownika grupy badawczej na Uniwersytecie Tohoku w Sendai. Stworzył on tam placówkę naukową o znaczeniu światowym.

Zapoczątkował wiele programów badawczych dotyczących zjawisk występujących w związkach uporządkowanych magnetycznie, takich jak sieci Konda czy materiały o mieszanej wartościowości. Dzięki pracy kierowanego przezeń zespołu, fizyka zhybrydowanych i silnie skorelowanych układów f-elektronowych stała się jedną z fascynujących dziedzin fizyki ciała stałego. W 1991 r. prof. Kasuya przeszedł na emeryturę.

Do szczególnych osiągnięć Kasuyi należy zaliczyć:

1) Opracowanie teorii wielokanałowych oddziaływań wymiennych w związkach półmetalicznych i półprzewodnikach z wąską przerwą energetyczną, co wyodrębniło rolę anizotropii poszczególnych kanałów wymiany. Wyjaśnia ona istnienie różnych typów anizotropii magnetokrystalicznej.

2) Wyjaśnienie procesu zapoczątkowania polaryzacji magnesowania spontanicznego przez aktywowany termicznie kanał sprzężenia (np. sprzężenie kwartetów Γ_8 w CeBi).

3) Analizę zależności własności półmetalicznych lub półprzewodnikowych od stężenia dziur w pasmie walencyjnym materiałów f-elektronowych.

Ostatnio Kasuya interesuje się tzw. sieciami Konda (periodyczne uporządkowanie domieszek Konda) z niskim stężeniem nośników ładunków. Ma on również udział w rozwijaniu interesującego pomysłu polaronów magnetycznych tworzących specyficzne kryształy Wignera w czysto stechiometrycznych związkach z niskim stężeniem nośników ładunków.

Tadao Kasuya stworzył szkołę fizyki ciała stałego, gromadzącą nie tylko teoretyków lecz również doświadczalników. Jego laboratorium przyciąga wielu współpracowników także spoza Japonii, m.in. z INTiBS. Wrocławscy badacze uczestniczyli np. w programie, który skoncentrował elitarne laboratoria na pracy nad zagadnie-

niami ciężkich fermionów, co w niezwykle sposób zaktywizowało badania materiałów f-elektronowych i przyniosło odkrycie nowych materiałów ciężkofermionowych, a także umocniło kontakty między współpracującymi laboratoriami. Ta wiodąca rola Kasuyi i cechy jego charakteru spowodowały, że jego współpracownicy, również ci z zagranicy, nazywają go Shogunem.

Wojciech Suski

Nagroda Holwecka 1994

W 1994 r. Nagrodę Holwecka, przyznawaną wspólnie przez Francuskie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki, naprzemian w jednym roku fizykowi brytyjskiemu, w następnym – francuskiemu, otrzymał Lawrie Challis, profesor Uniwersytetu w Nottingham, za badania w dziedzinie fizyki niskich temperatur. Nagroda honoruje w szczególności jego badania oddziaływań elektron-fonon w strukturach niskowymiarowych oraz jego wkład w rozwinięcie współpracy z kolegami francuskimi.

Phys. World 7, nr 11 (1994)

B. W.

Międzynarodowy Turniej Młodych Fizyków

Międzynarodowy Turniej Młodych Fizyków jest konkursem, który wyłonił się siedem lat temu z Turnieju Fizycznego organizowanego początkowo przez Uniwersytet Moskiewski. Głównymi autorami pomysłu byli profesorowie i współpracownicy tego Uniwersytetu, a pierwsze 6 turniejów odbywało się w Moskwie lub jej okolicach. W 1994 r. gospodarzem była Holandia (Groningen), w 1995 r. rozgrywki odbędą się w Polsce.

Turniej ma, moim zdaniem, bardzo ciekawą formę – kładzie nacisk na pracę zespołową, uczy jak publicznie przedstawiać

swoje wyniki, jak oceniać wystąpienia innych, a ogólnie – jak prowadzić dyskusję naukową. Rozgrywki odbywały się dotychczas w języku rosyjskim, w tej chwili angielski zaczyna być językiem dominującym.

Udział w turnieju biorą drużyny pięciosobowe, stanowiące reprezentację państwową, w wyjątkowych przypadkach mogą reprezentować miasto czy inny ośrodek. Do rozwiązania uczestnicy dostają 17 zadań, czy raczej problemów, które poznają wcześniej. Reprezentacje państw wybierane są w różny sposób. W Polsce odbywa się turniej krajowy pomiędzy drużynami reprezentującymi na ogół szkoły i zwycięzcy tego konkursu biorą udział w Turnieju Międzynarodowym. Na Węgrzech Uniwersytet w Budapeszcie ogłasza indywidualny konkurs pisemny wśród uczniów i spośród autorów nadesłanych prac wybiera grupę, która jest potem przygotowywana do udziału w Turnieju Międzynarodowym na kilkudniowym „obozie kondycyjnym”.

Zadania turnieju są to problemy czy opis zjawisk często spotykanych w przyrodzie. Czasem są tak sformułowane aby uczestnicy musieli sami znaleźć opis teoretyczny problemu, uzasadnić go, a następnie, w bardzo wielu przypadkach, przeprowadzić doświadczenie potwierdzające opisaną teorię. Co roku pojawia się zadanie, w którym problem należy sformułować samemu – w zeszłym roku należało np. wymyśleć i przedstawić problem (oraz jego rozwiązanie) związany z cienką soczewką, w tym roku należy wymyśleć i zinterpretować paradoksalny eksperyment fizyczny.

W turnieju '94 ciekawe zadania dotyczyły np. opisu tarcia magnetycznego powstającego przy ruchu magnesu nad płytami miedzianymi, opisanie kształtów jakie przybiera strumień wody spadający na płasko zakończony pionowy pręt, czy znalezienie minimalnej grubości warstwy słomy, aby padający na nią człowiek nie zrobił so-

bie krzywdy.

Rozgrywki odbywają się w grupach po 3 drużyny. Kolejno przedstawiciele każdej z drużyn podają rozwiązanie jednego z zadań (wskazanego przez przeciwnika). Następnie przeciwnicy wytykają błędy lub zwracają uwagę na pozytywne strony rozwiązania. Trzecia drużyna podsumowuje oba wystąpienia. Czas wszystkich wypowiedzi jest ściśle określony, pomiędzy wystąpieniami odbywa się krótka dyskusja (również limitowana czasowo). Po każdym zadaniu jury ocenia wystąpienia każdej z drużyn.

Dwukrotnie już przygotowywałam drużyny szkolne do udziału w turnieju i bardzo wysoko oceniam korzyści wyniesione przez uczniów. W czasie przygotowywania rozwiązań zawodnicy uczą się pracy zespołowej. Za każde zadanie odpowiedzialna jest oczywiście jedna lub dwie osoby, ale wszyscy uczestniczą w dyskusji nad metodami i formą rozwiązania i włączają się w wykonywanie doświadczeń. Ze względu na nietypową formę zadań, zupełnie różną od tej, z jaką uczniowie spotykają się w szkole czy nawet na Olimpiadzie Fizycznej, muszą oni wykazać się dużą inicjatywą przy poszukiwaniu literatury dotyczącej danego problemu, sformułowaniu strony teoretycznej, czy też przy budowaniu układu doświadczalnego.

Nietypowe, „niezadaniowe” sformułowanie problemów uświadamia też często uczniom, że życie wokół nich to właśnie fizyka!

Sposób przedstawienia rozwiązań innym drużynom i jury, konieczność natychmiastowego reagowania na wystąpienie przeciwnika i wyszukiwanie argumentów broniących własnej pracy bądź też podkreślających niedociągnięcia przeciwnika, dają uczestnikom przedsmak dyskusji naukowej. Szkoła nasza rzadko umożliwia uczniom ten rodzaj wystąpień. Dodatkowym walorem jest konieczność wystąpienia w etapie

końcowym rozgrywek krajowych i w Turnieju Międzynarodowym w języku obcym (obecnie angielskim).

Sekretarz generalny Turnieju Młodych Fizyków, dr Andrzej Nadolny, tak napisał w liście skierowanym do dyrektorów szkół: „...Turniej, poza pogłębianiem znajomości fizyki i wdrażaniem do twórczej pracy, rozwija u uczestników komunikatywność, a w szczególności umiejętność dyskusji i przekonywania.”

Wydaje mi się, że należałoby zastanowić się nad formalnym uznaniem Turnieju za imprezę dającą jej laureatom na stopniu krajowym korzyści związane ze zwolnieniem z egzaminu maturalnego z fizyki czy też z egzaminu wstępnego z fizyki na studia wyższe.

Maria Zaborowska-Kuśmierek

Stypendia dla zagranicznych uczonych

Fundacja im. Braci Jana i Jędrzeja Śniadeckich ogłosiła, że od 1995 r. przyznaje stypendia dla uczonych zagranicznych, którzy chcieliby prowadzić pracę badawczą w Polsce przez okres co najmniej jednego roku.

Kandydaci muszą być w wieku nie przekraczającym 40 lat, posiadać stopień naukowy równoważny doktoratowi, przedstawić dowody samodzielnych badań wykonanych w wyższej uczelni lub instytucji naukowym poza Polską, znać dobrze język angielski. Przed wystąpieniem o stypendium kandydat musi uzgodnić temat badań i okres pobytu z proponowanym przez siebie gospodarzem w Polsce. Wysokość stypendium odpowiada pensji adiunkta (i jest wolna od podatku). Fundacja pokrywa częściowo koszty podróży.

Wnioski można składać przez cały rok, jednak nie mniej niż 5 miesięcy przed proponowanym terminem przyjazdu.

Bliższe informacje: Fundacja im. Braci Jana i Jędrzeja Śniadeckich, Reymonta 27, 30-059 Kraków, tel. (012) 372672, fax (012) 372884, tlx 0325332 pan pl.

Również Kasa im. Józefa Mianowskiego przyznaje stypendia dla uczonych zagranicznych, jednak na krótsze przyjazdy, nie przekraczające 6 miesięcy. Bliższe informacje: Kasa im. Józefa Mianowskiego, Pałac Staszica, pok. 245, Nowy Świat 72, 00-330 Warszawa.

B. W.

Międzynarodowe Centrum Nauki i Techniki w Moskwie

Dzięki inicjatywie ministrów spraw zagranicznych: USA – Bakera, RFN – Genschera i Francji – Dumasa, po długich negocjacjach i przewyciężeniu licznych trudności, zostało w marcu 1994 otwarte w Moskwie Międzynarodowe Centrum Nauki i Techniki. Celem jest stworzenie możliwości pracy nad projektami pokojowymi rosyjskim specjalistom zatrudnionym poprzednio w ośrodkach zbrojeniowych.

Centrum ma czterech partnerów: USA, Japonię, Unię Europejską i Rosję. Pierwsi trzej partnerzy dostarczyli na początek 70 mln USD, a Rosja – lokal w postaci jednego piętra w jednym z moskiewskich instytutów. Stworzono stałą grupę roboczą pod kierownictwem Amerykanów, do której wchodzi przedstawiciele pozostałych partnerów. Analogiczna instytucja dla Ukrainy znajduje się w trakcie organizacji w Kijowie.

Zadaniem Centrum jest doradzanie naukowcom rosyjskim (i wkrótce ukraińskim) przy projektowaniu prac, ocena tych projektów i w miarę możliwości pomoc finansowa. W przypadku prac wspólnych z instytucjami zagranicznymi, partner zagraniczny nie będzie dofinansowany z funduszy Centrum.

Do końca sierpnia 1994 nadesłano 200 propozycji prac, z których zatwierdzono tylko 54. Oznacza to, że w ciągu najbliższych trzech lat 3000 naukowców znajdzie zatrudnienie przy realizacji tych projektów. Wiele ze zgłoszonych propozycji nie odpowiadało poziomowi nauki lat dziewięćdziesiątych.

Phys. Bl. 50, nr 10 (1994)

B. W.

Holenderskie szkoły badań doskonałych

W 1991 r. rząd holenderski uznał za właściwe skupianie badań naukowych i kształcenie doktorantów w ograniczonej liczbie najlepszych ośrodków i utworzenie tzw. szkół badań naukowych, czyli jak je nazwano „centrów badań doskonałych”, kształcących młodych ludzi w wybranych specjalnościach naukowych.

Jak dotychczas, specjalnie powołany komitet Królewskiej Holenderskiej Akademii Nauk zatwierdził utworzenie 37 takich szkół. Potrzeba stworzenia takich szkół wynikała w Holandii przede wszystkim stąd, że asystenci zobowiązani tam są uczyć na wykłady rozszerzające i pogłębiające ich wiedzę, a jednocześnie prowadzić własne prace badawcze dla uzyskania stopnia doktora. Można przypuszczać, że w „szkołach badań” jakość zarówno kształcenia jak i badań naukowych doktorantów będzie doskonała. Jest też inny argument za włożeniem ogromnego wysiłku organizacyjnego w tworzenie takich szkół – ludzie pracujący poza najlepszymi ośrodkami mają odczucie, że omija ich główny nurt nauki przynoszący fundusze na badania i prestiż.

Partnerami w większości szkół badawczych są instytucje holenderskie, ale nie ma w zasadzie przeszkody aby szkoły te stały się międzynarodowymi ośrodkami kształcenia. Na przykład w czerwcu 1994 została otwarta międzynarodowa szkoła Podstawo-

wej i Stosowanej Fizyki Jądrowej i Atomowej (FANTOM), której głównym koordynatorem jest Uniwersytet w Groningen a partnerami inne instytucje holenderskie, belgijskie (Uniwersytet w Gandawie), francuskie (Uniwersytet Paris-Sud w Orsay) i niemieckie (Uniwersytet w Monasterze). Program badawczy w FANTOM-ie obejmuje trzy kierunki: podstawowe badania własności atomów i jąder, zastosowania metod atomowych i jądrowych oraz podstawowe badania technologiczne w zakresie aparatury detekcyjnej i pomiarowej. Obecnie kształcą się tam 45 doktorantów.

Phys. World 7, nr 11 (1994)

B. W.

Mała wielka fizyka

Zastanawianie się czy lepsza jest nauka „wielka” czy „mała”, przypomina oczywiście dylemat czy myć ręce czy nogi. Niemniej jednak w okresie trudności finansowych nauki (zaniechanie budowy SSC, redukcja nakładów ze źródeł wojskowych, recesja) osiągnięcia „małej” nauki podkreśla się częściej.

W jednym tylko październikowym numerze *Physics Today* temat ten pojawia się aż trzy razy. W stałej rubryce „Reference Frame” Daniel Kleppner przypomina o osiągnięciach badań niezachowania parzystości w fizyce atomowej, rozpoczętych ok. 20 lat temu w Paryżu przez Claude’a i Marie-Anne Bouchiatów. Najnowsze prace Carla Wiemana i współpracowników z JILA w Boulder dostarczają informacji o stałych sprzężenia elektrosłabego, które są niezwykle istotne z punktu widzenia weryfikacji Modelu Standardowego.

W dziale „Search and Discovery” znajdujemy doniesienie o uzyskaniu przez badaczy z Uniwersytetu Stanu Colorado akcji laserowej w dziedzinie rentgenowskiej w wyładowaniu w kapilarze wypełnionej

argonem (piszemy o tym w następnej notatce). Stwarza to realne szanse na zbudowanie zwartego, taniego lasera rentgenowskiego, który będzie mógł zastąpić gigantyczne układy z pompowaniem laserami optycznymi, stosowane dotychczas w laboratoriach w Livermore i Princeton.

I wreszcie w pełnowymiarowym artykule Roscoe Marrs i współpracownicy z Livermore piszą o pułapkowaniu jonów w wiązce elektronów. Metoda ta pozwala na uzyskanie i badanie bardzo ciężkich jonów wodoropodobnych (aż do np. U^{91+}) bez korzystania z akceleratora ciężkich jonów.

„Mała” fizyka pozwala więc osiągnąć wiele, choć oczywiście nie zastąpi fizyki „wielkiej”. Problem polega na tym ile potrzebujemy jednej, a ile drugiej. Daniel Kleppner nie jest zbyt optymistyczny – sądzi, że obie czekają kłopoty: „dużą”, bo jest zbyt pociągająca dla polityków, a „małą”, bo jest dla nich za mało atrakcyjna.

Phys. Today 47, nr 10 (1994)

M. Ł.

Laser rentgenowski na stole

Zbudowanie lasera rentgenowskiego od dawna było wyzwaniem dla konstruktorów. Możliwość dysponowania intensywną, spójną wiązką fotonów o dużej energii jest atrakcyjna zarówno z punktu widzenia badań podstawowych jak i licznych zastosowań, m.in. w programie syntezy termojądrowej. Pierwsze lasery rentgenowskie powstały w 1985 r. w Laboratorium im. Lawrence'a w Livermore i w Laboratorium Fizyki Plazmy w Princeton (zob. artykuł D.L. Mattewsa i D. Rosena, *PF* 42, 271 (1991)). Są to wielkie i drogie urządzenia, w których do pompowania używa się potężnych laserów generujących promieniowanie optyczne. (Na przykład w Livermore do pompowania służą lasery impulsowe o mocy szczytowej rzędu 10^{13} W !) Konieczność stosowania tak silnych źródeł pompu-

jących wynika z bardzo małej sprawności tych układów.

Jest więc zrozumiałe, że w wielu ośrodkach próbuje się uzyskać akcję laserową w obszarze rentgenowskim na drodze prostszej i tańszej, tzn. w wyładowaniu. Istotnego postępu w tej dziedzinie dokonała ostatnio grupa z Uniwersytetu Stanu Colorado, którą kieruje Jorge Rocca. W użytym układzie wyładowanie następuje w kapilarze wielkości połowy słomki do napojów, w której znajduje się argon (ew. z domieszką H_2 , He, Ne). W wyniku rozładowania kondensatora uzyskuje się silny impuls elektryczny (czas trwania ok. 60 ns, szczytowe natężenie prądu ok. 40 kA), dzięki któremu atomy argonu są silnie jonizowane, a powstała w ten sposób plazma ulega kompresji w polu magnetycznym wytworzonym przez prąd wyładowania. Wkrótce po szczycie impulsu prądowego, w pobliżu momentu maksymalnej kompresji plazmy, obserwuje się akcję laserową o długości fali 46.9 nm, co odpowiada przejściu $3s^1P_1 - 3p^1S_0$ w ośmiokrotnie zjonizowanym (neonopodobnym) argonie.

Autorzy uważają, że kluczem do ich sukcesu jest uzyskanie plazmy jednocześnie gorącej, gęstej i jednorodnej. O ile dwie pierwsze cechy zazwyczaj charakteryzują plazmę otrzymaną w wyładowaniu, o tyle trzecia występuje rzadko, a w omawianym doświadczeniu zawdzięcza się ją geometrii kapilarnej.

Ten pierwszy udany eksperyment cierpi jeszcze na wiele niedostatków: jak dotąd, uzyskano jedynie pojedyncze impulsy laserowe, kapilary wytrzymują tylko kilkadziesiąt „strzałów”, a długość fali emitowanego promieniowania jest stosunkowo duża (mówiąc ściśle jest to daleki nadfiolet, choć specjaliści od laserów rentgenowskich godzą się uważać go za miękkie promieniowanie rentgenowskie). Stanowi on jednak bardzo istotny krok w dobrym kierunku – dzięki

udanemu zastosowaniu bardzo wydajnego mechanizmu pompowania udało się uzyskać układ bardzo zwarty (mieści się on na stole laboratoryjnym) i stosunkowo tani. A każdy przecież woli mieć niewielki laser rentgenowski we własnej pracowni, gotowy do pracy w każdej chwili, niż musieć zadzwolić się jednym czy dwoma impulsami dziennie giganta z Livermore lub Princeton.

Phys. Today 47, nr 10 (1994) M. Ł.

Hewlett i Packard wspierają badania podstawowe

Amerykańska firma Hewlett-Packard, produkująca przyrządy naukowe i komputery, przyznała ostatnio dwie poważne subwencje na rozwój badań podstawowych w uznaniu, że te badania przyczyniły się w przeszłości i przyczyniają nadal do rozwoju firmy.

Jedna z tych subwencji to 77.4 mln USD dla Uniwersytetu Stanforda w Kalifornii. Suma ta pozwoli doprowadzić do końca budowę nowego kompleksu budynków wydziału nauk ścisłych i inżynierskich. William R. Hewlett i David Packard, którzy w połowie lat trzydziestych studiowali na tym Uniwersytecie, oświadczyli: „Ufamy, że ten dar zapewni Uniwersytetowi Stanforda wiodącą rolę w naukach ścisłych i w inżynierii w nadchodzącym stuleciu.”

Druga subwencja umożliwiła powstanie i zasilą Instytut Badań Podstawowych w zakresie Nauk Matematycznych (Basic Research Institute in the Mathematical Sciences – BRIMS) w Anglii, który wyłonił się z laboratoriów badawczych Hewletta-Packarda w Bristolu. BRIMS będzie współpracował z Instytutem Izaaka Newtona w Cambridge. Intencją jest aby BRIMS dał możliwość pracownikom naukowym firmy dostępu do zaawansowanych

badania matematycznych, w szczególności w zakresie matematyki nieliniowej, która zapewne będzie istotna dla rozwoju urządzeń kwantowych i rozwoju szerokopasmowej sieci komputerowej. Matematyka nieliniowa gra podstawową rolę w pracach firmy nad rozwiązywaniem zagadnień takich jak rozchodzenie się solitonów we włóknach optycznych, zastosowanie chaosu w modelowaniu arytmii serca, problemy mechaniki statystycznej w projektowaniu wielkich sieci. Wielkiej pomocy w realizacji tych zamierzeń udziela Instytut Newtona, który wspomaga BRIMS, m.in. przez organizowanie krótkich kursów szkoleniowych. W zamian Hewlett-Packard dostarczył Instytutowi 10 nowych komputerów oraz zapewnia finansowanie jednego z członków Instytutu.

Nature 371, nr 6499 (1994)

B. W.

Realne zastosowanie nadprzewodników

Na jesieni 1994 rozpoczęto w Bostonie (USA) realizację projektu zastosowania nadprzewodników w podziemnej linii przesyłowej mocy elektrycznej. Realizatorami są wspólnie: Instytut Badawczy Mocy Elektrycznej, Amerykańska Korporacja Nadprzewodników w Westborough, fabryka kabli Pirelli i laboratoria Ministerstwa Energii USA.

Pierwszym krokiem będzie zbudowanie 30 m prototypowej linii nadprzewodnikowej. Jeżeli wyniki próby okażą się pomyślne, celem ostatecznym będzie zastąpienie ok. 3500 km miedzianych linii przesyłowych dużej mocy, biegnących pod ulicami miast amerykańskich, przez linie nadprzewodzące mogące przenosić moc 2 – 5 razy większą niż dotychczas stosowane przewody miedziane. Na rozwój tej idei miała niewątpliwie wpływ „rewolucja optyczna” w telekomunikacji, gdzie zastą-

piono już wiele przewodów miedzianych włóknami optycznymi. Koszt takiej instalacji jest oczywiście bardzo duży, ale oczekuje się, że zamortyzuje się w ciągu kilku lat.

Linia prototypowa będzie składała się z drutów nadprzewodnikowych owiniętych wokół rury stalowej, przez którą ma przepływać ciekły azot. Przed projektodawcami stoi zadanie wyprodukowania nadprzewodników o dostatecznej jakości i rozsądnym koszcie.

Nature 371, nr 6499 (1994)

B. W.

Co robią fizycy z SSC

W rok po decyzji zaniechania budowy wielkiego akceleratora SSC w Stanach Zjednoczonych z 1100 osób personelu naukowego i technicznego SSC pozostało tam jeszcze niecałe 100 (zajmują się likwidacją urządzeń, biblioteki itp.).

Spośród 198 fizyków Wydziału Badań Fizycznych SSC 72% (144 osoby) znalazły nowe zatrudnienie, z nich tylko 55% w fizyce wysokich energii. Reszta albo przeszła na wcześniejsze emerytury, albo założyła własne przedsiębiorstwa albo przeszła do pracy w elektronice, komputerach lub finansach. Na rynku pracy poszukiwani są pracownicy dobrze posługujący się nowoczesnymi narzędziami pracy i łatwo przestawiający się na rozwiązywanie nowych zagadnień. Natomiast ci, którzy byli przyuczeni tylko do wąskich zadań, związanych z budową akceleratora, mają ogromne trudności ze znalezieniem pracy. Również trudności mają starsi, nawet bardzo doświadczeni, o szerokich horyzontach fizycy – ani uniwersytety ani firmy nie chcą zatrudniać już niemłodych osób.

Science 266, nr 5185 (1994)

B. W.

Powinniśmy wiedzieć co myśli społeczeństwo

Donald N. Langenberg, ustępujący prezes Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, na zebraniu tego Towarzystwa w kwietniu 1994 przedstawił swoje poglądy na temat sytuacji w jakiej obecnie znajduje się społeczeństwo i fizyka wobec malejących gwałtownie budżetów i odradzającego się lekceważenia nauki.

Powiedział m.in.: „Jeśli profesorowie chcą odegrać znaczącą rolę w rodzącej się reformie kształcenia uniwersyteckiego, powinni przede wszystkim zdać sobie sprawę, że ona już się zaczęła, że jest ona dla nich wyzwaniem i że powinni włączyć się do jej przeprowadzania i działać. Jeżeli zignorują to wyzwanie, znajdą się w niebezpiecznej sytuacji. . . . Jeżeli chodzi o komunikowanie się ze społeczeństwem, wydaje mi się, że powinniśmy przestać skupiać się na tym, co chcielibyśmy aby społeczeństwo wiedziało o fizyce, a skoncentrować się na zdaniu sobie sprawy z tego, co społeczeństwo myśli i czuje na temat fizyki i znaleźć wtedy odpowiednią strategię działania.”

Phys. Today 47, nr 12 (1994)

B. W.

Jeszcze jedno odkrycie z fizyki na znaczku pocztowym

Uzupełniając zamieszczoną w Kronice 5/94 notatkę o odkryciach z fizyki na niemieckich znaczkach pocztowych w serii „Europa”, dodaję, iż w tej samej serii „Europa” poczta francuska wypuściła znaczek za 3.70 F poświęcony, z okazji siedemdziesiątej rocznicy, odkryciu fal materii. Znaczek przedstawia na tle symbolicznego rysunku fali wzór: $\lambda = h/mv$ i napis „1924 – odkrycie fali Louisa de Broglie’a”.

Józef Hurwić

Juliusz Karol Skonieczny (1932 – 1994)

Około rok temu, 12 lutego 1994 r., po długiej i ciężkiej chorobie zmarł profesor dr hab. Juliusz Karol Skonieczny.

Juliusz Skonieczny urodził się w 1932 r. w Kruszwicy. Po uzyskaniu matury w Liceum Ogólnokształcącym im. Jana Kasprowicza w Inowrocławiu, rozpoczął studia fizyczne na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu, które ukończył w 1956 r. Po studiach pracował w bydgoskiej filii Instytutu Tele- i Radiotechnicznego, a po jego likwidacji w Zakładach Radiowych „Eltra” w Bydgoszczy, jako konstruktor urządzeń radiometrycznych. W tym okresie ukończył roczne Studium Techniki Izotopowej, organizowane przez AGH w Krakowie.

W 1963 r. podjął pracę w Wyższej Szkole Inżynierskiej (przekształconej później w Akademię Techniczno-Rolniczą) w Bydgoszczy. Początkowo był starszym asystentem, później wykładowcą, docentem i od 1992 r. profesorem.

Stopień doktora nauk fizycznych uzyskał w 1970 r. na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu, po przedstawieniu rozprawy pt. „Wpływ różnych czynników na pracę samooscylicującego magnetometru czesowego”.

W okresie od września 1972 do lutego 1974 przebywał na stażu naukowym na Uniwersytecie Windsor (Kanada), pracując pod kierunkiem prof. L. Krausego. Wyniki uzyskane tam stały się podstawą do przygotowania pracy habilitacyjnej pt. „Doświadczalne badanie zjawisk tworzenia się i rozpadu drobiny Hg_2 w mieszaninach par rtęci i azotu”. Stopień doktora habilitowanego otrzymał w 1976 r., również na UMK w Toruniu.

Profesor Skonieczny utworzył zespół naukowy, który badał zagadnienia z zakresu fizyki powierzchni stosując spektro-

skopię prądu całkowitego, pomiary pracy wyjścia i później również wzmocnione powierzchniowo zjawisko Ramana. Był promotorem trzech prac doktorskich swoich współpracowników.

W 1989 r. przebywał sześć miesięcy jako „visiting professor” w Zacatecas (Meksyk), a później od lipca 1989 do kwietnia 1991 na stażu w Uniwersytecie w Kassel (RFN), gdzie pracował w zespole prof. A. Goldmanna.

Tytuł profesora uzyskał w 1992 r. na podstawie wniosku Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego.

W 1993 r. dwukrotnie przebywał na Uniwersytecie w Kassel, skąd powrócił z powodu rozwijającej się choroby.

Pracując w Akademii Techniczno-Rolniczej prof. Skonieczny brał bardzo aktywny udział w pracach organizacyjnych Uczelni pełniąc różne funkcje w komisjach rektorskich i senackich. Przez wiele lat był redaktorem naczelnym Wydawnictw Uczelnianych, wicedyrektorem, a później dyrektorem Międzywydziałowego Instytutu Matematyki i Fizyki. Był wieloletnim członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Dwukrotnie otrzymał nagrodę ministra i wielokrotnie nagrody rektorskie za działalność naukową, dydaktyczną i organizacyjną.

Profesor Skonieczny swoją wyróżniającą się uczciwością, zdyscyplinowaniem, koleżeńskością i bardzo poważnym traktowaniem podejmowanych zadań zyskał wśród wszystkich, którzy go znali, autentyczny autorytet i szacunek.

Opinię o profesorze Skoniecznym pięknie i bardzo trafnie wyraził prof. A. Goldmann w liście do żony zmarłego: „...pomimo i wbrew wszelkim trapiącym go dolegliwościom żył z nami w atmosferze olbrzymiej tolerancji, szczerego humoru, z zawsze żywym zainteresowaniem wszyst-

kimi najdrobniejszymi sprawami i troskami naszego życia osobistego. Tak z nim współżyliśmy, takim chcielibyśmy go dalej gościć w naszym gronie jako badacza i takim go zachowamy w naszej pamięci. Może być dla nas przykładem do naśladowania”.

Także dla nas, jego kolegów i współpracowników, którzy go znaleźliśmy, był dobrym przykładem do naśladowania.

Mikołaj Rozwadowski

Maciek Jenike (1944 – 1994)

Od 1974 r. Maciek pracował w Liceum Ogólnokształcącym im. Jana Zamoyskiego w Warszawie jako fizyk. Był nauczycielem z powołania. Praca z młodzieżą była jego życiową pasją. Kochał uczyć młodzież. Robił to z wielkim zapałem. Sam wymyślał bardzo dobre zadania – nie lubił korzystać z gotowych zbiorów. Miał przy tym talent fizyka-eksperymentatora, wykonywał wiele doświadczeń własnego pomysłu. Długie lata prowadził Kółko Fizyczne, co owocowało licznym uczestnictwem jego uczniów w Olimpiadach Fizycznych. Trzynastu z nich uzyskało tytuł finalisty lub laureata. W latach 1982–90 napisał scenariusz do czterech filmów dydaktycznych z zakresu fizyki. Recenzował podręczniki dla klas II, III i IV licealnych, sam napisał udany podręcznik dla I klasy liceum i świetny zbiór oryginalnych zadań własnego pomysłu, też dla tej klasy.

W 1989 r. był opiekunem reprezentacji Polski na Turniej Młodych Fizyków w Moskwie. Drużyna złożona z jego uczniów zajęła tam trzecie miejsce. W 1990 r. otrzymał nagrodę I stopnia Ministra Edukacji Narodowej.

Maciek był człowiekiem niezwykle aktywnym, pogodnym, zawsze uśmiechniętym, otwartym. Cały czas czuł się młodym

i nim był. Dlatego młodzież nie odczuwała dystansu pokoleniowego i wręcz uwielbiała go. Jeździł z uczniami na narty, chodził w góry, grał w tenisa, pływał na żaglówkach i kajakach, często dystansując ich, co im bardzo imponowało. Najlepiej czuł się w otoczeniu młodzieży, dyskutując z nią, czy opowiadając kawały i anegdoty na pełnym luzie. Odwiedzało go często wielu byłych uczniów. Wszystkich pamiętał i witał z radością. Mimo choroby nie rezygnował z pracy z młodzieżą.

Drugą pasją Maćka stała się praca w „Solidarności” – był w niej aktywny do końca.

Umarł 9 grudnia 1994 r. Odejście Maćka to wielka strata dla Liceum Zamoyskiego, a zwłaszcza dla zespołu fizyków. Był osobowością w naszym gronie, człowiekiem szerokich horyzontów. Ja, jako fizyk, osobiście dużo mu zawdzięczam. Nauczył mnie wielu doświadczeń, często wspólnie dyskutowaliśmy różne problemy dydaktyczne i rozwiązywaliśmy trudne zadania (np. z Olimpiad Fizycznych). Maciek miał ogromną wiedzę i ciekawe pomysły. Bardzo silnie odczuwam jego brak wśród nas. Pozostanie dla mnie zawsze wzorem jak należy się zachować, gdy życie człowieka przyniesie śmierć. Mimo ciężkiej, śmiertelnej choroby pracował z uśmiechem do końca. Do szpitala został wzięty po powrocie z wycieczki w góry ze swoją klasą, której był wychowawcą. Pojechał z nimi choć był już bardzo chory. Sądzę, że nie chciał klasie robić zawodu, ponieważ była to ich ostatnia szkolna wycieczka przed maturą. Zawsze był w stosunku do nich bardzo opiekuńczy. Nikt z nas nie zdawał sobie sprawy jak zaawansowana była jego choroba, gdyż zachowywał się jak człowiek absolutnie zdrowy.

Jadwiga Holas

KALENDARZ IMPREZ

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

1995

6 – 13 maja 1995, Zakopane

XXX Zakopane School of Physics

Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego i Inst. Fizyki UJ, dr Krzysztof Tomala, IF UJ, Reymonta 4, 30-054 Kraków, tel.: 336377 w. 544, telex: 322723 ifuj pl, fax: 337086, adr.el.: zakop95@bron.ifj.edu.pl.

Z: 30.4.95, U: 100, ang.

16 – 19 maja 1995, Jurata

XII Sympozjum z Hydroakustyki

Komitet Akustyki PAN, Pol. Tow. Akustyczne, Zakład Hydroakustyki Akademii Marynarki Wojennej, Katedra Akustyki Wydz. Elektroniki PG, prof. E. Kozaczka, Zakład Hydroakustyki AMW, ul. Śmidowicza 71, 81-919 Gdynia, tel.: (58) 262868, 262872, fax: (58) 254846, adr.el.: amw@beta.nask.gda.pl.

U: 100, O: 220 zł (z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

22 – 26 maja 1995, Jurata

6th Spring School on Acousto-optics and Applications

Inst. Fizyki Doświadczalnej UG, Sekcja Akustyki Kwantowej, Molekularnej i Sonochemii PTA, Komitet Akustyki PAN, dr Marek Kosmol, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk, tel.: (58) 415241 w. 248 lub (58) 413175, tlx: 0512706 ifas pl, fax: (58) 413175, adr.el.: school@halina.univ.gda.pl.

A: 31.3.95, P, U: 80, ang.

26 – 27 maja 1995, Ustroń-Jaszowiec

Przedszkole Fizyki Półprzewodników

Inst. Fizyki PAN i Wydział Fizyki UW, dr Perła Kacman, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 436861, fax: 430926, adr.el.: kacman@ifpan.edu.pl lub perla@plearn.edu.pl.

27 maja – 2 czerwca 1995, Ustroń-Jaszowiec

Internat. School on Physics of Semiconducting Compounds

Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW, dr Tomasz Story, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435626, adr.el.: story@ifpan.edu.pl.

A: 15.3.95, U: 250, O: 280 zł, ang.

29 maja – 2 czerwca 1995, Warszawa

Optical Velocimetry

SPIE Polish Chapter i Inst. Optyki Stosowanej, prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: (22) 184497, fax: (22) 133265.

Z: 15.4.95, A: 1.5.95, P, ang.

4 – 14 czerwca 1995, Zakopane

XXXV Krakowska Szkoła Fizyki Teoretycznej: Bosonization and Conformal Symmetry in High Energy Physics and Condensed Matter Physics

Inst. Fizyki UJ i Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, sponsorują: UJ i PTF; dr Maciej Nowak i dr Paweł Węgrzyn, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tlx: 322723 ifuj pl, fax: 12 337086, adr.el.: zakopane@if.uj.edu.pl.

Z: 15.4.95, U: 80, O: 400 USD (wraz z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

5 – 6 czerwca 1995, Warszawa

III Krajowe Sympozjum Użytkowników Promieniowania Synchronotrowego, w setną rocznicę odkrycia promieniowania X

Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchronotrowego, dr K. Ławniczak-Jabłońska, Inst. Fizyki PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 436034, fax: 430926, adr.el.: jablo@ifpan.edu.pl.

A: 15.4.95, O: 40 zł, P, ang.

8 – 10 czerwca 1995, Kraków

15th Int. Conference on Physics in Collision

Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, Uniwersytet Jagielloński, Grażyna Nowak, Zakład Fizyki Wysokich Energii AGH, Kawiorzy 26A, 30-055 Kraków, tel.: 333366, fax: 333884, adr.el.: physcoll@vsk01.ifj.edu.pl.

Z: 1.4.95, U: 150, ang.

26 – 28 czerwca 1995, Warszawa

Plasma '95 – 2nd National Symposium on Plasma Research and Applications

Inst. Fizyki Plazmy i Mikrosyntezy Laserowej, skr. poczt. 49, 00-908 Warszawa 49 (Bemowo), tel/fax: 366272, adr.el.: ifpilm@frodo.nask.org.pl.

Z: 15.5.95, A: 15.2.95, U: 100, O: 46 zł, P, ang.

23 sierpnia – 2 września 1995, Piaski

24th Mazurian Lakes School of Physics (including Workshop in honour of Zdzisław Szymański)

Inst. Problemów Jądrowych i Uniwersytet Warszawski, prof. Z. Sujkowski, IPJ, 05-400 Świerk, tel.: 7798627, adr.el.: sujkow@fuw.edu.pl lub p02zs@cx1.cyf.gov.pl.

P, U: 150, ang.

3 – 6 września 1995, Poznań – Kiekrz

X Ogólnopolska Konferencja Kryształy Molekularne '95

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, dr J. Tritt-Goc, IFM PAN, Smoluchowskiego 17, 60-179

Poznań, tel.: (0-61) 612426, fax: (0-61) 684524, adr.el.: jtg@marta.ifmpan.poz.edu.pl.
A: 31.5.95, U: 100, O: 200 zł.

6 – 8 września 1995, Gliwice

I Krajowa Konferencja: Podstawy Fizyczne Badań Nieniszczących

Inst. Fizyki Politechniki Śląskiej i Oddział Gliwicki PTF, mgr Jacek Mazur, IF PŚl, Krzywoustego 2, 44-100 Gliwice, tel.: 372932, fax: 372216, adr.el.: mazurj@zeus.polsl.gliwice.pl.
P

11 – 15 września 1995, Warszawa

Joint XV AIRAPT and EHPRG Int. Conference – High Pressure Sciences and Technology

UNIPRESS i Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, prof. S. Porowski, UNIPRESS, Sokołowska 29/37, 01-142 Warszawa, tel.: 325010, fax: 324218, adr.el.: airapt@iris.unipress.waw.pl.
ang.

11 – 15 września 1995, Kraków

Workshop on crystal-field effects in transition-metal compounds

Inst. Fizyki i Informatyki WSP, Kraków i Inst. Fizyki UJ, prof. R.J. Radwański, CSSP, św. Filipa 5, 31-150 Kraków, adr.el.: sfradwan@cyf-kr.edu.pl.
Z: 1.8.95, A: 15.6.95, P, U: 60, ang.

12 – 14 września 1995, Kraków

Soft Magnetic Materials Conference – SMM 12

Inst. Fizyki PAN i Inst. Elektroniki AGH, dr M. Gutowski, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435232, fax: 430926, adr.el.: smm12@gamma1.ifpan.edu.pl.
A: 15.3.95, U: 300, P, ang.

12 – 15 września 1995, Kazimierz Dolny

Int. Conf. Gradient-Index Optics in Science and Engineering – GRING'95

Polish Chapter SPIE, Inst. Optyki Stosowanej i Inst. Telekomunikacji, prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: 184497, 184405, 102589, fax: 133265, tlx: 82-5960 ios pl, adr.el.: iosnflab@plearn.bitnet.
A: 15.4.95, P, ang.

18 – 21 września 1995, Wrocław

XXXIII Zjazd Fizyków Polskich

Oddział Wrocławski PTF oraz Inst. Fizyki PWr, Inst. Fizyki Teoretycznej UW i Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, prof. Ewa Dobierzewska-Mozrzyimas, IF PWr, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tel.: 229696, fax: 223664
O: 65 zł, członkowie PTF – 50 zł, nauczyciele, uczniowie i studenci – 15 zł (obejmuje koszty wyżywienia i bankiet)

20 – 22 września 1995, Kraków

Medical Physics – 100 Years After the Discovery of X-Rays

Polskie Tow. Fizyki Medycznej, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, doc. dr

hab. Marta Wasilewska-Radwańska, Wydz. Fiz. i Techn. Jądrowej AGH, al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: 338100 w. 3002, fax: 340010, adr.el.: radwanska@novell.ftj.agh.edu.pl.

Z: 30.3.95, A: 30.3.95, U: 200–250, O: 50 zł, dla członków PTFM 30 zł, studenci 15 zł, ang., ros., pol.

28 – 30 września 1995, Zakopane

2nd Seminar on Relaxation Phenomena in Dielectric, Magnetic and Superconducting Systems

Inst. Fizyki UJ, dr Z. Tomkowicz i dr hab. S. Wróbel, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel.: (0-12) 336372 w. 545 lub 550, fax: (0-12) 337086, tlx: 322723 ifuj pl, adr.el.: ufwróbel@cyfr-kr.edu.pl lub uftomkow@cyfr-kr.edu.pl.

Z: 30.5.95, A: 30.6.95, P, U: 45, O: 60 USD, ang.

1996

25 – 31 lipca 1996, Warszawa

XXVIII International Conference on High Energy Physics

patronat IUPAP, org. prof. A.K. Wróblewski, Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa.

NOWE KSIĄŻKI

- Jan Stankowski, Borysław Czyżak, *Nadprzewodnictwo*, WNT, Warszawa 1994, s. 101.
- Witold Drabowicz, *Zastosowania praktyczne teorii grup w fizyce ciała stałego*, Wyd. Instytut Chemii Fizycznej PAN, Warszawa 1994, s. 109.
- Simon L. Altmann, *Reprezentacje indukowane w kryształach i molekułach*, z jęz. angielskiego tłum. Antonina Kowalska, Stowarzyszenie „Symetria i Własności Strukturalne”, Poznań 1994, s. 341.
- Edward Włodarczyk, *Wstęp do mechaniki wybuchu*, PWN, Warszawa 1994, s. 319.
- Marian Głowacki, *Język matematyczny w nauczaniu fizyki*, Wyd. WSP Częstochowa 1994, s. 112.
- Roma Lelek, Szczepan Zapotoczny, Jadwiga Zielińska (oprac.), *Miary i wagi*, Miriady, Kraków 1994, s. 115.
- Zbigniew Osiński, *Mechanika ogólna*, PWN, Warszawa 1994, s. 535.
- Fritjof Capra, *Tao fizyki*, z jęz. angielskiego tłum. Paweł Macura, Zakład Wyd. „NOMOS”, Kraków 1994, s. 317.
- Robert Respondowski, *Laboratorium z fizyki*, skrypt, Politechnika Śląska, Gliwice 1994, s. 426.

Nauczycielskie Kolegium Fizyki

Na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego działa Nauczycielskie Kolegium Fizyki. Kolegium to kształci absolwentów szkół średnich na przyszłych nauczycieli matematyki, fizyki i chemii dla szkół podstawowych oraz nauczycieli fizyki dla szkół średnich.

W programie studiów Nauczycielskiego Kolegium Fizyki dokonano istotnych zmian w porównaniu z programem studiów na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Zmiany te dotyczą przede wszystkim:

1. zmniejszenia ilości zajęć obowiązkowych,
2. uproszczenia wykładów niektórych działów fizyki i matematyki oraz zwiększenie większej uwagi na zjawiska, a nie na opis formalny,
3. położenia większego nacisku na przedmioty humanistyczne (psychologia rozwojowa, socjologia) oraz praktyki przygotowujące słuchacza do roli wychowawcy.

Wykłady i ćwiczenia dla studentów Nauczycielskiego Kolegium Fizyki odbywają się w nowym budynku Wydziału Fizyki przy ulicy Smyczkowej 5/7. Na miejscu znajduje się Dom Akademicki wraz ze stołówką.

Rada Programowa Kolegium:

*prof. dr hab. Jerzy Ginter,
prof. dr hab. Mirosław Kozłowski,
prof. dr hab. Kazimierz Napiórkowski.*

Nasz adres: *Uniwersytet Warszawski
Nauczycielskie Kolegium Fizyki
ul. Smyczkowa 5/7
02-678 Warszawa*

Jak zostać studentem Kolegium ?

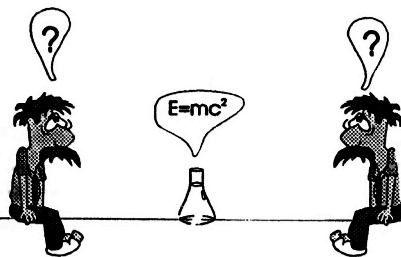
Nie jest przewidziany egzamin wstępny dla przyszłych studentów Kolegium. Rekrutacja studentów Nauczycielskiego Kolegium Fizyki odbędzie się na podstawie wstępnej rozmowy z kandydatami w dniach 22 i 23 czerwca 1995 roku w budynku Nauczycielskiego Kolegium Fizyki przy ul. Smyczkowej 5/7.

Szczególnie zapraszamy kandydatów o cechach osobowości potrzebnych w zawodzie nauczyciela, takich, jak łatwość nawiązywania kontaktu, przyjazne nastawienie do świata, poczucie humoru i t.p.

Kandydaci składają (lub przesyłają) dokumenty w Dziekanacie Wydziału Fizyki. Adres:

Dziekanat Wydziału Fizyki
Uniwersytetu Warszawskiego
ul. Hoża 74
00-681 Warszawa

W Dziekanacie można uzyskać także wszelkie inne informacje o Kolegium. Telefon: 621 97 75.



Informacje dla autorów

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

- 1) Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5.25" i 3.5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
 - Osoby korzystające z \TeX -a mogą nadsyłać gotowe składy (zapisane krojem podstawowym, bez wyróżnień strony tytułowej itp.), najlepiej w formacie Plain z polskimi literami kodowanymi zgodnie z systemem MeX.
 - Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter) możemy przyjmować w wersji oryginalnej.
 - Przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII i listy kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu.
- 3) 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 (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 4) 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.
- 5) Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 6) Układ strony tytułowej, tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1995 r. wynosi 8 zł 25 gr za pół roku, 16 zł 50 gr za rok. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:

- 1) Jednostki kolportażowe „Ruch” właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. „Ruch” przyjmuje prenumeratę na okresy półroczne, w terminach: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze. Dostawa zamówionej prasy następuje przez jednostki kolportażowe „Ruch” w sposób uzgodniony z zamawiającym.
- 2) Zarząd Główny PTF (wydawca *Postępów Fizyki*). Prenumeratę można opłacić drogą wpłaty na konto ZG PTF, 300009-6695-132, Bank Gdański IV O/Warszawa, lub bezpośrednio w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

PRENUMERATA ZAGRANICZNA

Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, konto: PBK, XIII Oddział Warszawa, nr 370044-1195-139-11. Prenumerata jest przyjmowana na okresy półroczne, w terminach: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze. Dostawa zamówionej prasy następuje pocztą zwykłą na wskazany adres. W przypadku zlecenia dostawy za granicę pocztą lotniczą, koszt przesyłki lotniczej w pełni pokrywa prenumerator.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, account no. 370044-1195-139-11.

SPIS TREŚCI

S. Bednarek – Dyspersyjne materiały ferromagnetyczne	103
J.H. Taylor, Jr. – Pulsary w układach podwójnych a relatywistyczna teoria grawitacji	123
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
I. Białynicki-Birula – Julian Schwinger (1918 – 1994)	145
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
Memoriał – rezolucja w sprawie nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych	151
J. Kozłowski, J. Pietrzak, R. Znamierowski – Dynamika nieliniowa i chaos na przykładzie układu RLC	153
NOWOŚCI NAUKOWE	
G. Pickett – Odkrycie nadprzewodnictwa magnetycznego	167
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	175
RECENZJE	181
KRONIKA	185

CONTENTS

S. Bednarek – Dispersion ferromagnetic materials	103
J.H. Taylor, Jr. – Binary pulsars and relativistic gravity	123
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
I. Białynicki-Birula – Recollection on Julian Schwinger (1918 – 1994)	145
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
Resolution on physics teaching in technical universities	151
J. Kozłowski, J. Pietrzak, R. Znamierowski – Nonlinear dynamics and chaos in a RLC circuit	153
SCIENTIFIC NEWS	
G. Pickett – New twists in superfluidity rewarded	167
MEETINGS AND CONFERENCES	175
REVIEWS	181
CHRONICLE	185