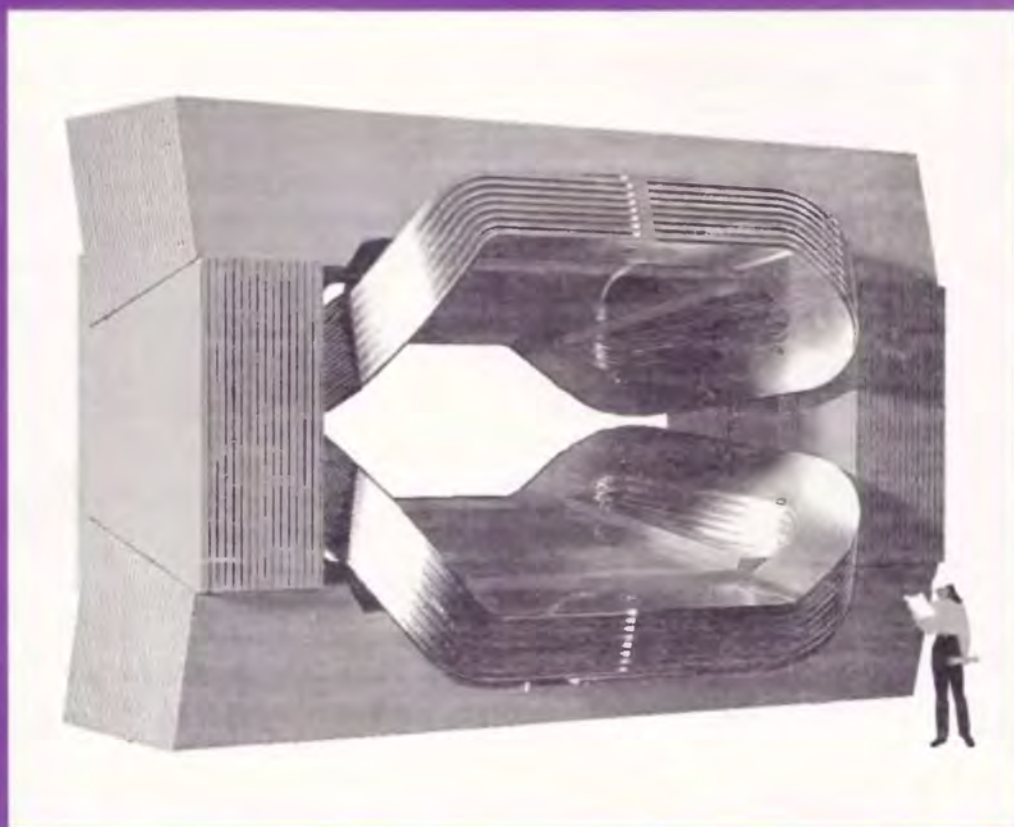


POSTĘPY FIZYKI

TOM **52** ZESZYT **6** ROK **2001**



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



EKSPERYMENT LHCb

WSPÓŁCZESNE MAGNESY I MECHANIZMY KOERCJI
WYNALEZIENIE UKŁADU SCALONEGO
40 LAT PRACY AKCELERATORA „LECH”

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: Prof. Ireneusz Strzałkowski
Wiceprezesa: Prof. Krzysztof Ernst
Prof. Karol I. Wysokiński
Sekretarz Generalny: Prof. Maciej Kolwas
Skarbnik: Dr hab. Witold D. Dobrowolski
Członkowie ZG: Prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow
Prof. Bogdan Cichocki
Prof. Wojciech Gawlik
Prof. Jerzy Nowak
Prof. Jerzy Warczewski
Mgr Urszula Woźnikowska-Bezak

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

Prof. Adam Sobiczewski – *Postępy Fizyki*
Prof. Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*
Prof. Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*
Prof. Marek Kordos – *Delta*
Prof. Andrzej Jamiołkowski
– *Reports on Mathematical Physics*
Dr Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Prof. Andrzej Maziewski (Białystok)
Prof. Ryszard Siuda (Bydgoszcz)
Dr Stanisław Tkaczyk (Częstochowa)
Prof. Eugeniusz Czuchaj (Gdańsk)
Dr Andrzej Klimasek (Gliwice)
Prof. Jerzy Warczewski (Katowice)
Prof. Zbigniew Włodarczyk (Kielce)
Prof. Reinhard Kulesa (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Prof. Leszek Wojtczak (Łódź)
Prof. Stefan Szymura (Opole)
Prof. Andrzej Dobek (Poznań)
Prof. Aleksander Szymański (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Adam Bechler (Szczecin)
Prof. Andrzej Bielski (Toruń)
Prof. Jacek Baranowski (Warszawa)
Prof. Jerzy Czerwonko (Wrocław)
Prof. Andrzej Więckowski (Zielona Góra)

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

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

Andrzej K. Wróblewski (akw@fuw.edu.pl)
– przewodniczący
Jerzy Czerwonko (pelstud@netra.ac.pwr.wroc.pl)
Marek Demiański (mde@fuw.edu.pl)
Zofia Gołąb-Meyer (meyer@thp1.if.uj.edu.pl)
Stanisław K. Hoffmann (skh@ifmpan.poznan.pl)
Franciszek Kaczmarek (efka@vm.amu.edu.pl)
Józef Szudy (szudy@phys.uni.torun.pl)

KOMITET REDAKCYJNY

Adam Sobiczewski – redaktor naczelny
Tomasz Dietl
Jerzy Gronkowski
Mirosław Łukaszewski
Magdalena Staszal
Barbara Wojtowicz

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Mgr Maciej Piętka (Białystok)
Prof. Jerzy J. Wysocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Prof. Wiktor Zipper (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Jacek Bieroń (Kraków)
Dr Elżbieta Jartych (Lublin)
Dr Urszula Garuska (Łódź)
Dr Ryszard Czajka (Poznań)
Dr Małgorzata Klisowska (Rzeszów)
Mgr Małgorzata Kuzio (Słupsk)
Dr Janusz Typek (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Mgr Aleksandra Miłosz (Warszawa)
Prof. Bernard Jancewicz (Wrocław)
Mgr Justyna Jankiewicz (Zielona Góra)

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

Ukazuje się od 1949 r.; wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych
Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Skład komputerowy w Redakcji, druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

Współczesne magnesy i występujące w nich mechanizmy koercji

Jerzy J. Wysocki

Institut Fizyki, Politechnika Częstochowska

Modern permanent magnets and their coercivity mechanisms

Abstract: The development of permanent magnets during last century is discussed, from Alnico magnets to modern nanocrystalline two-phase $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ and $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3/\alpha\text{-Fe}$ magnets. Moreover, the coercivity mechanisms of these magnets are described, in particular the nucleation model of Kronmüller and nucleus expansion model of Givord.

1. Wprowadzenie

W roku 1956, a więc prawie pół wieku temu, ukazał się na łamach niniejszego czasopisma dość obszerny artykuł Kozłowskiego [1], przedstawiający w zarysie rozwój poglądów na mechanizmy przemagnesowania w magnetykach. Omówiono w nim najogólniej zasadnicze etapy rozwoju teorii koercji ferromagnetyków proszkowych oraz litych materiałów używanych na magnesy trwałe typu Alni i Alnico. Dokonano również przeglądu najciekawszych wyników doświadczalnych w tej dziedzinie, mających zilustrować rozważania teoretyczne. Artykuł ten należy traktować jako wstęp do rozległej już dziś problematyki fizyki materiałów magnetycznych, która – aczkolwiek stanowi przecież niewielki dział fizyki i badana jest intensywnie prawie od początku XX w. – jest jeszcze daleka od wyczerpania. Świadczy o tym chociażby fakt, że właśnie w ostatnich latach obserwuje się szczególnie dynamiczny rozwój badań w tej dziedzinie, zwłaszcza badań doświadczalnych, dzięki którym opracowano nowe materiały magnetyczne twarde o coraz to lepszych parametrach użytkowych, i że z roku na rok wzrasta liczba prac poświęconych tej tematyce. Wydaje się ze wszech

miar celowe, aby szerzej i nieco dokładniej poinformować zainteresowane kręgi czytelnicze o aktualnym stanie badań nad mechanizmami koercji współcześnie wytwarzanych magnesów.

Artykuł niniejszy jest poniekąd kontynuacją pracy Kozłowskiego, stanowi bowiem jej istotne uzupełnienie o prace teoretyczne i doświadczalne, które ukazały się po roku 1956. W szczególności omówimy w nim sposoby wytwarzania oraz fizyczne podstawy warunkujące powstawanie optymalnych, z punktu widzenia zastosowań, właściwości magnetycznych, jak również źródła magnetycznej twardości (koercji) w powiązaniu ze współczesnymi teoriami procesów przemagnesowania.

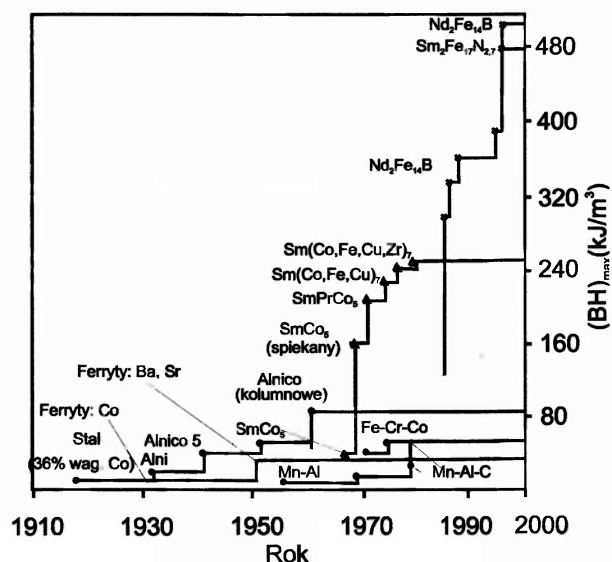
2. Wcześniej wytwarzane magnesy (do roku 1970)

Na rysunku 1 przedstawiono rozwój magnesów, otrzymanych w ciągu ostatniego stulecia. Jako parametr charakteryzujący ten rozwój przyjęto wartość maksymalnej gęstości energii magnetycznej $(BH)_{\text{max}}$. Pierwszą grupą magnesów były stale, począwszy od zahartowanych stali węglowych po stale wolframowe i kobaltowe (zawiera-

jące do 36% wag. Co). Ich właściwości magnetyczne (koercja $H_c < 4$ kA/m, pozostałość magnetyczna $J_r \approx 0,9$ T i $(BH)_{max} \approx 1,6$ kJ/m³) były zależne przede wszystkim od zawartości żelaza, a dodatki stopowe miały na celu podwyższenie koercji magnesu (do 30 kA/m). Ogromne znaczenie miało opracowanie na przełomie lat 30. i 40. stopów Alnico (o podstawowym składzie: Al, Ni, Fe, Co), utwardzanych dyspersyjnie w wyniku kontrolowanego rozpadu spinodalnego. Stopy te nie tylko posiadały dwukrotnie wyższą koercję od stali kobaltowych, ale były też o jedną trzecią od nich tańsze. Duża wartość koercji w tych stopach jest związana z anizotropią kształtu wydzielonych cząstek ferromagnetycznych. Dalszą poprawę parametrów użytkowych otrzymano stosując w procesie chłodzenia pole magnetyczne. W ten sposób uzyskano strukturę o anizotropii jednoosiowej. Stopy Alnico o kolumnowej strukturze, wytwarzane w latach 60., przyczyniły się do tego, że magnesy te stały się dominującymi do końca lat 70. Dalsze interesujące informacje na temat stopów Alnico znajdują się m.in. w pracy przeglądowej [2]. Magnesy Alnico straciły swą czołową pozycję na rzecz wprowadzonych w latach 50. magnesów ferrytowych, które mimo gorszych parametrów użytkowych są dużo tańsze. Przykładem tych magnesów jest ferryt barowy $BaFe_{12}O_{19}$ ($J_r = 0,4$ T, $H_c = 300$ kA/m). W odróżnieniu od magnesów Alnico, których duża koercja związana jest z anizotropią kształtu dyspersyjnych faz ferromagnetycznych, w ferrytach źródłem koercji jest anizotropia krystaliczna podstawowej fazy o strukturze heksagonalnej. Kojima [3] dokonał krytycznego i w miarę pełnego przeglądu podstawowych właściwości ferrytów, natomiast zagadnienia technologiczne zostały omówione w pracy Stäbleina [4]. Ponadto ferrytom poświęcona jest monografia Wadasa [5].

Jednocześnie z badaniami nad materiałami magnetycznie twardymi, omówionymi dotychczas, prowadzono prace zmierzające do opanowania technologii wytwarzania tanich magnesów o małej zawartości kobaltu (stopy Fe-Cr-Co o 8–12% wag. Co [6]) lub nie zawierających tego pierwiastka (stopy Mn-Al-C [7], Fe-Al-C [8]), oraz charakteryzujących się prostymi technologiami wytwarzania (zwłaszcza stop Fe-Al-C), a wykazujących korzystne właściwości magnetyczne. W wyniku prowadzonych badań stwierdzono, że magnetyczne

właściwości magnesu Fe-Cr-Co związane są z rozpadem spinodalnym wysokotemperaturowej fazy α na ferromagnetyczną, bogatą w żelazo fazę α_1 oraz fazę α_2 o dużej zawartości chromu i znacznie gorszych właściwościach magnetycznych. I tak np. w przypadku magnesu zawierającego 12,2% wag. kobaltu uzyskano następujące parametry magnetyczne: $H_c = 45,5$ kA/m, $J_r = 1,3$ T, $(BH)_{max} = 34$ kJ/m³. Mechanizm koercji tego magnesu związany jest z niejednorodnymi (niekoherentnymi) obrotami wektora magnesowania [9].



Rys. 1. Wzrost wartości maksymalnej gęstości energii magnetycznej $(BH)_{max}$ magnesów wytwarzanych na skalę przemysłową na przestrzeni ostatniego stulecia. $(BH)_{max}$ wzrasta wykładniczo, ulegając podwojeniu średnio co 12 lat.

Natomiast magnesy Mn-Al-C właściwości magnetyczne uzyskują dzięki ferromagnetycznej, ściennie centrowanej, tetragonalnej fazie τ , którą otrzymuje się z niemagnetycznej wysokotemperaturowej fazy ϵ przez kontrolowane chłodzenie. Uzyskane parametry magnetyczne ($H_c = 239$ kA/m, $J_r = 0,61$ T, $(BH)_{max} = 56$ kJ/m³) są również związane z niejednorodnymi obrotami wektora namagnesowania.

Równie interesującym materiałem jest stop Fe-Al-C, który w zakresie składu chemicznego zawartego w przedziałach (w % wag.): 89,3–90,7 Fe, 7,5–8,5 Al i 1,8–2,2 C [10,11] oraz po odpowiedniej obróbce cieplnej wykazuje właściwości materiału magnetycznie twardego. Optymalne właściwości magnetyczne ($H_c = 31,8$ kA/m, $J_r = 95,5$ mT,

$(BH)_{\max} = 7,96 \text{ kJ/m}^3$) osiągnięto w tym stopie [12], gdy składał się on z dwu ferromagnetycznych faz: ferrytu $\alpha\text{-Fe(Al)}$ o sieci regularnej przestrzennie centrowanej i niestechiometrycznego węglika Fe_3AlC (zwanego węglikiem K) o sieci regularnej ściennie centrowanej, utworzonego w czasie chłodzenia wysokotemperaturowego austenitu o sieci regularnej ściennie centrowanej i następującego po nim niskotemperaturowego odpuszczenia.

3. Współcześnie wytwarzane magnesy

3.1. Magnesy typu Sm-Co

Dalszą istotną poprawę właściwości magnetycznych przyniosły związki międzymetaliczne o anizotropii magnetokrystalicznej, zawierające pierwiastki ziem rzadkich. Pierwszym z nich był związek SmCo_5 [13], który został wytworzony pod koniec lat 60. Związek ten, z uwagi na bardzo dobre właściwości magnetyczne, dał początek współczesnym magnesom. Źródłem anizotropii jest tu jednojonowa anizotropia jonów Sm^{3+} , a wartość maksymalnej gęstości energii magnetycznej zależy od ilości kobaltu. Na tej podstawie sądzono, że lepsze właściwości magnetyczne powinny być osiągnięte w związkach o większej zawartości kobaltu, np. $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$. Niestety, okazało się, że anizotropia podsieci kobaltu w tym związku nie jest jednoosiowa. Dopiero magnesy typu SmCo_7 z dodatkami $\alpha\text{-Fe}$, Zr, Ti, Cu [14] połączyły dużą wartość polaryzacji nasycenia J_s magnesów $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ z dużą koercją $\mu_0 H_c$ związku SmCo_5 . Magnesy te były najczęściej wytwarzane metodą spiekania z proszków. W magnesach typu SmCo_7 koercja związana jest z zamocowaniem (kotwiczeniem) ścian domenowych (ang. pinning) na wydzieleniach fazy SmCo_5 w osnowie $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$. Jednakże mimo doskonałych parametrów magnetycznych ($H_c = 800 \text{ kA/m}$, $J_r = 1,08 \text{ T}$, $(BH)_{\max} = 215 \text{ kJ/m}^3$), magnesy te nie mogą być powszechnie stosowane ze względu na wysoką cenę surowców, a w przypadku $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ również złożoną technologię wytwarzania. Podsumowania wyników badań tych magnesów dokonali Katter [14] i Kumar [15].

3.2. Magnesy typu Nd-Fe-B

Dalsze poszukiwania nowych materiałów magnetycznych doprowadziły w roku 1984 do opra-

cowania magnesu opartego na związku $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, charakteryzującego się silną anizotropią krystaliczną. Magnesy te zostały opracowane niezależnie w tym samym czasie, przy użyciu odmiennych technologii wytwarzania, w Japonii (Sumimoto Special Metals) [16] i USA (General Motors) [17]. Wyniki tych prac ukazały się w tym samym numerze *Journal of Applied Physics*. Główną zaletą tego magnesu są rekordowe parametry magnetyczne ($H_c = 1250 \text{ kA/m}$, $J_r = 1,22 \text{ T}$, $(BH)_{\max} = 400 \text{ kJ/m}^3$) przy stosunkowo niskich kosztach wytwarzania (w porównaniu z poprzednimi magnesami typu Sm-Co), ponieważ kobalt i samar zostały zastąpione pierwiastkami dużo tańszymi i powszechniej występującymi w przyrodzie: neodymem i żelazem. Magnesy te różnią się również źródłami magnetycznej twardości. W przypadku Sm-Co duża koercja jest związana z utrudnieniem ruchu ścian domenowych przez ich kotwiczenie, a w magnesach $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ jest wynikiem zarodkowania (nukleacji) i wzrostu domen o przeciwnym namagnesowaniu. Natomiast wadą magnesów $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ jest ich niska temperatura Curie $T_c = 588 \text{ K}$ oraz mała odporność korozyjna [18]. Dalsze prace, polegające na modyfikowaniu składu chemicznego tych związków przez zastąpienie Nd innymi pierwiastkami ziem rzadkich, a żelaza kobaltom, glinem lub galem, oraz zmiany w technologii wytwarzania, doprowadziły do utworzenia całej grupy nowych materiałów typu Nd-Fe-B. Magnesy te wytwarzane są zazwyczaj jako materiały prasowane w polu magnetycznym, a następnie spiekane z udziałem fazy ciekłej (wielkość cząstek 1–20 μm); otrzymane z szybkochłodzonych taśm i mielonych na proszki lub z proszków powstałych w procesie wodorowania (10 nm – 1 μm), a następnie wiązane tworzywem sztucznym (magnesy izotropowe) lub odkształcane plastycznie (magnesy o anizotropii krystalicznej lub magnetycznej) oraz mechanicznej syntezy stopów (10–100 nm) i wygrzewanych w odpowiedniej temperaturze. Szczegółowa analiza wyników badań dotyczących tych materiałów została podana w pracach [19,20].

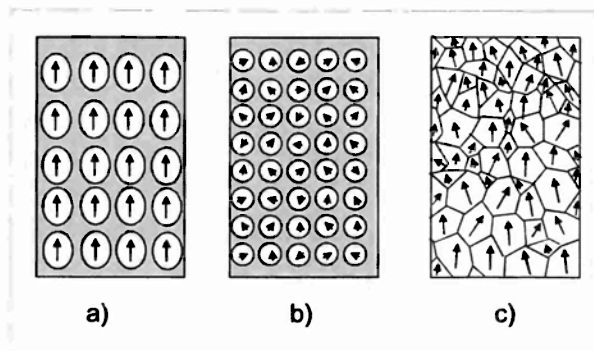
Interesujące omówienie dotychczasowego stanu badań i uzyskanych właściwości magnetycznych oraz historii rozwoju magnesów, które znalazły praktyczne zastosowanie przedstawiono m.in. w pracach Livingstona [21] i Leonowicza [22].

3.3. Magnesy o strukturze nanokrystalicznej

Istotny postęp w doskonaleniu właściwości magnetycznych magnesów nastąpił na początku lat 90. Stwierdzono wówczas, że fazy $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ charakteryzują się dobrą rozpuszczalnością atomów węgla i azotu, przy czym atomy te zajmują pozycje międzywęzłowe. W wyniku tego otrzymuje się magnesy o dobrych magnetycznych parametrach użytkowych [23]. Najbardziej interesującą okazała się faza $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_x$, gdzie $0 < x < 3$. Wprowadzenie atomów azotu do związku $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ powoduje powstanie jednoosiowej anizotropii magnetokrystalicznej oraz istotnie zwiększa polaryzację nasycenia J_s od wartości 1,09 T do 1,52 T, jak również temperaturę Curie T_c od 360 K do 746 K. W celu wytworzenia magnesu proszkek po azotowaniu jest łączony żywicą lub substancjami niskotopliwymi.

Ponieważ utworzenie faz magnetycznie twardej bardziej doskonałych od $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ oraz $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$, charakteryzujących się dużą polaryzacją nasycenia J_s oraz dużym polem anizotropii magnetycznej H_A jest trudne, dalszy rozwój w badaniach magnesów został ukierunkowany na doskonalenie mikrostruktury. W ten sposób otrzymano magnesy o strukturze nanokrystalicznej (z ziarnami o wielkości w jednym z kierunków rzędu nanometrów), w których uzyskano wzrost pozostałości magnetycznej J_r .

Na rysunku 2 przedstawiono schematy mikrostruktur dla anizotropowych magnesów otrzymanych na drodze spiekania (rys. 2a), izotropowych magnesów wytworzonych metodą szybkiego chłodzenia (rys. 2b) oraz nanokrystalicznych magne-



Rys. 2. Schematy idealnych mikrostruktur dla: (a) anizotropowych magnesów otrzymanych poprzez spiekanie, (b) izotropowych magnesów wytworzonych metodą szybkiego chłodzenia, (c) nanokrystalicznych magnesów o rozmiarach ziarn zbliżonych do wielkości cząstek jednodomenowych [24].

sów o rozmiarach ziarn zbliżonych do wielkości cząstek jednodomenowych (rys. 2c) [24].

Jak wynika z dotychczasowych badań, których interesujące omówienie przedstawiono w pracy [25], magnesy o bardzo rozdrobnionej mikrostrukturze mogą być jednofazowe, utworzone tylko z fazy magnetycznie twardej (np. $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ lub $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$), lub dwufazowe – magnesy izotropowe (nanokompozyty) złożone z fazy magnetycznie twardej oraz miękkiej (np. $\alpha\text{-Fe}$).

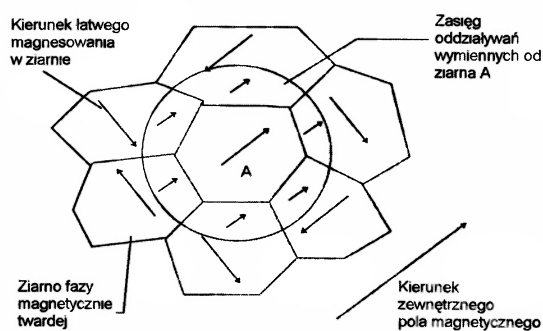
3.3.1. Magnesy nanokrystaliczne jednofazowe

Z teorii Stonera-Wohlfartha [26] wynika, że pozostałość magnetyczna J_r izotropowo rozmieszczonego układu nieoddziałujących wzajemnie jednodomenowych cząstek równa jest połowie polaryzacji nasycenia $J_r = J_s/2$ (co dla fazy $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ daje wartość 0,8 T, a dla $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ prowadzi do $J_r = 0,82$ T [14]). Tak więc wzrostu remanencji powyżej tych wartości, jaki obserwuje się w magnesach o strukturze nanokrystalicznej, należy upatrywać w istnieniu oddziaływań wymiennych pomiędzy sąsiednimi, nieizolowanymi magnetycznie ziarnami [27,28], powodujących powstanie uprzywilejowanego ukierunkowania momentów magnetycznych. Zjawisko wzrostu remanencji jest wynikiem rywalizacji dwóch typów oddziaływań między spinami atomów sieci krystalicznej. Jednym z nich jest, jak już wspomniano, tzw. oddziaływanie wymienne, które ze względu na wektorowe operatory spinów jest izotropowe i powoduje równoległe ustawienie spinów wszystkich atomów. Drugim typem oddziaływania jest oddziaływanie anizotropowe, zmierzające do przeciwnoległego ustawienia spinów bezpośrednio sąsiadujących ze sobą atomów. Oddziaływanie anizotropowe jest powodem istnienia w monokryształe ferromagnetycznym tzw. łatwych kierunków namagnesowania (kierunków magnetycznie wyróżnionych), w których kryształ w zewnętrznym polu magnetycznym zgodnie skierowanym magnesuje się szczególnie łatwo do nasycenia. W rezultacie przeciwstawnego działania energii wymiany i anizotropii, jak wykazano w pracy [29], obserwuje się zmniejszenie wartości tzw. efektywnej stałej anizotropii $\langle K \rangle$, a tym samym wzrost zasięgu oddziaływań wymiennych L . To oddziaływanie wymiany wymusza wzajemnie równoległe ułożenie momentów magnetycznych.

Wielkość L dla fazy krystalicznej wyraża się następującą zależnością:

$$L = \sqrt{A/\langle K \rangle}, \quad (1)$$

gdzie A jest stałą wymiany. Jak wykazano w pracy [30], odległość korelacji (magnetycznej) ziarna, którego wektor namagnesowania jest zgodny z kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego (ziarno oznaczone literą A na rys. 3), obejmuje swoim zasięgiem, na drodze oddziaływań wymiennych, znaczną część nanokrystalicznych ziarn o innej orientacji krystalograficznej.



Rys. 3. Model oddziaływań wymiennych w jednofazowym magnecie nanokrystalicznym [25,30].

Oznacza to, że większa objętość magnesu w ziarnach, w których kierunek łatwego namagnesowania jest niekorzystnie zorientowany krystalograficznie względem zewnętrznego pola magnetycznego, jest objęta wpływem oddziaływań wymiennych od ziarn, których wektory namagnesowania są zgodne z kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego. W tym przypadku proces przemagnesowania magnesu odbywa się łatwiej (poprzez ułatwiony ruch ścian domenowych), co powoduje obniżenie wartości koercji takiego magnesu. Zjawisko to powiększa również brak izolacji magnetycznej pomiędzy ziarnami. Zależność pomiędzy wielkością ziarna D a efektywną anizotropią $\langle K \rangle$ podano w pracy [28]:

$$\langle K \rangle = K_1^4 D^6 / A^3, \quad (2)$$

gdzie K_1 jest lokalną stałą anizotropii magnetycznej. Doświadczalnie stwierdzono [31], że dla fazy $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ wzrost remanencji J_r obserwuje się w magnesach o ziarnach mniejszych od 30 nm. Oznacza to, że magnesy nanokrystaliczne

posiadają ziarna o wielkości mniejszej niż rozmiary cząstek jednodomenowych, które dla fazy $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_{2,15}$ wynoszą ok. 360 nm. Ponadto cechą wyróżniającą to wyrażenie jest silna zależność anizotropii od rozmiarów ziarn.

Buschow i współpracownicy [32] jako jedni z pierwszych wykorzystali istotne znaczenie oddziaływań wymiennych do wytworzenia izotropowego magnesu $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\text{Fe}_3\text{B}$ techniką szybkiego chłodzenia z cieczy. Tak wytworzony magnes składa się z nanometrycznych ziarn zwykłej anizotropowej fazy $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, rozmieszczonych w magnetycznie miękkiej osnowie związku Fe_3B oraz Fe. Magnesy te charakteryzują się następującymi właściwościami magnetycznymi: $J_s = 1,6$ T, $J_r = 1,2$ T, $H_c = 250$ kA/m i $(BH)_{\max} = 100$ kJ/m³.

3.3.2. Magnesy nanokrystaliczne dwufazowe

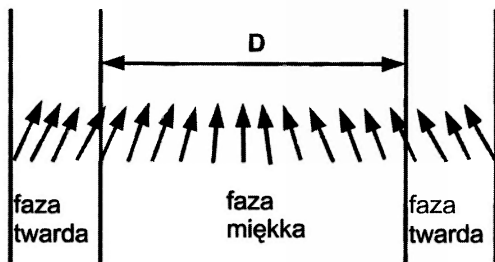
Dalszy wzrost pozostałości magnetycznej J_r magnesów nanokrystalicznych był możliwy również poprzez wykorzystanie zjawiska oddziaływania wymiany, w tym przypadku jednak między ziarnami o dużej anizotropii magnetokrystalicznej fazy magnetycznie twardej $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ lub $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ (o wielkości ziarn 20–40 nm) a oddzielającą je cienką warstwą (5–10 nm) fazy magnetycznie miękkiej, np. $\alpha\text{-Fe}$, Fe_3B , o dużej polaryzacji magnetycznej. Pomysł wykorzystania oddziaływania wymiennego do poprawy właściwości magnetycznych, a w szczególności podwyższenia iloczynu energii magnetycznej $(BH)_{\max}$ drobnoziarnistych dwufazowych magnesów został po raz pierwszy zaproponowany przez Knellera i Hawiga [27]. Ding i współpracownicy [33] uzyskali w izotropowym nanokrystalicznym dwufazowym magnecie $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3/\alpha\text{-Fe}$ remanencję 1,4 T i koercję 320 kA/m. W celu otrzymania optymalnych właściwości magnetycznych odległość między ziarnami fazy magnetycznie twardej (a tym samym wielkość fazy $\alpha\text{-Fe}$) nie powinna być większa od dwukrotnej szerokości ściany domenowej fazy magnetycznie twardej δ_B . I tak, dla fazy $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_{2,75}$ szerokość ściany domenowej $\delta_B = 3,75$ nm, co oznacza, że wymiar ziarn $\alpha\text{-Fe}$ nie powinien być większy od $2\delta_B = 7,5$ nm. Jednym ze sposobów gwarantujących otrzymanie nanokrystalicznej mikrostruktury jest mechaniczna synteza stopów. Ponadto, jak wynika z pracy [34], duże wartości stałych anizotropii magnetokry-

stalicznej fazy magnetycznie twardej (np. dla $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_{2,75}$ otrzymuje się $K_1 = 8,1 \text{ MJ/m}^3$) wymuszającą na drodze oddziaływań wymiany ustalenia momentów magnetycznych w sąsiednich ziarnach fazy magnetycznie miękkiej (dla $\alpha\text{-Fe}$ stała anizotropii $K_1 = 4,6 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$) do ułożenia wzajemnie równoległego. W części tych ziarn wektory namagnesowania nie zajmują już położeń zgodnych z lokalnymi kierunkami łatwymi (rys. 4a). Powoduje to również ciągłą zmianę kierunków wektorów namagnesowania od ziarna fazy magnetycznie twardej do miękkiej (rys. 4b).

a) kierunki łatwego magnesowania



b) rozkład spinów $D < \delta_B^{\text{faza miękka}}$

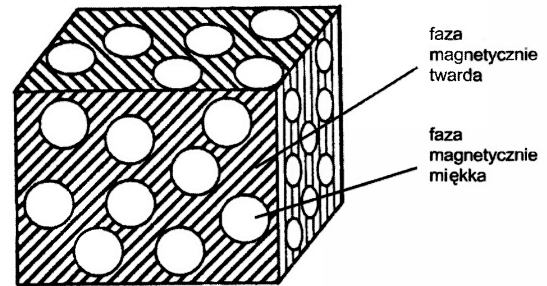


Rys. 4. Modele ilustrujące: (a) kierunki łatwego namagnesowania w nieoddziałujących ziarnach fazy twardej i miękkiej, (b) wymienne oddziaływania pomiędzy ziarnami fazy magnetycznie twardej i miękkiej, powodujące wzrost pozostałości magnetycznej J_r [34].

3.3.3. Anizotropowe dwufazowe magnesy nanokrystaliczne

Pomimo wysokich wartości pozostałości magnetycznej J_r , jakie otrzymuje się w dwufazowych izotropowych magnesach nanokrystalicznych, maksymalna gęstość energii magnetycznej $(BH)_{\text{max}} = J_r^2/4\mu_0$ dla dwufazowych magnesów nanokrystalicznych $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ wynosi tylko 160 kJ/m^3 , czyli dużo mniej od wartości, jakie osiąga się w anizotropowych magnesach jednofazowych. Dlatego też Yoshizawa i współpracownicy [35] oraz Skomski i Coey [36] zaproponowali model anizotropowych dwufazowych magnesów nanokrystalicznych. Szkieletem takiego ma-

gnesu byłaby faza magnetycznie twarda o anizotropowej mikrostrukturze, wypełniona rozdrobnioną fazą magnetycznie miękką o dużej polaryzacji nasycenia (rys. 5).



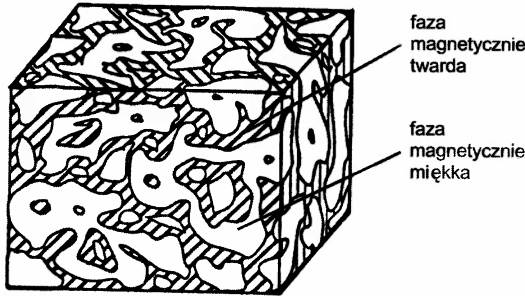
Rys. 5. Model anizotropowego magnesu nanokompozytowego z kulistymi wtrąceniami fazy magnetycznie miękkiej (np. żelazo $\alpha\text{-Fe}$) w szkielecie fazy magnetycznie twardej o anizotropowej mikrostrukturze (np. $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$) [36].

Zgodnie z tym modelem, przyjmując, że polaryzacja nasycenia fazy magnetycznie miękkiej ($\alpha\text{-Fe}$) wynosi $2,15 \text{ T}$, fazy magnetycznie twardej $1,55 \text{ T}$ oraz $K_1 = 12 \text{ MJ/m}^3$ dla fazy magnetycznie twardej, maksymalna wartość iloczynu gęstości energii dla $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3/\alpha\text{-Fe}$ $(BH)_{\text{max}} = 880 \text{ kJ/m}^3$. Udział objętościowy fazy magnetycznie twardej w tym magnecie wynosił 8% . Dalszy wzrost $(BH)_{\text{max}}$ uzyskano w magnesach składających się z anizotropowego materiału $\text{SmFe}_{17}\text{N}_3$ o wielkości ziarn $2,5 \text{ nm}$ oraz zastępując ziarna fazy $\alpha\text{-Fe}$ ziarnami magnetycznie miękkiego związku $\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}$ o wielkości ziarn 9 nm ($J_s = 2,43 \text{ T}$). Obliczona dla tego magnesu wartość $(BH)_{\text{max}} = 1093 \text{ kJ/m}^3$, przy udziale objętościowym fazy magnetycznie twardej 9% , była rekordowo duża [36].

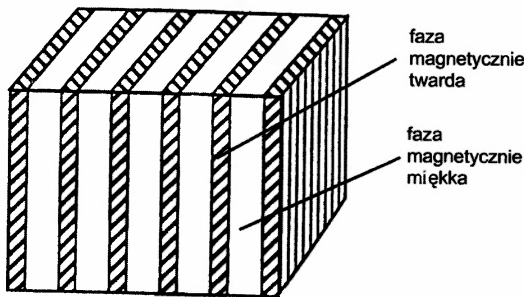
Niestety, obecnie nie ma jeszcze pełnych technicznych możliwości wykonania na skalę przemysłową takich anizotropowych dwufazowych magnesów nanokrystalicznych ze wspólnym kierunkiem łatwym obszarów magnetycznie twardych (rys. 6).

Łatwiejsza do zrealizowania na szeroką skalę wydaje się wielowarstwowa struktura, składająca się z na przemian ułożonych warstw magnetycznie miękkich i twardych (rys. 7). W magnesach składających się z takich $2,5\text{-nanometrowych}$ warstw $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ i $9,0\text{-nanometrowych}$ $\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}$ uzyskano $(BH)_{\text{max}} = 1 \text{ MJ/m}^3$ (struktura ta za-

wierała 5% wag. Sm) [36]. Wytwarzanie takich magnesów na skalę przemysłową należy uznać za kwestię najbliższego czasu.



Rys. 6. Zorientowany nieuporządkowany dwufazowy magnes nanokrystaliczny ze wspólnym kierunkiem łatwym obszarów magnetycznie twardych. Wielkość obszarów magnetycznie miękkich i twardych jest mniejsza od szerokości ściany domenowej δ_B fazy twardej [36].



Rys. 7. Wielowarstwowa struktura magnesu nanokrystalicznego, składającego się z na przemian ułożonych warstw magnetycznie miękkich i twardych. Szerokość tych warstw nie powinna przekraczać ok. 10 nm [36].

4. Mechanizmy koercji

4.1. Wczesniejsze teorie koercji

Proces przemagnesowania w materiałach magnetycznych odbywa się poprzez jednorodne (koherentne) lub niejednorodne (niekoherentne) obroty wektora namagnesowania w obrębie pojedynczej domeny i/lub przez zarodkowanie i wzrost domen przemagnesowania. Do otrzymania dużej wartości koercji konieczne jest zatem utrudnienie zarówno obrotów wektorów namagnesowania, jak i zarodkowania i wzrostu domen przemagnesowania. Obroty wektorów namagnesowania utrudnia istnienie w magnetykach magnetycznej anizotropii, zazwyczaj anizotropii krystalicznej lub kształtu.

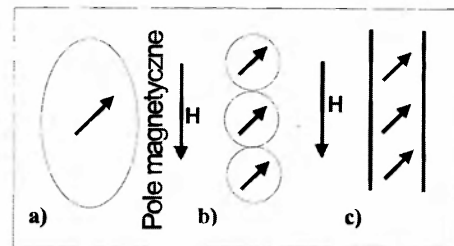
4.1.1. Procesy przemagnesowania w magnesach o anizotropii kształtu

4.1.1.1. Jednorodne obroty wektora namagnesowania

Stoner i Wohlfarth [26] po raz pierwszy podali wyrażenie na koercję jednodomenowej cząstki w kształcie elipsoidy obrotowej. Zgodnie z tymi obliczeniami opartymi na założeniach, że: 1) cząstki są jednodomenowe, 2) nie występują inne rodzaje anizotropii, 3) wektory namagnesowania obracają się jednorodnie (rys. 8a), 4) brak oddziaływań między cząstkami, Stoner i Wohlfarth wyznaczyli koercję wydłużonej elipsoidy w kierunku dłuższej osi:

$$H_c = \Delta N J_s / \mu_0, \quad (3)$$

gdzie $\Delta N = N_d - N_l$ jest różnicą współczynników odmagnesowania wzdłuż krótkiej (N_d) i długiej (N_l) osi elipsoidy, $J_s = \mu_0 M_s$ – polaryzacją nasycenia, a M_s – namagnesowaniem nasycenia. Dla izotropowego rozkładu cząstek koercja jest zmniejszona o czynnik 0,479. Teoria ta podaje również maksymalną wartość koercji wydłużonych cząstek, która jest równa $2\pi M_s$.



Rys. 8. Nieodwracalne zmiany wektora namagnesowania zachodzące w wyniku jednorodnych obrotów: a) wydłużona elipsoidalna [26], b) łańcuch kul [37], c) walec o nieskończonej długości [26,38].

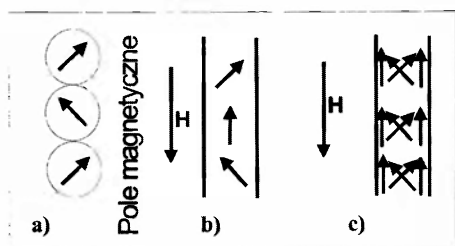
Przewidywania teorii przemagnesowania poprzez jednorodne obroty wektora namagnesowania w cząstkach o anizotropii kształtu przyczyniły się do opracowania nowej grupy materiałów magnetycznie twardych o jednodomenowych wydłużonych cząstkach. Jednakże otrzymane dla tych materiałów wartości H_c i $(BH)_{max}$ były dużo mniejsze od przewidywanych teoretycznie. Skłoniło to Jacobsa i Beana [37] do zaproponowania mechanizmu przemagnesowania opartego na modelu łańcucha jednorodnych kul (rys. 8b), posia-

dającego mniejszą magnetostatyczną energię aniżeli model jednodomenowej wydłużonej elipsoidy Stonera–Wohlfartha. W modelu tym wyróżnia się jednorodny i niejednorodny sposób przemagnesowania łańcucha kul. W pierwszym z tych sposobów przemagnesowanie następuje w wyniku jednorodnego obrotu wektora namagnesowania w łańcuchu. Sposób ten jest podobny do modelu Stonera–Wohlfartha, z tą tylko różnicą, że koercja łańcucha kul jest mniejsza od koercji wydłużonej elipsoidy.

Shtrikman i Treves [38] zaproponowali bardziej ogólną teorię procesu przemagnesowania dla nieskończonego długich cząstek jednodomenowych w kształcie walca o różnym promieniu. Zgodnie z tym modelem w zależności od zredukowanego promienia S procesy przemagnesowania następują drogą jednorodnych lub niejednorodnych obrotów wektora namagnesowania. Dla $S < 1$ zmiana namagnesowania w walcu o nieskończonej długości zachodzi w wyniku jednorodnych obrotów (rys. 8c).

4.1.1.2. Niejednorodne obroty wektora namagnesowania

Na rysunku 9 przedstawiono modele niejednorodnych obrotów wektora namagnesowania w łańcuchu kul [37] oraz w walcu o nieskończonej długości [38].



Rys. 9. Modele niejednorodnych obrotów wektora namagnesowania: a) rozchylenie się wektorów namagnesowania kul w łańcuchu (fanning) [37], b) zmiana namagnesowania w walcu o nieskończonej długości, zachodząca w wyniku ruchu wężowego (buckling), c) zawirowania (curling) [38].

W pierwszym sposobie niejednorodnych obrotów wektora namagnesowania (rys. 9a), zaproponowanym przez Jacobsa i Beana [37], koercja związana jest z rozchylaniem się wektorów namagnesowania kul w łańcuchu (ang. fanning). Słuszność tego modelu została doświadczalnie potwier-

dzona w ferromagnetykach składających się z jednodomenowych cząstek Fe i Fe-Co.

W drugim sposobie zaproponowanym przez Shtrikmana i Trevesa [38], w zależności od zredukowanego promienia S , nieodwracalne zmiany wektora namagnesowania zachodzą przez zawirowanie (curling) wektora namagnesowania, gdy $S > 1,1$ (rys. 9c), a dla $S < 1,1$ przez ruch wężowy (buckling) wektora namagnesowania (rys. 9b). W mechanizmie tym jednorodne obroty wektora namagnesowania są równoważne ruchowi wężowemu dla $S \ll 1$. Shtrikman i Treves podali ogólne wyrażenie na pole magnetyczne, w którym powstają domeny przemagnesowania (pole zarodkowania, zwane też polem nukleacji H_n), które dla prostokątnej pętli histerezy równe jest koercji. Proces przemagnesowania przez zawirowanie wektora namagnesowania został potwierdzony w wiskerach żelaza, stopie Fe-Co oraz w stopach Al-nico.

Interesujący przegląd teorii procesu przemagnesowania cząstek jednodomenowych opracowany został przez Knellera [39].

4.1.2. Procesy przemagnesowania w magnesach o anizotropii krystalicznej

4.1.2.1. Jednorodne obroty wektora namagnesowania

Procesy przemagnesowania magnetyków o anizotropii krystalicznej można również opisać w ramach teorii Stonera–Wohlfartha [26] jednorodnych obrotów wektora namagnesowania, definiując jedynie inaczej odpowiednie wielkości (K_1 w przypadku jednoosiowej anizotropii magnetokrystalicznej lub odpowiednio $\Delta N M_s/2$ w przypadku anizotropii kształtu). Model ten nie znalazł do dnia dzisiejszego doświadczalnego potwierdzenia, umożliwia jednak obliczenie maksymalnej wartości koercji w magnetykach o anizotropii magnetokrystalicznej. W modelu tym przyjmuje się, że wszystkie wektory namagnesowania w magnetyku ułożone są zawsze równoległe, nie tylko w polu nasycenia, ale także w każdym dowolnym polu zewnętrznym. W szczególności magnetyk taki ulega przemagnesowaniu w polu magnetycznym równym koercji H_c , przy czym wszystkie wektory namagnesowania obracają się razem w jedną stronę, do nowego położenia równowagi.

Dotychczas jedynie dla specjalnie przygotowanych małych ziarn (ok. 10^{-7} m) ferrytu baru

i strontu pozbawionych defektów sieci, tworzących izotropowy magnes otrzymano zbliżoną do teoretycznej wartość $H_c = 0,479(2K_1/M_s)$.

4.1.2.2. Niejednorodne obroty wektora namagnesowania

Teorie niejednorodnych mechanizmów obrotów wektora namagnesowania uwzględniają dodatkowo obok zależności namagnesowania od wielkości przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego również procesy tworzenia zarodki domen przemagnesowania (nukleacja) oraz zamocowania ścian domenowych (pinning). Te mechanizmy procesu przemagnesowania zostały zaobserwowane we współcześnie wytwarzanych magnesach.

4.2. Współczesne teorie koercji

Procesy przemagnesowania magnesów są złożone i ciągle istnieją jeszcze różnice w teoretycznym opisie mechanizmu koercji. Koercja magnesu nie zależy tylko od jego wewnętrznych właściwości magnetycznych, ale jest także bardzo czuła na zmiany mikrostruktury. Występowanie koercji wiąże się z istnieniem magnetycznej anizotropii. Najbardziej uznane modele procesów przemagnesowania współcześnie wytwarzanych magnesów zostały omówione w pracach Gaunta [40], Givorda i współpracowników [41] oraz Kronmüllera [42].

Jak już wspomniano, we współczesnych magnesach proces przemagnesowania może odbywać się przez zarodkowanie (nukleację) i rozrost domen o przeciwnym namagnesowaniu lub przesuwanie zakotwiczonych ścian domenowych (pinning).

W magnesach, w których proces przemagnesowania związany jest z nukleacją domen, ściany domenowe mogą łatwo przesuwać się poprzez ziarna. W stanie cieplnego rozmagnesowania każde ziarno magnesu zawiera kilka ścian domenowych. Oznacza to, że podatność magnetyczna magnesów w słabych polach, w których proces przemagnesowania wiąże się z nukleacją domen, jest bardzo duża. Aby otrzymać maksymalną koercję w tym procesie, należy zastosować dodatkowo pole nasycenia, które jest mniejsze od koercji. Jednakże jeśli ściany te zostały raz usunięte z ziarna przez przyłożenie silnego pola magnetycznego, domeny mogą być ponownie zarodkowane

przez przeciwne pole nukleacji H_n , które odpowiada polu koercji H_c . Ten proces przemagnesowania jest zazwyczaj obserwowany w spiekanych magnesach typu SmCo_5 i $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$.

W magnesach, w których proces przemagnesowania jest związany z kotwiczeniem, ściany domenowe zamocowane są na wydzieleniach w obrębie lub na granicach ziarn oraz na granicach między fazami. W tym przypadku maksymalna koercja wymaga większego dodatniego pola magnesującego w porównaniu z magnesami, w których koercja jest określona przez nukleację ścian domenowych H_n . Typowymi przykładami magnesów, których koercja wiąże się z kotwiczeniem ścian domenowych, są magnesy $\text{Sm}(\text{Co,Fe,Cu,Zr})_{7,8}$ oparte na $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$. Bardziej szczegółowe informacje o mechanizmie kotwiczenia ścian domenowych w procesie przemagnesowania zawierają prace Kronmüllera i współpracowników [43,44]. W dalszej części pracy omówione zostaną modele nukleacyjne, które we współcześnie wytwarzanych magnesach charakteryzują procesy przemagnesowania.

Ogólnie należy podkreślić, że rozróżnienie pomiędzy tymi dwoma mechanizmami koercji jest możliwe dzięki dodatkowym pomiarom, a w szczególności przebiegu początkowej podatności magnetycznej, struktury domenowej i jej zmian pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego, jak też zmian koercji w zależności od wartości pola magnesującego i kąta pomiędzy przyłożonym polem a kierunkiem łatwym magnetyzacji oraz temperatury.

Koercja obecnie wytwarzanych magnesów osiąga tylko 10–20% wartości wyznaczonej z teorii procesu zarodkowania. Ta rozbieżność między teoretycznymi i doświadczalnymi wartościami znana jest jako paradoks Browna [45].

Dotychczas opracowano dwa modele w celu wyjaśnienia rozbieżności pomiędzy teorią a doświadczeniem.

Pierwszym z nich jest model nukleacyjny zaproponowany i szeroko rozwijany przez Kronmüllera i współpracowników [43,44,46–48], w którym uwzględniono istnienie drugiej fazy magnetycznej o mniejszej wartości anizotropii magnetycznej, nierówne powierzchnie ziarn, oddziaływanie wymienne pomiędzy ziarnami oraz brak uporządkowania ziarn.

Drugi z tych modeli, model rozrostu zarodka, zaproponowany przez Givorda i współpracowników [49–51], zakłada istnienie domeny o przeciwnym namagnesowaniu (zarodka przemagnesowania) w stanie pozostałości magnetycznej. W celu rozrostu tego zarodka potrzebne jest pole krytyczne, w którym mają udział fluktuacje termiczne.

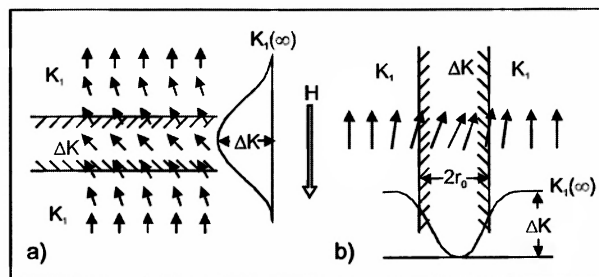
4.2.1. Model nukleacyjny według Kronmüllera

Model nukleacyjny oparto na minimalizacji całkowitej energii swobodnej Gibbsa. Energia swobodna jest minimalizowana w zależności od orientacji wektora namagnesowania M_s . W modelu tym założono, że powierzchnie ziarn materiału magnetycznie twardego, a w szczególności granice ziarn oraz fazy o innych właściwościach magnetycznych aniżeli osnowa, w której się znajdują, są obszarami o zmniejszonej stałej anizotropii magnetycznej K_1 . Kronmüller i współpracownicy [44] rozważali dwa przypadki tego modelu, przedstawione na rys. 10, gdy granica ziarna była prostopadła (a) lub równoległa (b) do kierunku łatwego namagnesowania i zewnętrznego pola magnetycznego. Zgodnie z tym modelem koercję opisuje równanie [43]:

$$H_c = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} \alpha_K - N_{ef} M_s, \quad (4)$$

gdzie mikrostrukturalne parametry α_K i N_{ef} opisują odpowiednio: wpływ nierówności powierzchni ziarn, sprzężenie wymiany pomiędzy nieuporządkowanymi ziarnami i lokalne pole od magnesowujące na krawędziach oraz narożach ziarn. Istnieje kilka sposobów sprawdzenia poprawności proponowanych modeli procesów przemagnesowania z danymi doświadczalnymi. Jedną z metod stanowi określenie zmian koercji wyznaczonych z częściowych pętli histerezy. I tak, na przykład w przypadku magnesów Nd-Fe-B pole magnetyczne potrzebne do wytworzenia maksymalnej wartości koercji jest zawsze dużo mniejsze od wartości samej koercji. Oznacza to, że koercja nie wynika z kotwiczenia ścian domenowych, tak jak np. w przypadku Sm_2Co_{17} . Ponadto stwierdzono, że wartość α_K dla spiekanych magnesów jest większa od wartości odpowiadającej magnesom szybkochłodzonym. Takie zachowanie związane jest z bardziej doskonałymi powierzchniami ziarn magnesów spiekanych. Natomiast większa

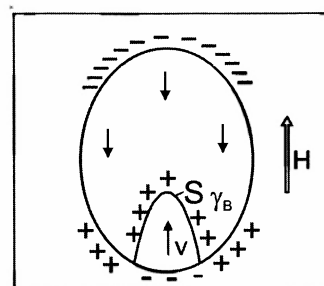
wartość N_{ef} spiekanych magnesów jest przypisywana ostrym krawędziom i narożom utworzonym w procesie spiekania, w przeciwieństwie do szybkochłodzonych magnesów, których ziarna mają kształt zbliżony do kul.



Rys. 10. Model nukleacyjny Kronmüllera [44] powstawania domen przemagnesowania w obszarach płasko-równoległych drugiej magnetycznej fazy o obniżonej anizotropii ułożonych prostopadle (a) i równoległe (b) do przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego.

4.2.2. Model rozrostu zarodka według Givorda

W modelu rozrostu zarodka, zaproponowanym przez Givorda i współpracowników [49–51], zakłada się powstanie i rozrost obszaru o przeciwnym namagnesowaniu, zwanym objętością aktywacji v [49], jako proces określający koercję (rys. 11). Przyjmując cieplnie aktywowany proces (typu Arrheniusa) ruchu ścian domenowych oraz



Rys. 11. Model rozrostu zarodka wg Givorda [49], gdzie v jest objętością zarodka, S polem jego powierzchni, a γ_B energią ściany domenowej.

fakt, że związek między energią stanu magnetycznego można badać poprzez pomiar lepkości magnetycznej, Givord i współprac. [49,51] uzyskali następujące wyrażenie na koercję:

$$H_c = \frac{\gamma_B}{\mu_0 M_s v^{1/3}} \alpha_s \alpha_B - N_{ef} M_s - \frac{25kT}{\mu_0 M_s v}, \quad (5)$$

gdzie γ_B jest energią ściany domenowej, α_B jest współczynnikiem zależnym od gęstości energii

ścian domenowych, stałej wymiany oraz energii anizotropii, α_s odpowiada geometrycznemu współczynnikowi równemu dla kuli $\alpha_s = (36\pi)^{1/3}$, a dla stożka o kącie wierzchołkowym Θ : $\alpha_s = (\pi \operatorname{ctg} \Theta)^{1/3} / \cos \Theta$.

Należy podkreślić, że jeżeli spełniony jest warunek $v \propto \delta_B^3$, model rozwoju zarodka zaproponowany przez Givorda daje podobne wyniki jak mikromagnetyczny model nukleacyjny wg Kronmüllera.

W swoich rozważaniach Givord i współpracownicy [49] przyjęli, że zarodki nowej domeny mają kształt stożka o kącie wierzchołkowym 15° i wysokości przynajmniej $6\delta_B \approx 24$ nm.

5. Uwagi końcowe

Jak wynika z przeprowadzonej analizy, we współcześnie wytwarzanych magnesach proces przemagnesowania, a w szczególności mechanizm koercji, może być dobrze opisany w ramach modelu nukleacyjnego wg Kronmüllera i modelu wzrostu zarodka wg Givorda.

Najistotniejszym wynikiem prac Givorda i współpracowników [52] jest możliwość opisu mechanizmu koercji bez założenia, że anizotropia krystaliczna ma znacznie mniejszą wartość w obszarach wydzielen drugiej fazy w porównaniu z pozostałą częścią materiału (proces przemagnesowania w tym modelu odbywa się poprzez utworzenie domeny w kształcie klina o przeciwnym namagnesowaniu, rys. 11). Ten model różni się od propozycji Kronmüllera i współpracowników (np. [43]), zgodnie z którą zarodkowanie nowych domen pojawia się w obszarach materiału o mniejszej anizotropii (np. granice ziarn, druga faza magnetyczna).

Z teoretycznego punktu widzenia różnice pomiędzy obu modelami są następujące: model nukleacyjny uwzględnia niewielkie odchylenia namagnesowania w porównaniu ze stanem podstawowym, które prowadzą do niestabilności układu magnetycznego. Natomiast w modelu rozwoju zarodka uwzględnia się taki stan magnetyczny, w którym następują duże obroty wektora spontanicznego namagnesowania. Jednakże w obu przypadkach punktem wyjścia do opisu procesu przemagnesowania jest magnetyczna energia swobodna Gibbsa. Jak wykazał Kronmüller [53], różnica pomiędzy tymi modelami w zasadzie ogra-

nicza się do fluktuacji termicznych pola H_f , które w temperaturze pokojowej są rzędu 0,01 T, to znaczy są dużo mniejsze od wartości koercji.

Na zakończenie warto podkreślić, że w badaniach właściwości współczesnych materiałów magnetycznych polskie środowisko naukowe ma istotne osiągnięcia. Badania w zakresie poznania mechanizmów przemagnesowania prowadzone są w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, Wydziale Inżynierii Materiałowej Politechniki Warszawskiej, Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu, Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, Wydziale Fizyki i Techniki Jądrowej w Krakowie oraz Instytucie Fizyki Politechniki Częstochowskiej.

Literatura

- [1] L. Kozłowski, „Nateżenie koercyjne ferromagnetyków proszkowych oraz litych materiałów używanych na magnesy trwałe typu alni i alinico”, *Postępy Fizyki* **7**, 507 (1956).
- [2] R.A. McCurrie, *Ferromagnetic Materials*, red. E.P. Wohlfarth (North-Holland, 1982), t. 3, s. 107.
- [3] H. Kojima, tamże, s. 305.
- [4] H. Stäblein, tamże, s. 441.
- [5] R. Wadas, *Ferrimagnetyzm* (PWN, Warszawa 1968).
- [6] H. Kaneko, M. Homma, N. Nakamura, G. Thomas, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-13**, 1325 (1977).
- [7] T. Ohtani, N. Kato, S. Kojima, K. Kojima, Y. Sakamoto, I. Konno, M. Tsukahara, T. Kubo, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-13**, 1328 (1977).
- [8] T. Mishima, N. Makino, Japanese Patent 1954, No. 1563.
- [9] J.J. Wysocki, J. Olszewski, B. Wysocki, S. Szymura, J. Wójcik, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-26**, 2667 (1990).
- [10] I. Briggs, A.G. Clegg, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-20**, 1628 (1984).
- [11] S. Szymura, *J. Less-Com. Metals* **128**, 313 (1987).
- [12] J.J. Wysocki, *Phys. Stat. Sol. (a)* **151**, 421 (1995).
- [13] K.J. Strnat, G. Hoffer, J.C. Olsen, W. Ostertag, J.J. Becker, *J. Appl. Phys.* **38**, 1001 (1967).
- [14] M. Katter, „New Rare-Earth-Iron based hard-magnetic materials”, praca doktorska, Technische Universität, Wiedeń 1991.
- [15] K. Kumar, *J. Appl. Phys.* **63**, R13 (1988).
- [16] M. Sagawa, S. Fujimura, M. Togawa, H. Yamamoto, Y. Matsuura, *J. Appl. Phys.* **55**, 2083 (1984).
- [17] J.J. Croat, J.F. Herbst, R.W. Lee, F.E. Pinkerton, *J. Appl. Phys.* **55**, 2078 (1984).
- [18] H. Bala, S. Szymura, J.J. Wysocki, *J. Mat. Science* **24**, 571 (1990).
- [19] K.H.J. Buschow, *Mater. Science Rep.* **1**, 1 (1986).

- [20] J.F. Herbst, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 819 (1981).
- [21] J.D. Livingston, *J. Metals* **2**, 30 (1990).
- [22] M. Leonowicz, *Nowoczesne materiały magnetycznie twarde* (Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1996).
- [23] J.M.D. Coey, *J. Magn. Magn. Mater.* **140-144**, 1041 (1995).
- [24] M. Seeger, H. Kronmüller, *Zeits. Metallkde* **87**, 923 (1996).
- [25] M. Leonowicz, *Nanokrystaliczne materiały magnetyczne* (WNT, Warszawa 1998).
- [26] E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth, *Phil. Trans. R. Soc.* **240A**, 599 (1948).
- [27] E.F. Kneller, R. Hawig, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 3588 (1991).
- [28] R. Coehoorn, D.B. DeMooji, C. Waard, *J. Magn. Magn. Mater.* **80**, 101 (1989).
- [29] G. Hertzler, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1397 (1990).
- [30] H. Kronmüller, *Nanostr. Materials* **6**, 157 (1995).
- [31] H.A. Davies, A. Manaf, M. Leonowicz, Z.P. Zhang, S.J. Dobson, R.A. Buckley, *J. Nanostructured Mater.* **2**, 197 (1993).
- [32] K.H.J. Buschow, D.B. De Mooij, R. Coehoorn, *J. Less-Common Met.* **145**, 601 (1988).
- [33] J. Ding, P.G. McCormick, R. Street, *J. Magn. Magn. Mater.* **124**, L1 (1993).
- [34] T. Schrefl, J. Fidler, H. Kronmüller, *Phys. Rev. B* **49**, 6100 (1994).
- [35] Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi, *J. Appl. Phys.* **64**, 6044 (1988).
- [36] R. Skomski, J.M.D. Coey, *Phys. Rev. B* **48**, 15812 (1993).
- [37] I.S. Jacobs, C.P. Bean, *Phys. Rev.* **100**, 1060 (1955).
- [38] S. Shtrikman, T. Treves, *J. phys. Rad.* **20**, 286 (1959).
- [39] E. Kneller, *Handbuch der Physik, Ferromagnetismus*, t. XVIII/2, red. S. Flügge, H.P.J. Wijn (Springer-Verlag, Berlin 1966), s. 438.
- [40] P. Gaunt, *Phil. Mag. B* **48**, 261 (1983).
- [41] D. Givord, Q. Lu, M.F. Rossignol, P. Tenaud, T. Viadieu, *J. Magn. Magn. Mater.* **83**, 183 (1990).
- [42] H. Kronmüller, *Supermagnets, Hard Magnetic Materials*, red. G.J. Long, F. Grandjean (Kluwer, Amsterdam 1991), s. 461.
- [43] H. Kronmüller, K.-D. Durst, M. Sagawa, *J. Magn. Magn. Mater.* **74**, 291 (1988).
- [44] H. Kronmüller, H.R. Hilzinger, *J. Magn. Magn. Mater.* **2**, 3 (1976).
- [45] W.F. Brown, Jr., *Rev. Mod. Phys.* **17**, 15 (1945).
- [46] H. Kronmüller, *Phys. Stat. Sol. (b)* **144**, 385 (1987).
- [47] H. Kronmüller, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-15**, 1218 (1979).
- [48] H. Kronmüller, *J. Appl. Phys.* **53**, 1859 (1981).
- [49] D. Givord, A. Lienard, P. Tenaud, T. Viadieu, *J. Magn. Magn. Mater.* **67**, L281 (1987).
- [50] D. Givord, P. Tenaud, T. Viadieu, Hadjipanayis, *J. Appl. Phys.* **61**, 3454 (1987).
- [51] D.W. Taylor, V. Villas-Boas, Q. Lu, M.F. Rossignol, F.P. Missel, D. Givord, S. Hirotsawa, *J. Magn. Magn. Mater.* **130**, 225 (1994).
- [52] D. Givord, P. Tenaud, T. Viadieu, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-24**, 1921 (1988).
- [53] H. Kronmüller, M. Becher, M. Seeger, A. Zern, *Proc. 9th Int. Symp. on Magn. Anisotropy and Coercivity in RE Trans. Met. Alloys*, Sao Paulo, 1996, s. 1.

Od możliwości do rzeczywistości – wynalezienie układu scalonego*

Jack St.Clair Kilby

Texas Instruments, Dallas, Texas, USA

Turning potential into realities: the invention of the integrated circuit

Nobel Lecture, 8 December 2000, Stockholm

1. Wstęp

Jest wielkim zaszczytem dzielić Nagrodę Nobla z fizyki i mówić dziś do Was. Tytuł mojego wykładu brzmi: „Od możliwości do rzeczywistości – wynalezienie układu scalonego”. Gdy w 1958 r. wynalazłem układ scalony, elektronika stwarzała wielkie możliwości. To, czego ludzie dokonali dzięki układom scalonym, stało się rzeczywistością znacznie przekraczającą ówczesne wyobrażenia, również i moje, o tym, co jest możliwe.

Charles Townes otrzymał Nagrodę Nobla za prace nad konstrukcją lasera. Wyraził wówczas to, co ja czuję, mówiąc: „Gdy bóbr i królik razem oglądali tamę Hoovera, bóbr powiedział: »Nie, ja sam jej nie zbudowałem, ale ona zasada się na moim pomysśle!«”.

Podstawowym zadaniem układu scalonego jest kontrola nad cechami prądu elektrycznego. Cała elektronika dotyczy w istocie sterowania przepływem elektronów, innymi słowy – zmuszania elektryczności do wykonywania bardzo wyszukanых zadań. Długa jest lista ludzi, którzy zajmowali się opanowywaniem elektryczności – od Williama Gilberta, który 400 lat temu pierwszy

użył słowa „elektryczność”, do Thomasa Edisona, który w latach osiemdziesiątych XIX w. zbudował jedną z pierwszych udanych prądnic elektrycznych.

2. Lampa próżniowa

Wynalazek lampy próżniowej (rys. 1) zapoczątkował rozwój przemysłu elektronicznego.



Rys. 1. Lampa próżniowa

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2000 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 2000 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

Lampy te, nazywane też lampami elektronowymi, służą do sterowania przepływem elektronów w próżni. Początkowo były używane do wzmacniania sygnałów radiowych i akustycznych. Dzięki nim w latach dwudziestych ubiegłego wieku szerokie rzesze mogły słuchać audycji radiowych. Zastosowanie lamp elektronowych rozszerzało się na inne urządzenia i w 1939 r. po raz pierwszy użyto takiej lampy w maszynie obliczeniowej.

Przy końcu II wojny światowej stało się jasne, że koszt, rozmiary i duża zawodność lamp elektronowych będzie ograniczać ich stosowanie w przemysłowych i wojskowych układach elektronicznych. Niszczyciel zbudowany w 1937 r. miał na pokładzie 60 lamp elektronowych. Nawet samolot B-29, najbardziej chyba złożone urządzenie wojskowe użyte w czasie wojny, miał tylko 300 lamp próżniowych. Większość z nich stanowiły lampy jednofunkcyjne.

Łączenie zadań miało wówczas mały priorytet, a jednak układy elektroniczne szybko stawały się coraz bardziej złożone. Powojenne niszczyciele miały w 1952 r. już ponad 3200 lamp. Natomiast komputer z 1946 r., ENIAC, był oczywiście istnym potworem z lamp elektronowych. Przez lata był najszybszym komputerem na świecie, ale miał ponad 17 tysięcy lamp, ważył ok. 30 ton, zajmował ok. 458 m³ i zużywał 174 kW elektryczności, co odpowiadało mocy 233 koni mechanicznych.

Stało się jasne, że lampy elektronowe nie mogą zapewnić znacznego rozwoju komputerów. Można było sobie wyobrazić i zaprojektować układy, które – gdyby były realizowane według ówczesnej technologii – byłyby zbyt wielkie, za ciężkie, zużywałyby zbyt dużo mocy i po prostu za bardzo by się grzały, by móc pracować. A ponieważ trzeba byłoby je składać z dziesiątków lub nawet setek tysięcy elementów, byłyby zawodne i za drogie [1].

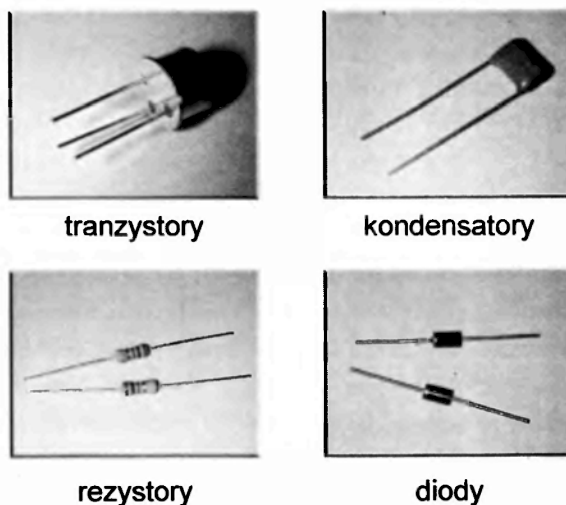
3. Potrzeba miniaturyzacji

W połowie lat pięćdziesiątych wiele osób pracujących w przemyśle zdało sobie sprawę z tych problemów i zaczęło szukać rozwiązania. W rozwoju elektroniki znaczącą rolę odegrały zastosowania militarne. Uważam, że Pokojowa Nagroda Nobla jest ważna, gdyż honoruje ludzi, którzy pra-

cują nad zachowaniem pokoju. A pokój oznacza, że możemy używać elektroniki dla dobra ludzkości, a nie do prowadzenia wojen.

Niemniej jednak pierwsze propozycje miniaturyzacji układów elektronicznych wyszły od amerykańskich kół wojskowych i agencji badania przestrzeni kosmicznej. Na ogół starano się zmniejszać poszczególne elementy układów, zatem próby te nazywano programami miniaturyzacji. Wszystkie miały wspólny cel – zbudowanie pełnych obwodów elektronicznych.

T.R. Reid zwrócił uwagę, że budowanie obwodu przypomina budowanie zdania [2]. Są pewne standardowe elementy: w zdaniu to rzeczowniki, czasowniki, przymiotniki, a w obwodzie elektrycznym – oporniki (rezystory), kondensatory, tranzystory i diody (rys. 2). Każdy z nich spełnia swoją własną funkcję. Łącząc te elementy w różny sposób, otrzymujemy różne zdania lub obwody działające w różny sposób. Przez całe lata udoskonalano procesy technologiczne produkcji każdego z elementów obwodów.



Rys. 2. Elementy obwodu elektrycznego

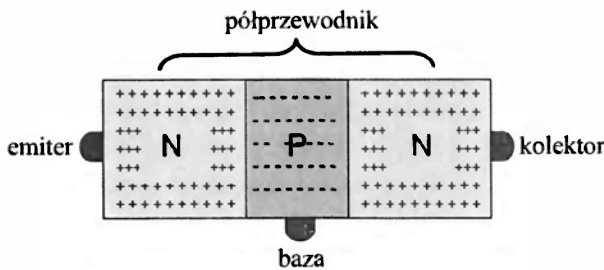
4. Tranzystor

Ogłoszony w 1948 r. przez Laboratoria Bella wynalazek tranzystora był wielkim krokiem naprzód. Użycie półprzewodników do budowy elementów obwodu zintensyfikowało wyścig ku miniaturyzowanemu układowi scalonemu. Działanie tranzystora jest możliwe dzięki nieomal swobodnemu ruchowi elektronów poprzez kryształy półprzewodnikowe. Półprzewodniki, np. krzem i ger-

man, mają własności elektryczne pośrednie między izolatorami i przewodnikami. Nic więc dziwnego, że nazywa się je „półprzewodnikami”.

Możemy zmieniać własności elektryczne półprzewodnika stosując proces, który nazywa się domieszkowaniem. Polega on na precyzyjnym dodawaniu domieszek do określonych obszarów półprzewodnika [3]. Wychodząc od czystego krzemu, możemy przez dodanie do pewnego obszaru określonej domieszki spowodować zwiększenie w nim liczby elektronów. Dodanie innego rodzaju domieszki wywoła niedobór elektronów, czyli wytworzenie dziur. W obu przypadkach następuje wzrost przewodnictwa materiału wyjściowego.

Materiał półprzewodnikowy, który przewodzi dzięki swobodnym elektronom, nazywa się materiałem typu n. Półprzewodniki, które przewodzą skutkiem niedoboru elektronów, są nazywane materiałami typu p. W swojej najprostszej postaci tranzystor jest „kanapką” zrobioną z tych materiałów (rys. 3), a wszystko razem często jest zamknięte w oprawie ceramicznej.



Rys. 3. Schemat tranzystora

Technologia wytwarzania tranzystorów, podobnie jak większość technologii, robiła stałe postępy. Pierwsze tzw. tranzystory ostrzowe były według późniejszych standardów bardzo prymitywne, stanowiły jednak pierwszy krok w rozwoju tych układów.

Później wprowadzono technologię wytwarzania tranzystora złączowego (rys. 4); będę jeszcze o nim mówić. Wzrost i domieszkowanie krzystalu germanu odbywało się w tym przypadku jednocześnie. Krystal z wyciągano ze stopionego germanu zawierającego domieszkę typu n, następnie do stopu dodawano domieszkę typu p, a potem jeszcze więcej domieszki n. W ten sposób powstawał materiał typu n zawierający wewnątrz cienką warstwę typu p. Krystal cięto na małe bloki, z któ-

rych każdy był tranzystorem n-p-n. W dalszym rozwoju opracowano technologię dyfuzji w trakcie wzrostu krzystalu, metalizacji, tworzenia bariery powierzchniowej, struktury typu mesy (wyspy) i układu planarnego.



Rys. 4. Tranzystor złączowy (z wdyfundowanym złączem) – u góry: szkic załączony do wniosku patentowego, u dołu: zdjęcie rentgenowskie.

Pierwsze tranzystory były robione z germanu, jednak korzystniejszym materiałem okazał się krzem. Przyrządy krzemowe mogły pracować w wyższej temperaturze, były odporniejsze na przebicia i wytrzymywały większą moc prądu. Problemem było tylko to, że krzem ma wyższą temperaturę topnienia niż german, trudniej jest więc zeń usuwać zanieczyszczenia.

Na krótko przedtem, zanim zacząłem pracować w Texas Instruments, firma ta poradziła sobie z tym problemem i w połowie lat pięćdziesiątych produkowała już tranzystory krzemowe na sprzedaż. Ale tu wyprzedzam tok mojego opowiadania.

W 1947 r. ukończyłem studia inżynierii elektrycznej na Uniwersytecie stanu Illinois. Było to na rok przed ogłoszeniem przez Laboratoria Bella wiadomości o wynalezieniu tranzystora. Tak więc zaczynałem karierę zawodową w bardzo podniecającym okresie. Jednak formalnie moje wykształcenie dotyczyło elektrotechniki, choć słuchałem wykładów o lampach elektronowych. Na szczęście studiowałem także fizykę techniczną, gdyż sądziłem, że to będzie bardziej pożyteczne niż umiejętność podłączania transformatorów trójfazowych! Patrząc wstecz cieszę się, że słuchałem wykładów z fizyki.

Chciałem pracować w dziedzinie elektroniki, częściowo ze względu na zainteresowania z dzieciństwa. Mój tata kierował elektrownią obsługującą duży wiejski obszar w stanie Kansas i w swojej pracy używał krótkofalówki, która mnie bardzo ciekawiła. Gdy miałem kilkanaście lat, w czasie burzy lodowej, która pozbawiła prądu odbiorców w całym tym obszarze, zrozumiałem, że radio – a ogólniej elektronika – może wpływać na życie ludzi, informując ich, zapewniając łączność, dając im nadzieję.

Po skończeniu studiów zostałem zatrudniony przez firmę elektroniczną Centralab w Milwaukee. Produkowano tam części do odbiorników radiowych i telewizyjnych oraz aparatów słuchowych. Centralab był dla mnie szczęśliwym wyborem, gdyż stosowano tam układy hybrydowe – wczesną formę miniaturyzacji. Tam również opracowano tzw. grubowarstwowe układy hybrydowe. W tej technologii przewodnik tworzone przez pokrycie podłoża ceramicznego pastą srebrną, oporniki były robione z tuszu węglowego, małe kondensatory formowano w podłożu, a większe dołączano z zewnątrz. Lampy elektronowe można było dołączać przez oprawki lub bezpośrednio lutować do podłoża [4].

Praca w Centralab była dla mnie idealna z jeszcze innego względu. Grupa, w której działałem była nieduża i mogłem obserwować cały proces – od konstrukcji przez produkcję do sprzedaży. Do moich początkowych obowiązków należało projektowanie i opracowanie inżynierskie wzmacniaczy do aparatów słuchowych oraz układów oporników i kondensatorów do telewizorów. Ponieważ była to nowa dziedzina, robienie wynalazków przychodziło łatwo. Prawie wszystko, co odbiegało od poprzednich wzorów, było nowością

i na ogół dawało się opatentować. W tym okresie uzyskałem kilkanaście patentów, z których na uwagę zasługują: model kondensatora z zastosowaniem zubożonych tytanianów oraz metoda automatycznego dopasowywania oporników do wymaganej wartości oporu przez ścieranie ich strumieniem piasku.

W 1951 r. Laboratoria Bella urządziły pierwsze sympozjum na temat tranzystorów i zaczęły sprzedawać, za cenę 25 tysięcy dolarów, licencje technologii tranzystorowej. W tym czasie Centralab zainteresował się produkcją tranzystorów i kupił licencję. Czuję, że tranzystor wskazuje drogę ku przyszłości i chciałem na nią wejść. Po pewnych własnych studiach i formalnym szkoleniu, obejmującym sympozja Laboratoriów Bella, zostałem kierownikiem trójosobowego zespołu, którego zadaniem była budowa tranzystorów i wcielenie ich do produkcji Centralabu. Zbudowaliśmy piec redukcyjny, urządzenie do wyciągania kryształów i czyszczenia strefowego. Było to dość skomplikowane na owe czasy, choć wzrost kryształów półprzewodnikowych jest w swojej zasadzie podobny jak w zestawie, który dziś można dziecku kupić w sklepie. Wykorzystywaliśmy naszą aparaturę do robienia układów ze stopu germanu. Montowaliśmy niezabezpieczony tranzystor w osłonie z plastiku, co było nowością. Przed wpływami środowiska układ chroniło hermetyczne zamknięcie na ceramicznej podstawie.

W 1957 r. Centralab otworzył mały zakład produkcyjny i sprzedawał nieduże ilości wzmacniaczy do aparatów słuchowych i innych zastosowań, co nawet przynosiło niewielki zysk. Stało się jednak jasne, iż niedługo trzeba będzie ponieść poważne nakłady, tym bardziej że otwierał się wielki rynek wojskowy. Wojsko żądało przyrządów krzemowych, co wymagało dodatkowych wydatków.

W 1958 r. zdecydowałem się opuścić Centralab i poszukać innej pracy. Prowadziłem rozmowy z wieloma firmami. Stwierdziłem, że IBM zaangażował się w technologię grubowarstwową, zbliżoną do tej, którą zajmowałem się w Centralabie. Czuję, że zrobili podstawowy błąd, wybierając zbyt małe podłoże. Propozycje Motoroli były nawet dość interesujące; mógłbym tam poświęcać część czasu na własne koncepcje miniaturyzacji. Reakcja Texas Instruments była najbardziej entuzjastyczna ze wszystkich i zaoferowano mi tam pracę nad miniaturyzacją w pełnym wymiarze czasu.

5. Pierwszy układ scalony

W Texas Instruments zacząłem pracować w maju 1958 r. Nie należał mi się tego roku urlop. Pracowałem więc nawet w okresie, gdy ok. 90% pracowników pojechało na letnie wakacje. Zostałem sam z moimi myślami i wyobrażeniami [5].

Mówiłem już o wczesnych próbach miniaturyzacji. Większość istniejących tranzystorów nie nadawała się do scalania, gdyż miały elektrody na różnych powierzchniach i nie było realnej możliwości ich łączenia. Nie oznacza to jednak, że nikt nie próbował.

We wczesnych latach pięćdziesiątych Geoff Dummer, Anglik z Royal Radar Establishment, proponował, by całą elektronikę wytwarzać jako jeden blok. Mówił o stosowaniu warstw wzmacniających, warstw oporowych i tym podobnych rzeczach. Funkcje elektryczne miały być bezpośrednio połączone przez wycinanie obszarów w różnych warstwach [5]. Była to zadziwiająca idea, ale Dummer nie powiedział, jak to robić.

W 1956 r. Dummer zlecił pewnemu brytyjskiemu fabrykantowi mały kontrakt na zbudowanie takiego urządzenia. To się jednak zupełnie nie udało, częściowo dlatego, że stosowali technologię wbudowanego złącza, o której wspominałem wcześniej, i próbowali łączyć poszczególne warstwy. Mimo niepowodzeń pomysł Dummera skupiał nadal uwagę. Opór objętościowy samego półprzewodnika i pojemność złącz między obszarami dodatnimi i ujemnymi, które dają się w nim wytworzyć, można byłoby scalić z tranzystorami, tak by powstał kompletny układ z jednego materiału. Mój wkład to podjęcie tej idei i przekształcenie jej w rzeczywistość.

Początkowo moje obowiązki w Texas Instruments nie były dokładnie określone, mogłem więc swobodnie wybrać własne podejście do zagadnienia miniaturyzacji. Firma produkowała tranzystory, oporniki i kondensatory, a ponieważ mogła z zyskiem wytwarzać półprzewodniki, więc uważałem, że warto byłoby spróbować robić to wszystko z półprzewodników.

Moje stanowisko było sprzeczne z większością podejmowanych wówczas prób, które można byłoby podzielić na trzy zasadnicze kategorie. Jedna grupa uważała, że głównym problemem jest montaż poszczególnych części składowych i że jeśli wszystkie te części będą tego samego rozmiaru

i kształtu, można będzie zautomatyzować proces montażu. Druga grupa sądziła, że właściwą drogą jest użycie cienkich warstw – bardziej nowoczesnej formy technologii grubowarstwowej zastosowanej przez Centralab. W obu tych podejściach miano używać konwencjonalnych tranzystorów i montować je do innych elementów.

Trzecia grupa uważała, że należy podjąć bardziej radykalny projekt. Jej przedstawiciele sądzili, że wiedza o materiałach jest już na tyle kompletna, iż można wynaleźć zupełnie nowe struktury, które spełniałyby funkcje obwodu. Ulubionym przykładem był kryształ kwarcu [6], który pełnił funkcje cewki indukcyjnej i kondensatora.

Stało się dla mnie jasne, że główną wadą wszystkich tych podejść do mikrominiaturyzacji był zamiar użycia różnych materiałów i różnych procesów wytwarzania. Zacząłem myśleć, jak zmniejszyć ich liczbę. Było oczywiste, że i tranzystory, i diody można robić z materiałów półprzewodnikowych. Oddzielne oporniki i kondensatory również można byłoby robić z półprzewodników. To jednak byłoby stosunkowo kosztowne i żaden z tych elementów nie działałby tak dobrze, jak najlepsze elementy wykonane konwencjonalnymi metodami i z konwencjonalnych materiałów. Na przykład, na oporniki nadawał się lepiej azotek tytanu, a z teflonu można było robić lepsze kondensatory. A jednak wszystkie elementy można było wytworzyć z jednego rodzaju materiału, co pozwalało myśleć o tym, by zrobić je w obrębie jednego kawałka materiału. Przez właściwe ich łączenie można byłoby stworzyć kompletny układ scalony.

W moim notatniku laboratoryjnym zanotowałem 24 lipca 1958 r. coś, co można by nazwać „ideą monolitu”. Napisałem tam, że jeśli wszystkie elementy obwodu, jak oporniki, kondensatory, tranzystory, zrobić z tego samego materiału, to można byłoby je umieścić na jednej płytce (rys. 5).

Szybko naszkicowałem projekt obwodu przerzutnika dwustabilnego (flip-flop), używając wszystkich elementów zrobionych z krzemu. Rezystory wykorzystywały opór objętościowy krzemu, a kondensatorami były złącza p-n [7]. Gdy z wakacji wrócił mój bezpośredni kierownik Willis Adcock, pokazałem mu swój projekt. Okazał ostrożny entuzjazm i zażądał dowodu, że układ zrobiony całkowicie z półprzewodnika będzie działać. Zbudowałem więc taki układ, używając od-

dzielnych elementów krzemowych i zaczynając od oprawionych tranzystorów złączowych. Oporniki robiłem wycinając małe sztabki krzemu i wytrawiając je, tak by miały odpowiedni opór, a kondensatory wyciąłem z metalizowanych po obu stronach płytek zawierających wdyfundowane tranzystory mocy. Gdy to już połączyłem, całość pokazałem 28 sierpnia 1958 r. Adcockowi. Na szczęście próba wykazała, że wszystkie elementy obwodu można zrobić z materiałów półprzewodnikowych. To oczywiście nie był układ scalony, gdyż użyłem oddzielnych elementów. Natychmiast zabrałem się do zbudowania prawdziwie scalonej struktury.



Rys. 5. Pierwszy obwód scalony: u góry – kartka z notatnika laboratoryjnego, u dołu – zdjęcie.

Texas Instruments miał w owym czasie dobrze rozwiniętą produkcję przyrządów z wbudowanym złączem i właśnie zaczynał poważnie prace nad strukturami dyfundowanymi. Był w produkcji m.in. krzemowy tranzystor mocy z wtapianym emiterem. Wytwarzano również kilka rodzajów przyrządów germanowych, przeznaczonych do pracy ze słabymi sygnałami. Kontakty do emitera i bazy były naparowywane poprzez metalowe maski. Mesy trawiono po ręcznym zamaskowaniu specjalnym woskiem („piceiną”). Dostałem kilka

takich płytek, już po dyfuzji i z gotowymi kontaktami. Wybierając odpowiedni obwód, mogłem zaprojektować dwie struktury wykorzystujące istniejące na płytkach kontakty.

Pierwszy układ, który próbowałem zbudować, to oscylator z przesuwnikiem fazowym. Był to wówczas ulubiony element obwodów liniowych. Technicy, Pat Harbrecht i Tom Yeargan, cięli płytki na sztabki o wymiarach ok. 0,12 na 0,4 cala. Na tylnej ścianie sztabki wtapiano metalowe kropki, które służyły jako styki do objętościowych oporników. Piceiną maskowaliśmy ręcznie mesy – jedną dla tranzystora, a drugą, większą, dla obszaru dyfundowanego, tworzącego rozłożoną sieć opornik-kondensator. Pierwsze trzy oscylatory tego typu zostały ukończone 12 września 1958 r. Gdy przyłożyliśmy napięcie, pierwszy obwód oscylował z częstotścią ok. 1,3 MHz.

Aby pokazać, że można skonstruować układ cyfrowy, użyłem tej samej metody do zbudowania przerzutnika dwustabilnego. Budowa tego przyrządu została zakończona 19 września.

W początkach października zaczęliśmy projektować nowy germanowy układ scalony przerzutnika dwustabilnego. Miał być pierwszym, który budowaliśmy w całości od początku. Zawierał oporniki objętościowe, kondensatory złączowe i tranzystory z mesą. Pierwsze takie działające obwody zostały ukończone na początku 1959 r. i zostały użyte później, gdy w marcu 1959 r. ogłosiłem ideę „układu z ciała stałego” [7].

Wkrótce potem Robert Noyce z firmy Fairchild Semiconductor pokazał zalety stosowania technologii planarnej z przewodami metalowymi na tlenku, a wielu innych, np. pracownicy Westinghouse’a, przyczyniło się do rozwoju technologii układów scalonych. Trudno dziś uwierzyć, że gdy w 1959 r. ogłaszaliśmy naszą ideę, a firma Fairchild dyskutowała publicznie innowację wprowadzoną przez Noyce’a, spotkało się to z ogromną krytyką. W tym czasie nie było jeszcze oczywiste, że rozwiązanie stosujące monolit półprzewodnikowy zwycięży inne, o których wspominałem wcześniej. Gordon Moore, Noyce, kilku innych i ja sam zabawialiśmy fachowców przez następne 5 lat, gdy na spotkaniach opisywaliśmy i dyskutowaliśmy zalety różnych zmminiaturyzowanych układów. Wysuwano wobec nich trzy zasadnicze zarzuty [5]. Pierwszy opierał się na przekonaniu, że wydajność produkcji pozostanie zbyt mała, by

być opłacalną. W tamtych czasach tylko mniej niż 10% wyprodukowanych tranzystorów działało dobrze. Inna grupa ludzi uważała, że nie stosujemy właściwych materiałów, gdyż najlepsze oporniki i tranzystory nie były wtedy robione z półprzewodników. Także prawdziwi tranzystorowcy nie chcieli, żeby ich eleganckie przyrządy zapaskudzać na płytce jakimiś śmieciami. Trudno było przeciwstawiać się tym argumentom, gdyż w zasadzie były słuszne. Trzeba też dodać, że wielu ludzi pracujących w dużych firmach myślało, że gdy zwycięży technologia krzemowa, wszyscy projektanci obwodów znajdą się bez pracy. W rzeczywistości zatrudnienie tych projektantów wzrosło z upływem lat, jednak ich praca teraz jest inna niż w epoce tranzystorów.

Punkt zwrotny nastąpił w latach sześćdziesiątych, gdy weszły dwa spektakularne programy wojskowe – misja księżycowa Apollo i rakieta Minuteman. Włączenie technologii układów scalonych w te programy było dla nich niewątpliwie silnym bodźcem rozwoju. Około 1964 r. kilka odważnych firm zaczęło umieszczać układy scalone w swoich wyrobach komercyjnych. Chciałem pomóc w popularyzacji układów scalonych, wziąłem więc udział w pracach zespołu Texas Instruments nad pierwszym elektronicznym kalkulatorem osobistego użytku (rys. 6). Firma Digital Equipment Corporation również bardzo wcześnie się tym zajęła i w końcu lat sześćdziesiątych większość inżynierów zaakceptowała stosowanie układów scalonych. W wyniku tego setki, a później tysiące najlepszych inżynierów na świecie zaczęło pracować w tej dziedzinie.

6. Rośnie liczba układów scalonych na płycie

Mój wykład dotyczył dotychczas okresu bezpośrednio przed i po wynalezieniu układu scalonego. Innowacja i rozwój, jakie nastąpiły w ciągu ostatnich 40 lat, były większe i o wiele szybsze niż cały rozwój w ciągu 400 lat, odkąd William Gilbert ukuł termin „elektryczność”. Dzięki pracy setek tysięcy najlepszych na świecie inżynierów nie tylko stworzyliśmy nowe zastosowania dla układów scalonych, ale również umiemy je znacznie lepiej robić. Opracowano nowe procesy produkcji, wynaleziono lepsze tranzystory, opracowano wymyślne metody projektowania kompu-



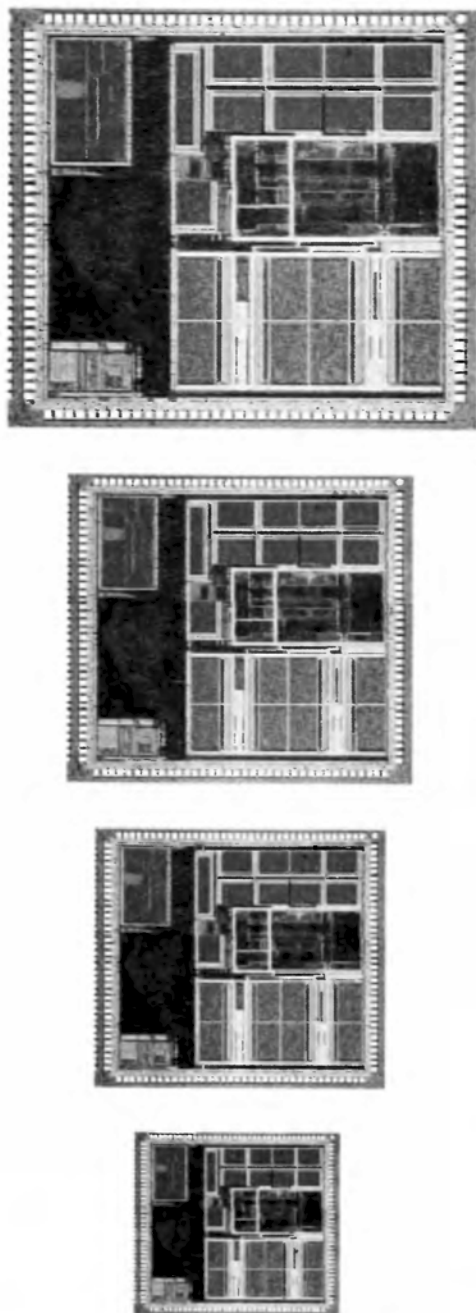
Rys. 6. Kalkulator ek kieszonkowy

terowego, skutkiem czego postęp w tej dziedzinie był szybki. Początkowo na płycie umieszczano kilkanaście elementów, w latach siedemdziesiątych było ich już 10 tysięcy, a dziś możemy ich mieć ponad sto milionów (rys. 7). Temu postępowi towarzyszył szybki spadek ceny układów [8].

W 1958 r. pojedynczy tranzystor kosztował ok. 10 dolarów. Dziś można za tę cenę kupić płytkę ze stu milionami tranzystorów. Ceny prawie na pewno będą nadal spadać. Zmniejszenie kosztu w stosunku 100 milionów do jeden znacznie rozszerzyło możliwości elektroniki (rys. 8). Dziś wydajny komputer osobisty można kupić za niecałe 1000 dolarów, a może on wykonywać znacznie więcej funkcji znacznie lepiej niż jego wersja za 10 milionów dolarów z roku 1960.

Układy scalone stosuje się wprawdzie do celów wojskowych, ale znacznie częściej korzysta się z nich dla poprawy warunków życia ludzkości [9]. Dzięki nim samochody są bezpieczniejsze i mniej zatrują atmosferę. Radio i telewizja stały się nieomal uniwersalnie dostępne, a setki milionów ludzi komunikuje się ze sobą przez Internet. Łączność radiowa zapewnia ludziom, gdziekolwiek by-

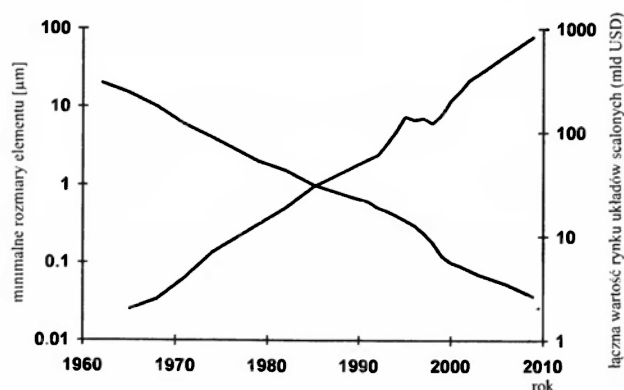
liby na świecie, dostęp do informacji i możliwość kontaktów z innymi ludźmi. A przy tym wierzę, że najlepsze jeszcze nastąpi.



Rys. 7. Coraz więcej układów scalonych na jednej płytce – na kolejnych zdjęciach (od góry): 500 nm, 310/płytkę; 350 nm, 558/płytkę; 250 nm, 1435/płytkę; 180 nm, 2616/płytkę.

Dzisiaj potrzeba ok. 1000 elektronów, aby przełączać tranzystor. Szacuje się, że w roku 2010 wystarczy na to tylko 100 elektronów. Przewidywanie na rok 2010 zakłada, że będą użyte materiały o większej przenikalności elektrycznej. Je-

śli tak się nie stanie, to ekstrapolacja przy założeniu postępu geometrycznego daje zaledwie 10 elektronów w roku 2010 i tylko jeden w 2020 roku. To oczywiście stworzy podstawowe ograniczenia fizyczne. W niektórych proponowanych podejściach występują kwantowe automaty komórkowe i przełączniki molekularne [10]. Wielu ludzi sądzi, że gdy osiągniemy nanometryczną skalę długości, konfiguracje tworzone chemicznie zastępować dzisiejsze struktury robione przy użyciu szablonów i trawienia.



Rys. 8. Mniejsze rozmiary, niższy koszt, szerszy rynek.

Naprawdę nie wiem, jak to wszystko się rozwinię. Wiem tylko, że inżynierowie we wszystkich zakątkach świata udoskonalają układy scalone, a inni pracują nad tym, co może w przyszłości nastąpić. Wiem, co oni czują. W roku 1958 moje cele były proste: obniżyć koszt, uprościć montaż i uczynić przyrządy mniejszymi i bardziej niezawodnymi. Nie mogę wprawdzie przypisać sobie całej tej działalności, która potem nastąpiła, ale było dla mnie niezmiernie satysfakcjonujące, że mogłem być świadkiem ewolucji układów scalonych. Cieszę się, że mogłem mieć choćby mały udział w przetwarzaniu zdolności twórczych ludzi w praktyczną rzeczywistość.

Tłumaczyła *Barbara Wojtowicz*
Warszawa

Literatura

- [1] B.T. Murphy, D.E. Haggan, W.W. Troutman, „From Circuit Miniaturization to the Scalable IC”, *Proc. IEEE* **88**, 691 (2000).
- [2] T.R. Reid, *The Chip: How Two Americans Invented the Microchip and Launched a Revolution* (Simon and Schuster, New York 1984).

- [3] J.S. Kilby, „Silicon FEB Techniques”, *Solid-State Design*, lipiec 1964.
- [4] R.R. Roup, J.S. Kilby, US Patent 2 841 508, lipiec 1958.
- [5] J.S. Kilby, „Invention of the Integrated Circuit”, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-23**, 648 (1976).
- [6] WADD Technology Notes, „Molecular Dendric Approach”, Westinghouse Electric Corp. Reports, luty 1960 i lipiec 1960.
- [7] J.S. Kilby, „Semiconductor Solid Circuits”, referat na 14. dorocznym zebraniu Amer. Tow. Rakietowego, listopad 1959.
- [8] *Handbook of Semiconductor Manufacturing Technology*, red. Y. Nishi, R. Doering (Marcel Dekker, New York 2000).
- [9] R. Doering, „Implications of Scaling to Nanoelectronics”, w: *Workshop on Societal Implications of Nanoscience and Nanotechnology*.
- [10] J. Jasinski, P. Petroff, „Applications Nanodevices, Nanoelectronics and Nanosensors”, w: *Nanotechnology Research Directions: IWGN Workshop Report, Vision for Nanotechnology R&D in the Next Decade*, 1999.

40 lat pracy akceleratora „Lech”

Marian Jaskóła

Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana, Warszawa

The electrostatic Van de Graaff accelerator „Lech” – 40 years of running

Abstract: The history of the Warsaw Van de Graaff electrostatic accelerator „Lech”, its technical data and research applications are presented.

1. Wstęp

W roku 2001 mija 40 lat pracy warszawskiego akceleratora elektrostatycznego typu Van de Graaffa „Lech”. W dniu 22 grudnia 1961 r. *Życie Warszawy* zamieściło artykuł pt. „Uruchomienie akceleratora typu Van de Graaffa w Warszawie”, w którym czytamy: „Akcelerator warszawski został zaprojektowany przez nieżyjącego już młodego naukowca z IBJ mgr. inż. Lecha Bobrowskiego pod kierunkiem nieżyjącego już prof. Andrzeja Sołtana. Po tragicznej śmierci mgr. inż. L. Bobrowskiego [w wyniku wypadku motocyklowego] w październiku 1958 r. i śmierci prof. A. Sołtana w 1959 r., ciężar dokończenia budowy spadł na barki młodych pracowników Eugeniusza Górskiego, Mariana Jaskóły i Andrzeja Marcinkowskiego, którzy pod kierunkiem kierownika Zakładu Fizyki Jądra Atomowego IBJ doc. Zdzisława Wilhelmiego doprowadzili dzieło do pomyślnego końca. Roczna normalna eksploatacja oraz wszechstronne przebadanie elementów akceleratora, wykonanie kilku prac naukowych dają gwarancję niezawodnego działania”.

Podczas uroczystego otwarcia, w którym udział wzięli Minister Szkolnictwa Wyższego H. Golański, Pełnomocnik Rządu ds. Wykorzystania Energii Jądrowej Wilhelm Billig, dyrektorzy Instytutu Badań Jądrowych profesorowie Jan Paweł Nowacki oraz Marian Danysz, wyrażono opi-

nię, że akcelerator „Lech” pod względem ważności plasuje się na trzecim miejscu za reaktorem jądrowym w Świerku i cyklotronem krakowskim – urządzeniami zakupionymi w Związku Radzieckim. W swym wystąpieniu prof. Wilhelmi stwierdził, że „nauka polska, a w szczególności fizyka jądrowa zyskała potężne, nowoczesne narzędzie badawcze. Jednocześnie z pracami eksperymentalnymi w dziedzinie reakcji jądrowych i spektroskopii przy akceleratorze będą prowadzone prace użytkowe dla gospodarki narodowej”. Czterdzieści lat pracy akceleratora wykazało słuszność tych stwierdzeń.

Zespołem budowy, a następnie eksploatacji i modernizacji akceleratora „Lech” w kolejności chronologicznej kierowali: Eugeniusz Górski – w latach 1958–67, Marian Jaskóła (1968–77), Lucjan Zemło (1978–81 i 1984–85), Andrzej Bieńkowski (1982–83, 1988–92 i 1997–2000) oraz Andrzej Korman (1986–87, 1992–96 i od 2000 do chwili obecnej).

Przez ok. 25 lat (lata 1955–80) akceleratory elektrostatyczne typu Van de Graaffa (w tym również tzw. tandemy) były na całym świecie podstawowym narzędziem badawczym w fizyce jądrowej niskich energii. Główne ich zalety to: duża stabilność energii, łatwość zmiany rodzaju przyspieszanych jonów i ich energii, duża intensywność i stabilność położenia wiązki jonów przy dobrych parametrach geometrycznych, wreszcie niski koszt eks-

ploatacji w porównaniu do innych rodzajów akceleratorów.

Warszawski akcelerator typu Van de Graaffa jest urządzeniem w całości zbudowanym w kraju. Jego konstrukcję rozpoczęto w 1952 r. w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW, w Katedrze Atomistyki profesora Andrzeja Sołtana, po którego śmierci (grudzień 1959 r.) budowę kontynuowano w nowo powstałej Katedrze Fizyki Jądra Atomowego, kierowanej przez prof. Zdzisława Wilhelmięgo. Z chwilą powstania Instytutu Badań Jądrowych (1955) do ścisłej współpracy z IFD UW przy budowie akceleratora dołączył Zakład IA IBJ (noszący nazwę Zakładu Fizyki Jądra Atomowego).

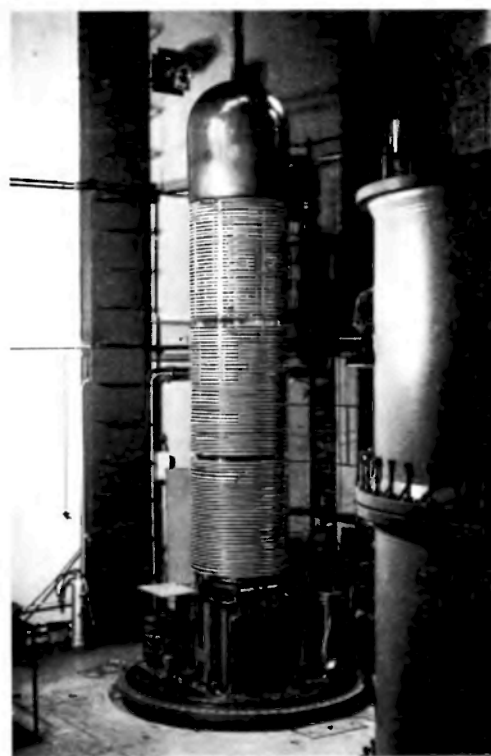
2. Budowa i rozwój „Lecha”

Osobą odpowiedzialną za projekt i budowę akceleratora był początkowo mgr inż. Lech Bobrowski, który wykonywał swe obowiązki z olbrzymią inwencją i poświęceniem. Po jego śmierci budowę akceleratora kontynuowali: E. Górski, M. Jaskóła i A. Marcinkowski. Akcelerator po wielu modyfikacjach i próbach został oddany do eksploatacji wiosną 1961 r. [1–3]. Dla uhonorowania jego głównego konstruktora, Lecha Bobrowskiego, nadano mu imię „Lech”. Rysunek 1 przedstawia L. Bobrowskiego, rys. 2 – zdjęcie akceleratora z widoczną obok częścią zbiornika ciśnieniowego.



Rys. 1. Mgr inż. Lech Bobrowski przy montażu układu napędu transportera ładunku.

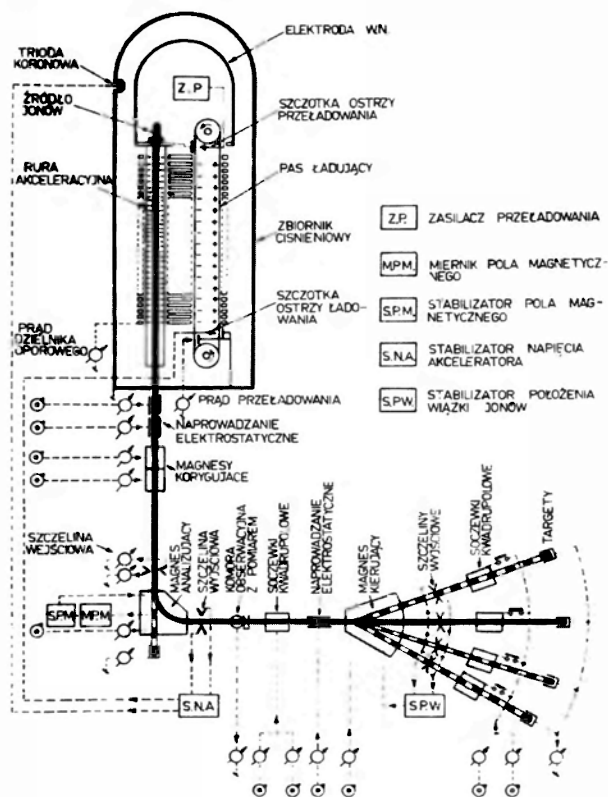
niowego, a rys. 3 – schemat działania akceleratora wraz z układem stanowisk pomiarowych. Rysunki 4 i 5 przedstawiają kolejno E. Górskiego i M. Jaskółę przy pulpicie sterowniczym akceleratora oraz A. Marcinkowskiego przy kompletowaniu elementów rury akceleracyjnej. Rysunek 6 przedstawia prof. Wilhelmięgo i min. Billiga podczas uroczystych obchodów 5-lecia pracy akceleratora.



Rys. 2. Widok ogólny kolumny wsporczej wraz z elektrodą wysokonapięciową akceleratora „Lech”; z prawej strony widoczna część zbiornika ciśnieniowego.

W związku z piątą rocznicą uruchomienia „Lecha” odbyło się w dniu 26 stycznia 1967 r. seminarium przeglądowe prac wykonanych przy użyciu tego akceleratora, a materiały z tym związane są zawarte w pozycjach [4.5].

Od chwili uruchomienia akcelerator przechodził ciągły proces modyfikacji i ulepszeń, których rezultatem było zwiększenie energii przyspieszanych jonów z 2,5 MeV do ok. 3,2 MeV, polepszenie stabilizacji energii do ok. 1 keV, podwyższenie natężenia i stabilności prądu, rozszerzenie asortymentu przyspieszanych jonów o $^3\text{He}^+$ i $^4\text{He}^+$, poprawienie jakości próżni oraz budowanie nowych układów wytwarzania i ogniskowania wiązki jonów [6–10]. Wynikiem prac moder-



Rys. 3. Schematyczny układ działania akceleratora „Lech”.

nizacyjnych poza poprawieniem parametrów akceleratora było zwiększenie niezawodności pracy akceleratora, czego odzwierciedleniem był wzrost przepracowanych rocznie godzin z ok. 500 godz. w 1962 r. do ok. 2500 godz. w latach 1964–68 i ok. 4500 godz. w latach 1970–80 (co było już wielkością typową dla akceleratorów komercyjnych). W następnych latach zainteresowanie akceleratorem stopniowo malało, czego wynikiem było obniżenie czasu pracy akceleratora do ok. 1500 godzin rocznie w latach 1985–90. Ostatnio w ciągu roku akcelerator działa ok. 600–1000 godz. Rysunek 7 przedstawia liczbę godzin przepracowanych przez akcelerator w latach 1962–2000. Wykres ten obrazuje również stopień zainteresowania tym akceleratorem przez fizyków jądrowych niskich energii. W latach 1962–85 akcelerator wykorzystywany był głównie przez Zakład Reakcji Jądrowych IBJ i Zakład Fizyki Jądra Atomowego IFD UW. Po roku 1985 wykorzystywany jest głównie przez IPJ i współpracujące z nim jednostki, jak Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie (ITME), Zakład Fizyki Ciała Stałego IFD UW, Akademia Świętokrzyska w Kielcach i Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie (AGH).



Rys. 4. Eugeniusz Górski i Marian Jaskóła przy pulpicie sterowniczym akceleratora.



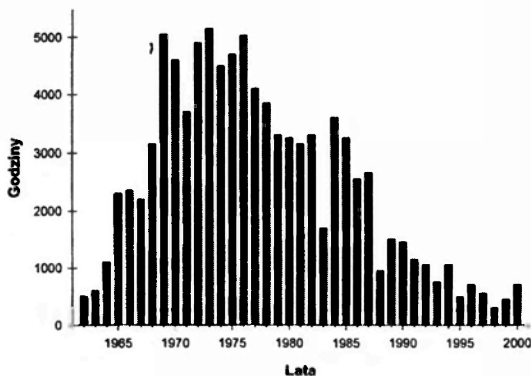
Rys. 5. Andrzej Marcinkowski przy kompletowaniu elementów rury akceleracyjnej.

W latach 1975–79 akcelerator przechodził gruntowną modernizację, której celem było zwiększenie energii do ok. 4 MeV. Pracami tymi z olbrzymią inwencją kierował dr Lucjan Zemło. Zaprojektowano i zbudowano nową kolumnę nośną z dzielnikiem oporowym wraz z poprawioną geometrią elektrody wysokonapięciowej. Zbudowano nową rurę akceleracyjną, ulepszone układy zasilania źródła jonów i ogniskowania wiązki jonów. Wykonano nowy zespół napędu i naciągu pasa oraz ulepszone zasilacze elektromagnesów wraz z układem pomiaru i stabilizacji pola magnetycznego wykorzystującym rezonans magnetyczny. Ponieważ w początkach lat 80. spadło zainteresowanie akceleratorem, modernizacja nie została w pełni zrealizowana. Kolumnę wsporczą wraz z elektrodą wysokonapięciową i rurą akceleracyjną przekazano Instytutowi Fizyki Uniwersy-



Rys. 6. Profesor Wilhelmi (z prawej) i minister Bilig podczas obchodów pięciolecia pracy akceleratora „Lech”.

tetu Jagiellońskiego, gdzie pod koniec lat 70. przy znaczącym udziale naszego zespołu budowano ciśnieniowy akcelerator Van de Graaffa.



Rys. 7. Liczba godzin przepracowanych przez akcelerator „Lech” w latach 1962–2000.

Chciałbym podkreślić olbrzymi wkład koncepcyjny i wykonawczy E. Górskiego, L. Zemły, Zdzisława Kacprzaka, Henryka Rękawka i Andrzeja Bieńkowskiego oraz Wiesława Pietrzaka, Mieczysława Polińskiego, Władysława Mielczarka, Ryszarda Kacprzaka i Henryka Drzymcimskiego. Poza tym podczas budowy akceleratora i jego wieloletniej eksploatacji z zespołem akceleratora związanych było wiele osób, m.in. Andrzej Beblowski, Jerzy Bielewicz, Tadeusz Grabowski, Ryszard Kohnierzak, Szczepan Krasowski, Zenon Kostka, Zygmunt Pietraszewski, Janusz Rondio, Antoni Ruciński, Jan Skwarek, Adolf Stegner, Zbigniew Szczepaniak i Ma-

rek Sztark. Zespół akceleratora w latach 1963–80 liczył 8–9 osób spośród pracowników IBJ i IFD UW i w tym okresie zajmował się również obsługą oraz modernizacją kaskadowego akceleratora typu Cockrofta–Waltona (własność UW) o energii ok. 1 MeV, wykorzystywanego głównie jako intensywne źródło neutronów prędkich. Akcelerator ten zakończył pracę w 1979 r.

3. Parametry techniczne i zastosowania

Podstawowe parametry akceleratora „Lech” podane są w tab. 1 [11].

Akcelerator „Lech” był głównie wykorzystywany do badań podstawowych z dziedziny fizyki jądrowej i prac związanych z zastosowaniem metod jądrowych w innych dziedzinach fizyki i technologii. Do najważniejszych należy zaliczyć:

- badanie mechanizmu reakcji jądrowych poprzez pomiar krzywych wzbudzenia, stosunków izomerycznych, rozkładów energetycznych i kątowych produktów reakcji wywołanych przez neutrony prędkie dla takich reakcji, jak: $(n,2n)$, (n,n') , (n,p) , (n,d) , (n,α) , (n,γ) ,...; była to główna tematyka badawcza Zakładu Reakcji Jądrowych IBJ i IPJ oraz Katedry, a potem Zakładu Fizyki Jądra Atomowego IFD UW w latach 1962–80; badaniom tym poświęconych było ponad 60% czasu pracy akceleratora;

- badanie reakcji jądrowych (p,p') , (p,d) , (p,γ) , (d,p) , (d,d') , (d,α) wywołanych przez niskoenergetyczne cząstki naładowane;

- badania materiałowe, w tym badanie defektów radiacyjnych w materiałach półprzewodnikowych, wyznaczanie rozkładów pierwiastków w warstwach przypowierzchniowych, określanie doskonałości monokryształów itp., z użyciem wybranych metod jądrowych: wstecznego rozpraszania jonów (RBS, kanałowanie) i metod reakcji jądrowych (NRA);

- wyznaczanie koncentracji pierwiastków w próbkach mineralnych, biomedycznych i innych na podstawie analizy charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego wzbudzanego cząstkami naładowanymi (PIXE), badanie jonizacji powłok atomowych;

- badanie i testowanie różnych typów detektorów promieniowania, w tym jądrowych detektorów śladowych – prace te prowadzone są również obecnie.

Tabela 1. Parametry akceleratora „Lech”.

Energia cząstek naładowanych	0,1–3,2 MeV
Natężenie prądu za magnesem analizującym	50 μA dla p i d 30 μA dla $^3\text{He}^+$ i $^4\text{He}^+$
Stabilność energii	~ 1 keV
Średnica wiązki na tarczy	5 mm dla natężenia prądu 50 μA 1 mm dla natężenia prądu 20 μA
Przyspieszane cząstki	e, p, d, $^3\text{He}^+$, $^4\text{He}^+$
Próżnia	$7 \cdot 10^{-7}$ Tr
Gaz izolujący, ciśnienie	70% N_2 + 30% CO_2 , 16 atm (max.)
Obsługa	3 osoby

Ponadto w latach 1964–66 wiązką elektronów przyspieszanych w akceleratorze „Lech” do energii ok. 1,5 MeV wykonano pionierskie w Polsce sterylizacje tkanki kostnej użytej następnie do przeszczepów.

4. Rola „Lecha” w rozwoju kadry naukowej

Materiały doświadczalne otrzymane z użyciem akceleratora „Lech” posłużyły do przygotowania 6 prac habilitacyjnych i ok. 50 zakończonych rozpraw doktorskich. Liczba opublikowanych prac w pismach o obiegu międzynarodowym przekracza 250. Niżej przytoczony jest chronologiczny wykaz prac doktorskich i habilitacyjnych; w nawiasach podane są instytucje, ewentualnie kraj, rok obrony pracy, wkład procentowy materiału uzyskanego za pomocą akceleratora „Lech” w przypadkach, gdy był mniejszy od 100%.

a) Prace doktorskie: P. Decowski (UW, 1967), A. Marcinkowski (IBJ, 1967), M. Jaskóła (IBJ, 1967), J. Brzosko (UW, 1968), K. Siwek-Wilczyńska (UW, 1969), A. Tuross (IBJ, 1969), B. Sikora (UW, 1970), P. Żuprański (IBJ, 1970), E. Gierlik (UW, 1971), S. Pszona (IBJ, 1971, 25%), M. Siemiński (UW, 1972), W. Grochulski (UW, 1972), Salah El Konsol (Egipt, IBJ, 1972), L. Wieluński (IBJ, 1972), M. Kopcewicz (UW, 1973), E. Wesołowski (UW, 1973), M. Sosnowski (UW, 1973, 50%), I. Ślodzińska (UW, 1973), J. Karolyi (Węgry, IBJ, 1974), B. Zwięgliński (IBJ, 1975), K. Józefowicz (IBJ, 1975, 25%), L. Zemło (IBJ, 1975), A. Saganek (UW, 1975), W. Augustyniak (IBJ, 1976), Z. Smolec (IBJ, 1976), A. Bieńkowski (UW, 1976), L. Głowacka

(WAT, 1976), A. Barcz (IBJ, 1977), Z. Szeffiński (UW, 1978, 35%), K. Rusek (IBJ, 1980), E. Żuprańska (PW, 1980), Le Van Khoj (Wietnam, IBJ, 1980), M. Herman (IBJ, 1980), S. Burzyński (IBJ, 1980), G. Szeffińska (UW, 1980, 35%), D. Wieluńska (IBJ, 1982), M. Kicińska-Habior (UW, 1982), M. Wieluński (IBJ, 1982), Z. Żelazny (UW, 1984, 75%), T. Matulewicz (UW, 1985), B. Mariański (IPJ, 1986), M. Pajek (WSP Kielce, 1989, 75%), A. Dygo (IPJ, 1989), A. Trzciniński (IPJ, 1990), Hoang Manh Hue (Wietnam, IPJ, 1990), Nabil K. Madi (Egipt, IPJ, 1990), E. Braziewicz (WSP, Kielce, 1991, 75%), Abdellatif Chiadli (Maroko, IPJ, 1991), J. Jagielski (ITME, 1994, 75%), D. Kielan (IPJ, 1995), J. Kaczanowski (IPJ, 1997), S. Kwiatkowski (IPJ, 1997), L. Nowicki (IPJ, 1998), A. Stonert (IPJ, 2001, 50%). Kilka prac doktorskich nie doczekało się obrony pomimo zebranego materiału doświadczonego.

b) Prace habilitacyjne: J. Sowiński (AM, 1967, 25%), J. Turkiewicz (IBJ, 1969), J. Brzosko (UW, 1971), A. Marcinkowski (IBJ, 1974), A. Tuross (IBJ, 1975), J. Rondio (IPJ, 1989).

W okresie pracy akceleratora nękało go wiele kataklizmów, w tym dwa groźne pożary i kilkanaście powodzi.

Pierwszy pożar wydarzył się w 1963 r., w czasie, gdy nie był jeszcze w pełni skompletowany układ ciśnieniowy i akcelerator pracował często pod ciśnieniem 4–5 atm. Spaliły się wtedy układy zasilania znajdujące się wewnątrz elektrody wysokiego napięcia. Straty były znaczne, gdyż w wyniku wzrostu temperatury wewnątrz zbiornika zostało uszkodzonych wiele podzespołów. Drugi po-

żar, 14 lutego 1983 r., był spowodowany zwarciem w zewnętrznych elektrycznych układach sterowania akceleratora. W wyniku pożaru i interwencji straży pożarnej widok pomieszczeń akceleratora był oplakany. Ponieważ był to okres stanu wojennego, oficerowi dochodzeniowemu musiałem tłumaczyć, jaki jest rodowód nazwy akceleratora „Lech”. Przeszłość akceleratora trwał około pół roku. W tym okresie zostały zmodernizowane elektryczne układy sterowania wraz z okablowaniem.

Innym nieszczęściem nękającym zespół akceleratora były powodzie spowodowane gwałtownymi opadami atmosferycznymi, awariami kanalizacyjnej instalacji odpływowej i wreszcie awariami instalacji wodnych systemów chłodzących pomp próżniowych oraz elektromagnesów i układów tarczy. Ponieważ pomieszczenie eksperymentalne akceleratora znajduje się 7 m poniżej powierzchni ziemi i 3 m poniżej systemu kanalizacji, było ono często zalewane wodą. Najtragiczniejszy był rok 1976, kiedy w wyniku dużych opadów atmosferycznych poziom wody gruntowej podniósł się do tego stopnia, że woda w sposób ciągły napływała do tego pomieszczenia. Zbudowanie systemu studzienek odwadniających, działających do dnia dzisiejszego, było skutecznym rozwiązaniem. Zdjęcie (rys. 8) pokazuje częsty widok zalanego pomieszczenia eksperymentalnego akceleratora.

5. Zakończenie

Dzięki ofiarnej pracy i harmonijnej współpracy wielu ludzi tak z IBJ, a później IPJ, jak i z IFD UW udało się przez kilkadziesiąt lat utrzymać akcelerator w ciągłym działaniu, pomimo licznych kataklizmów „dziejowych”.

Chcąc przypomnieć i przybliżyć jego historię fizykom starszego i młodszego pokolenia, postanowiłem napisać to krótkie wspomnienie. Okazją jest czterdziestolecie jego pracy, a ponadto pół wieku od rozpoczęcia jego budowy. Uważam, że za kilka lat napisanie takiego artykułu byłoby znacznie trudniejsze, bowiem nie tylko akcelerator dobiega kresu swojej działalności, ale przede wszystkim czas zaciera pamięć, ubywa ludzi, którzy pamiętają czas jego powstawania i okres jego świetności. Za kilka lat dostęp do materiałów źródłowych będzie jeszcze bardziej ograniczony.



Rys. 8. Zalane wodą pomieszczenie eksperymentalne akceleratora – wynik gwałtownego opadu atmosferycznego.

Dziękuję serdecznie osobom, które przyczyniły się do zgromadzenia materiałów do tego artykułu, a profesorowi Zdzisławowi Wilhelmowi – za jego przeczytanie i uzupełnienia.

Literatura

- [1] L. Bobrowski, E. Górski, M. Jaskóła, A. Marcinkowski, Raport IBJ 96/5A (1959).
- [2] L. Bobrowski, E. Górski, M. Jaskóła, A. Marcinkowski, A. Sołtan, Z. Wilhelmi, Raport IBJ 299/IA (1962), *Nukleonika* **8**, 1 (1963).
- [3] L. Bobrowski, E. Górski, M. Jaskóła, A. Marcinkowski, A. Sołtan, Z. Wilhelmi. Int. Symp. „Elektrostatyczne Generatory i Uskoriteli Priamowo Diejstwa”, Dubna, 25–29 marca 1963.
- [4] Z. Wilhelmi, *Nauka Polska* **3**, 81 (1967).
- [5] Seminarium przeglądowe prac wykonanych przy użyciu „Lecha”, *Postępy Fizyki Jądrowej* **11**, 587 (1967).
- [6] A. Bieńkowski, E. Górski, M. Jaskóła, H. Rękawek, L. Zemło, Raport IBJ 971/I/PL (1968).
- [7] A. Bieńkowski, E. Górski, M. Jaskóła, Z. Kacprzak, L. Leszczyński, L. Zemło, Raport IBJ 1181/PI/PL (1970).
- [8] A. Bieńkowski, L. Zemło, Raport IBJ 1465/I/E/A (1973).
- [9] A. Bieńkowski, M. Jaskóła, L. Zemło, *Revue de Phys. Appliquée* **12**, 1321 (1977).
- [10] A. Bieńkowski, M. Jaskóła, L. Zemło, *Revue de Phys. Appliquée* **12**, 1323 (1977).
- [11] J. Bigolas, M. Jaskóła, R. Kielsznia, S. Kuliński, W. Maciszewski, M. Pachan, E. Pławski, *Nukleonika* **40**, 29 (1995).

LHCb – nowy eksperyment do badania naruszania parzystości CP w rozpadach kwarków pięknych

Marek Szczekowski

Instytut Problemów Jądrowych, Warszawa

LHCb – the new experiment to study CP violation in decays of beauty quarks

Abstract: Along with mass generation and the Higgs particle, CP violation is one of the few remaining untested areas of the Standard Model. „First generation” of CP violation experiments in decays of beauty particles has just started. They will widen our knowledge of the subject, so far based only on the observations in the neutral kaon system. But to fully test the theory, the „second generation” of experiments is necessary. They will be able to measure CP violation in many more decay channels with much higher precision. The article presents the motivation and requirements for such experiments. The LHCb detector, being constructed for a new proton-proton accelerator LHC at CERN, is briefly described.

1. Wstęp

Zjawisko naruszania (łamania) parzystości CP jest jedną z najmniej poznanych części Modelu Standardowego. Rozpoczęte w ostatnim czasie badania niezachowania CP w rozpadach cząstek pięknych umożliwią znaczne rozszerzenie naszej wiedzy w tym zakresie. Budowa nowego detektora LHCb, którego zadaniem będzie badanie łamania parzystości CP w rozpadach kwarków pięknych, wyprodukowanych podczas zderzeń proton-proton w akceleratorze LHC (Large Hadron Collider), powinna pozwolić na uzyskanie pełnego obrazu tych zjawisk. Dokładne testy Modelu Standardowego umożliwią również poszukiwanie śladów tzw. Nowej Fizyki. Artykuł przedstawia krótko motywację i wymagania stawiane w tym nowym projekcie, opisuje również najważniejsze elementy detektora.

2. Naruszanie parzystości kombinowanej CP

Mimo upływu przeszło 30 lat od odkrycia naruszenia parzystości kombinowanej CP¹ w rozpadach długożyciowych mezonów K⁰ [1] zjawisko to jest wciąż jednym z najmniej zrozumianych w fizyce cząstek elementarnych [2].

W Modelu Standardowym można uwzględnić to zjawisko przez odpowiednią parametryzację macierzy Cabibba–Kobayashiego–Maskawy (CKM), opisującej przejścia między trzema rodzajami kwarków jako skutek ich oddziaływań z nośnikami słabych oddziaływań – bozonami W[±]. Zespolone wartości kilku elementów tej macierzy prowadzą do niezachowania CP w niektórych rzadkich rozpadach cząstek. Wszystkie elementy macierzy CKM trzeba wyznaczyć z doświadczenia. Teoria przewiduje tylko pewne związki mię-

¹ Transformacja CP polega na kolejnym wykonaniu operacji sprzężenia ładunkowego C i inwersji przestrzeni $r \rightarrow -r$. Sens fizyczny tej transformacji jest taki, że przeprowadza ona stan spolaryzowanej lewo- lub prawoskrętnie cząstki w stan odpowiednio spolaryzowanej prawo- lub lewoskrętnie antycząstki.

dzy tymi elementami w postaci tzw. trójkątów unitarności. Brak przewidywań Modelu Standardowego dla „fizyki zapachów” związany jest z niedostateczną obecnie znajomością mechanizmu łamania symetrii cechowania w teorii oddziaływań elektrosłabych. Ten sam mechanizm odpowiada za niezerowe masy kwarków. Zjawisko łamania symetrii CP powiązane jest więc głęboko z podstawowymi problemami fizyki cząstek elementarnych. Być może tu kryje się odpowiedź na zagadkę, dlaczego istnieją trzy generacje kwarków i leptonów. Dotychczas wiemy tylko, że jest to najmniejsza ich liczba umożliwiająca wprowadzenie niezerowej fazy opisującej łamanie CP w macierzy CKM w Modelu Standardowym.

Poznanie źródeł łamania parzystości CP jest także ważne dla zrozumienia istniejącej we Wszechświecie przewagi ilości materii nad ilością antymaterii. Proponowany mechanizm prowadzący od wszechświata z taką samą liczbą cząstek i antycząstek do obserwowanej obecnie asymetrii wymaga jednak znacznie większego niż w Modelu Standardowym stopnia łamania symetrii CP [3]. Stąd bierze się przypuszczenie, że Model Standardowy nie jest jedynym źródłem łamania CP i badania tego zjawiska doprowadzą do odkrycia procesów wykraczających poza ten model – do Nowej Fizyki [4].

Do niedawna badania zjawisk łamania CP ograniczały się do rozpadów neutralnych mezonów K. Badania te, a zwłaszcza niedawne, bardzo dokładne pomiary wykonane w CERN-ie i FNAL-u (Fermi National Laboratory, USA) [5] wskazują, że w pierwszym przybliżeniu Model Standardowy dobrze opisuje obserwowane zjawiska naruszania CP. Przy małej masie mezonów K^0 dokładność testów tego modelu ograniczona jest jednak przez niepewności obliczeń teoretycznych związanych z przejściem między procesami z udziałem kwarków a wielkościami wyznaczanymi doświadczalnie dla hadronów. Niepewności te są znacznie mniejsze dla rozpadów mezonów pięknych B. Model Standardowy jednoznacznie przewiduje występowanie dużych efektów łamania CP dla rozpadów cząstek pięknych. Jednocześnie wielość różnorodnych kanałów rozpadów tych cząstek otwiera możliwość dokładnego i wszechstronnego testowania teorii.

Nic więc dziwnego, że w wielu laboratoriach fizyki wysokiej energii zbudowano urządzenia umożliwiające takie badania i rozpoczął się wyścig o pierwszeństwo odkrycia łamania parzystości CP w rozpadach mezonów B. Obecnie fazy elementów macierzy CKM próbuje się zmierzyć w „fabrykach” mezonów B przy użyciu akceleratorów wiązek przeciwbieżnych elektronów i pozytonów w Japonii (eksperyment BELLE²) i USA (eksperyment BaBar), w zderzeniach proton-proton w Tevatronie (USA, eksperymenty CDF i D0) oraz w zderzeniach protonów na jądrach stacjonarnej tarczy w laboratorium DESY w Hamburgu (eksperyment HERA-B).

Warto jednak zdawać sobie sprawę z tego, że pełny program testowania mechanizmu łamania parzystości CP w Modelu Standardowym i poszukiwań ewentualnych odstępstw od przewidywań tej teorii wymaga bardzo dokładnych pomiarów w możliwie dużej liczbie różnych rozpadów cząstek pięknych. Im więcej zbadanych rozpadów, tym więcej ograniczeń nałożonych na wyznaczone parametry modelu. Brak zgodności opisu różnych procesów przy użyciu tych parametrów wskazywać będzie na wkład od „Nowej Fizyki”. Dokładne pomiary pozwolą w tym wypadku testować proponowane rozszerzenia Modelu Standardowego.

3. Dlaczego eksperyment z użyciem akceleratora LHC?

Duża masa cząstek zawierających kwark piękny, w szczególności mezonów B, sprawia, że cząstki te rozpadają się na wiele różnych sposobów. Względna częstość poszczególnych kanałów rozpadu jest więc mała: dla wielu interesujących ze względu na łamanie CP rozpadów wynosi 10^{-5} – 10^{-6} (tab. 1). Na przykład, mezon B^0 rozpada się na dwa mezony π raz na ok. sto tysięcy przypadków rozpadu. Widać, że do badania takich zdarzeń potrzebne są duże liczby wyprodukowanych mezonów B.

Przekrój czynny, czyli prawdopodobieństwo produkcji cząstek pięknych, rośnie z energią i jest znacznie większy dla oddziaływań hadronów niż dla zderzeń elektron-pozyton. Optymalnym miejscem dla eksperymentu badającego łamanie CP

² W eksperymencie tym uczestniczą fizycy z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie.

w rzadkich rozpadach mezonów B jest więc największy budowany obecnie akcelerator LHC, gdzie dwie przeciwbieżne wiązki protonów zderzają się przy energii w układzie środka masy 14 TeV. Przy tej energii przekrój czynny na produkcję pary cząstek pięknych, czyli zawierających odpowiednio

kwark (b) i antykwark (\bar{b}) piękny jest oceniany na ok. 500 mikrobarnów. Intensywność wiązek protonowych wyrażana jest przez wielkość nazywaną świetlnością akceleratora L , która w prosty sposób określa liczbę przypadków na sekundę (N) dla danego przekroju czynnego (σ): $N = L\sigma$.

Tabela 1. Przykłady kanałów rozpadu mezonów B^0 i ich względne częstości rozpadów. Mezony B_d^0 składają się z kwarka d i antykwarka \bar{b} , a mezony B_s^0 z kwarka s i antykwarka \bar{b} . Podano również oczekiwane liczby zrekonstruowanych rozpadów mezonów B zebranych w ciągu jednego roku (10^7 s) pracy detektora LHCb przy założeniu średniej świetlności akceleratora $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Kanał rozpadu	Względna częstość rozpadu	Liczba zrekonstruowanych przypadków w eksperymencie LHCb (1 rok = 10^7 s)
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	56 000
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$0,7 \cdot 10^{-5}$	5000
$B_d^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	1000
$B_d^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	340 000
$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^*$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	500
$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	$9,3 \cdot 10^{-4}$	44 000
$B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	6500
$B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	2400

Jeśli przyjmiemy zakładaną w eksperymencie LHCb świetlność³: $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ i efektywny czas pracy akceleratora ok. 120 dni w roku, czyli ok. 10^7 s, to otrzymamy imponującą liczbę ok. biliona (10^{12}) przypadków produkowanych par cząstek pięknych rocznie. Jest to 10 tys. razy więcej niż w obecnie pracujących fabrykach mezonów B na wiązkach przeciwbieżnych $e^+ e^-$.

Niestety, razem z dużym przekrojem czynnym na produkcję mezonów B trzeba uporać się z jeszcze większym przekrojem czynnym na wszystkie nieelastyczne oddziaływania proton-proton, który przy energii LHC oceniany jest na 80 mb. Tylko raz na ok. 160 oddziaływań wiązek protonowych, które stanowią tło, produkowane są mezony B. Niektóre z ich rzadkich rozpadów trzeba więc wybierać z 10^8 innych zdarzeń. Stanowi to duże wyzwanie dla układu wyzwalania detektora.

Porównanie liczb produkowanych mezonów B dla różnych akceleratorów przedstawione jest w tabelach 2 i 3. Widać, że zderzenia hadro-

nowe przy najwyższych energiach są obecnie jedyną drogą do uzyskania dużych statystyk przypadków. Jednocześnie ze względu na duże tło eksperymenty te muszą być bardzo starannie zaprojektowane przy użyciu najnowszych technologii detekcji cząstek i systemów przesyłania oraz przetwarzania danych.

4. Wymagania w stosunku do detektora

Aby w pełni wykorzystać bardzo duże liczby przypadków dostępne w akceleratorze LHC, należy zbudować detektor optymalnie dopasowany do własności produkcji i rozpadów cząstek pięknych.

W zderzeniach proton-proton produkcja cząstek z kwarkami b i \bar{b} zachodzi głównie pod małymi kątami w stosunku do osi wiązek i jest silnie skorelowana (rys. 1). Oznacza to, że zarówno mezon B jak i jego antycząstka \bar{B} lecą albo razem do przodu, albo razem do tyłu. Do efektywnego

³ Docelowa świetlność akceleratora LHC będzie ok. 50 razy większa, tj. ok. $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

badania procesów łamania CP konieczna jest detekcja i identyfikacja obu tych cząstek. Ich skorelowana produkcja sprawia, że wystarczy zbudować detektor obejmujący stosunkowo mały kąt brylowy, w postaci jednoramiennego spektrometru.

Stosunkowo długi czas życia cząstek pięknych (rzędu 10^{-12} s) powoduje, że można mierzyć ich

długość rozpadu, tzn. odległość między wierzchołkiem oddziaływania, w którym cząstka została wytworzona, a wierzchołkiem wtórnym, w którym następuje jej rozpad. Do tego potrzebny jest specjalny detektor wierzchołka, mierzący z dużą precyzją punkty na torach w pobliżu obu wierzchołków.

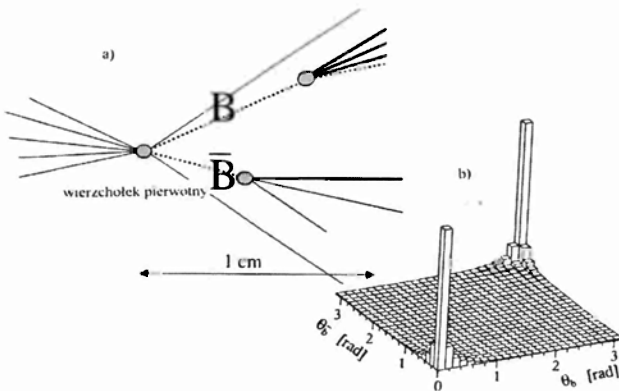
Tabela 2. Obecne eksperymenty do badania łamania CP w rozpadach mezonów B.

Eksperyment Akcelerator	BELLE KEKB (Japonia)	BaBar PEPII (USA)	CLEO III CESR (USA)	HERA-B HERA (Niemcy)	CDF, D0 Tevatron (USA)
Energia (rodzaj zderzeń)		10 GeV (e^+e^-)		40 GeV (p+ metalowe druty)	2,0 TeV ($p\bar{p}$)
Przekrój czynny $\sigma_{b\bar{b}}$ (sygnał)		≈ 1 nb		≈ 760 nb	≈ 100 μ b
Przekrój czynny dla nieelastycznych zderzeń $\sigma_{\text{hadr. (tło)}}$		5 nb		≈ 800 mb	≈ 50 mb
Stosunek sygnału do tła $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{\text{hadr.}}$		0,2		10^{-6}	$2 \cdot 10^{-3}$
Liczba przypadków $b\bar{b}$ w ciągu 1 roku (10^7 s)		10^7		10^8	10^{11}
Dostępne cząstki piękne		tylko B_u, B_d		B_u, B_d, B_s, B_c i wszystkie bariony piękne	
Identyfikacja $\pi/K/p$		b. dobra		b. dobra	nie ma

Tabela 3. Przyszłe eksperymenty do badań łamania CP w rozpadach mezonów B.

Eksperyment (akcelerator)	ATLAS (LHC)	CMS (LHC)	LHCb (LHC)	BTeV (Tevatron)
Energia (rodzaj zderzeń)		14,0 TeV (pp)		2,0 TeV ($p\bar{p}$)
Przekrój czynny $\sigma_{b\bar{b}}$ (sygnał)		≈ 500 μ b		≈ 100 μ b
Przekrój czynny dla nieelastycznych zderzeń pp $\sigma_{\text{hadr. (tło)}}$		≈ 80 mb		≈ 50 mb
Stosunek sygnału do tła $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{\text{hadr.}}$		1:160		1:500
Liczba przypadków $b\bar{b}$ w ciągu 1 roku (10^7 s)		$1 \cdot 10^{12}$		$2 \cdot 10^{11}$
Identyfikacja $\pi/K/p$	nie ma	nie ma	b. dobra	b. dobra

Przedstawione w tab. 1 przykłady rozpadów mezonów B pokazują, że w wielu przypadkach rozpad tak wygląda w detektorze tak samo, np. $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ i $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ to dwa tory cząstek wychodzące z wspólnego, wtórnego wierzchołka. Do rozróżnienia takich procesów konieczna jest identyfikacja cząstek, w tym przypadku rozróżnienie mezonów π i K, przy czym identyfikacja ta musi być efektywna w dużym zakresie pędów. Jediną znaną obecnie techniką identyfikacji hadronów naładowanych spełniającą te wymagania są liczniki promieniowania Czerenkowa.

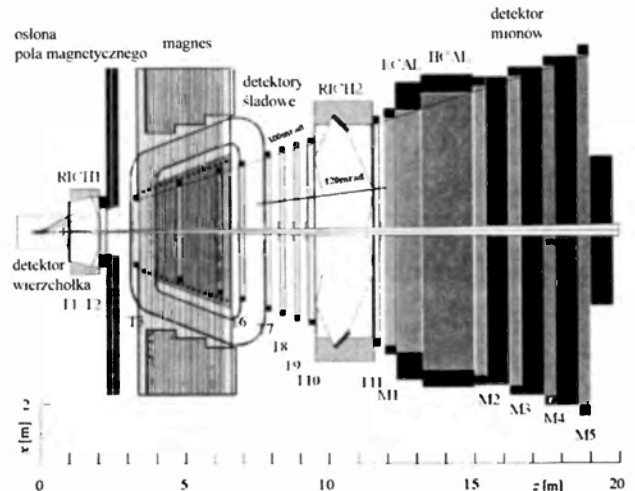


Rys. 1. a) Schematyczna ilustracja produkcji pary neutralnych mezonów B i \bar{B} w zderzeniach wiązek protonowych. Tory cząstek naładowanych zaznaczono liniami ciągłymi, niewidoczne w detektorze tory cząstek neutralnych liniami kropkowanymi. Dla jasności rysunku zaznaczono tylko kilka torów pierwotnych cząstek naładowanych. b) Rozkłady kątów biegunowych w stosunku do wiązki protonów dla hadronów zawierających kwark b (θ_b) lub antykwark \bar{b} ($\theta_{\bar{b}}$). Widać, że cząstki te produkowane są głównie pod małymi kątami do przodu lub do tyłu oraz są silnie skorelowane: albo obie cząstki lecą razem do przodu ($\theta_b, \theta_{\bar{b}} \approx 0$), albo razem do tyłu ($\theta_b, \theta_{\bar{b}} \approx \pi$).

Aby wybrać szukane przypadki rzadkich rozpadów mezonów B, trzeba również bardzo szybko zidentyfikować różne produkty ich rozpadów: hadrony, elektrony, kwanty γ oraz miony. W tym celu w układ detektora powinien wchodzić kalorymetr hadronowy i elektromagnetyczny oraz specjalny układ absorbentów i detektorów umożliwiający identyfikację mionów. Aby informacje te można było wykorzystać do wybierania rzadkich rozpadów, detektory te muszą bardzo szybko przesyłać je do układu wyzwalania eksperymentu.

5. Ogólny opis detektora LHCb

Wszystkie wymagania wymienione w poprzednim rozdziale spełnia budowany obecnie detektor dla eksperymentu LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment [6]). Ogólny widok detektora pokazany jest na rys 2. Jednoramienny spektrometr o długości ok. 20 m będzie mierzył wyprodukowane w zderzeniach proton-proton cząstki w zakresie kątów 10–300 mrad w płaszczyźnie poziomej i 10–250 mrad w płaszczyźnie pionowej. Dolne ograniczenia wynikają z rozmiarów rury próżniowej akceleratora. Spektrometr wyposażony będzie w precyzyjny detektor wierzchołków. Silny magnes dipolowy i układ 11 stacji detektorów śladowych (T1–T11) służą do pomiarów punktów na torach cząstek naładowanych w celu ich rekonstrukcji i wyznaczenia pędów.



Rys. 2. Widok z góry detektora LHCb. Detektor budowany jest w formie jednoramiennego spektrometru. Miejsce przecięcia wiązek protonowych otacza precyzyjny detektor wierzchołka umieszczony w specjalnie poszerzonej rurze próżniowej akceleratora. Tory cząstek naładowanych zakrzywane są w płaszczyźnie rysunku przez silny magnes dipolowy i mierzone przez układ 11 komór śladowych (T1–T11). Dwa detektory promieniowania Czerenkowa (RICH1 i RICH2) służą do identyfikacji mezonów π i K oraz protonów w dużym zakresie pędów. Kalorymetr elektromagnetyczny (ECAL) identyfikuje elektrony i fotony oraz mierzy ich energie. Ustawiony za nim kalorymetr hadronowy (HCAL) służy do identyfikacji i pomiaru energii hadronów. Pędy mionów przechodzących przez kilka warstw absorbenta żelaznego mierzone są przez komory śladowe (M1–M5).

Do pomiarów oraz identyfikacji elektronów i kwantów γ , hadronów i mionów służą odpowiednio kalorymetr elektromagnetyczny (ECAL), ka-

lorymetr hadronowy (HCAL) oraz detektor mionowy składający się z pięciu płaszczyzn komór śladowych (M1–M5) poprzedzielanych warstwami żelaznego absorbenta.

Wszystkie te detektory z wyjątkiem detektora wierzchołka będą składane z dwóch części, które można rozsuwać w poziomie, aby podczas napraw uzyskać dostęp do wewnętrznych części detektorów i rury próżniowej akceleratora. Dokładniejszy opis detektorów przedstawiono w następnych rozdziałach.

Detektor dla eksperymentu LHCb budowany jest przez ponad 600 fizyków, inżynierów oraz techników z 14 krajów i ok. 50 laboratoriów. Z Polski bierze w nim udział ponad 30 osób z Instytutu Fizyki Jądrowej i Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie oraz z Instytutu Problemów Jądrowych w Warszawie.

Detektor rozpocznie zbieranie danych w czasie uruchomienia akceleratora LHC, czyli w połowie roku 2006. Optymalna świetlnosc do badania zjawisk łamania parzystości CP w rozpadach cząstek pięknych produkowanych w tym akceleratorze to $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, którą prawdopodobnie uda się uzyskać już na początku pracy akceleratora. Zbieranie danych przy tej świetlnosci pozwala zminimalizować komplikacje związane z występowaniem wielokrotnych oddziaływań proton-proton podczas zderzeń paczek protonów. Gdy w następnych latach świetlnosc w innych przecięciach wiązek protonowych będzie rosła, przez lekkie rozogniskowanie wiązek w przecięciu LHCb utrzymana zostanie jej wartość optymalna.

6. Układ wyzwalania

Zderzenia paczek protonów z przeciwbieżnych wiązek w akceleratorze LHC zachodzą co 25 ns, czyli 40 mln razy na sekundę (40 MHz). W przecięciu wiązek, gdzie ustawiony będzie detektor LHCb, utrzymywana będzie stała świetlnosc wiązek akceleratora $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Przy tej świetlnosci częstość zderzeń paczek z co najmniej jednym oddziaływaniem proton-proton wynosi 12 MHz, z czego 100 kHz to przypadki z produkcją cząstek pięknych. Jednym z najtrudniej-

szych wyzwań, przed którym stoi eksperyment LHCb, jest więc wybór interesujących przypadków rozpadów B. Częstość produkcji przypadków z B jest tak duża, że nie można ich wszystkich zarejestrować. Trzeba wybierać tylko interesujące rozpad. Potrzebny jest więc bardzo selektywny i efektywny układ wyzwalania detektora (tryger).

Ponieważ zderzenia wiązek protonów zachodzą z częstością 40 MHz, tryger eksperymentu LHCb musi być gotowy na przyjęcie nowych danych z tą samą częstością, a decyzja o zapisie lub odrzuceniu przypadku też musi odbywać się z tą samą częstością⁴. Przy obecnych prędkościach układów elektronicznych, żaden bardziej rozbudowany algorytm wyboru danych nie może być wykonany w tak krótkim czasie. Wyjściem z tej, wydawałoby się beznadziejnej, sytuacji jest podział wypracowywania decyzji trygera na kilka coraz bardziej skomplikowanych etapów oraz tzw. przetwarzanie potokowe (ang. pipeline). Dane są zatrzymywane w pamięci przez ustalony określony czas potrzebny na wykonanie prostych obliczeń i przekazanie decyzji trygera. Obliczenia te wykonuje się równolegle dla różnych przypadków. W eksperymencie LHCb, w tym pierwszym stopniu wyboru przypadków każdy przypadek analizowany jest przez 4 μs . W tym czasie detektor rejestruje i zatrzymuje w pamięci informacje z 160 przypadków zderzeń proton-proton.

Aby wybrać szukane przypadki z tła, trzeba określić takie ich charakterystyki, które je z tego tła wyróżniają. W pierwszym stopniu trygera korzysta się z faktu, że produkty rozpadu mezonu B, cząstki o dużej masie, mają średnio większy pęd w kierunku poprzecznym do kierunku wiązek niż cząstki pochodzące ze zwykłych oddziaływań protonów. Szukamy więc cząstek z względnie dużym pędem poprzecznym. Produktami rozpadu mogą być miony, elektrony, hadrony oraz fotony. Miony identyfikowane są w detektorze mionowym, elektrony i fotony w kalorymetrze elektromagnetycznym, a hadrony w kalorymetrze hadronowym. W związku z tym wszystkie te detektory muszą uczestniczyć w wypracowywaniu decyzji pierwszego stopnia trygera. Na tym etapie odrzucane są również przypadki zderzeń paczek protonów, w których występuje więcej niż jedno oddzia-

⁴ Jeden z podstawowych bloków elektronicznego układu zbierania danych, tzw. Readout Supervisor, czuwający nad synchronizacją wszystkich danych i decyzji trygera, został zaprojektowany i wykonany przez A. Chłopika i Z. Guzika z Instytutu Problemów Jądrowych w Warszawie.

ływanie proton-proton. Wielkości progów pędów poprzecznych, powyżej których przypadek będzie akceptowany do dalszej analizy dobiera się tak, aby decyzje pozytywne pierwszego stopnia trygera nie zapadały z większą częstością niż 1 MHz.

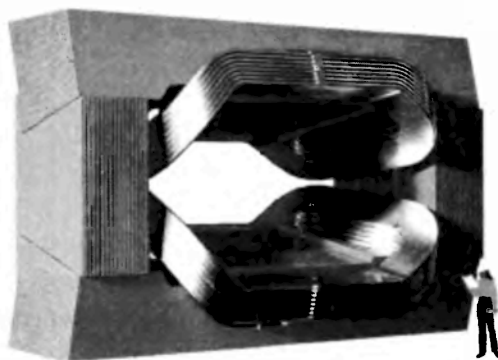
Następny, drugi poziom trygera wykorzystuje inną charakterystykę przypadków zawierających mezony B. Czas życia mezonów B jest stosunkowo długi ($1,5 \cdot 10^{-12}$ s) i mają one zwykle duże pędy, co powoduje, że średnia długość rozpadu wynosi w eksperymencie LHCb aż 7 mm. Dokładny detektor wierzchołka potrafi szybko wykryć istnienie takiego wtórnego wierzchołka rozpadu – potrzebuje na to ok. 1 ms. W tym czasie, tak jak na poprzednim etapie, wszystkie dane z detektorów trzymane są w pamięci. Ten drugi poziom trygera redukuje wejściową częstość przyjmowania przypadków z 1 MHz do 40 kHz, czyli 25-krotnie.

W tym momencie, przy pozytywnej decyzji trygera wszystkie dane z detektorów dotyczące bieżącego przypadku przekazane są do tzw. farmy komputerów i dalszy wybór przypadku odbywa się przez bardziej dokładne obliczenia, pozwalające uściślić poprzednio wyliczone wielkości np. przez wykorzystanie informacji z kilku detektorów. Końcowe dane będą zapisywane na taśmie magnetycznej z częstością ok. 200 Hz. Ta część trygera musi więc zmniejszyć wejściową częstość przyjmowania przypadków ok. 200-krotnie. Odrzucane muszą być tu również przypadki z mezonami B, które rozpadają się w innych kanałach. Efektywność całego układu trygera, określona jako ułamek tych zarejestrowanych i zrekonstruowanych przez detektor przypadków, które przechodzą cały proces selekcji, zależy od kanału rozpadu, ale zwykle waha się wokół 30% i wyznaczana jest obecnie za pomocą programów symulacyjnych.

7. Magnes i detektory do rekonstrukcji torów

Do rekonstrukcji torów wtórnych cząstek naładowanych, wyprodukowanych w zderzeniach protonów, służą w eksperymencie LHCb detektory mierzące po kilkadziesiąt punktów na torach. Pędy tych cząstek wyznaczane są z zakrzywienia ich torów w polu magnetycznym.

Pole magnetyczne wytwarzane będzie przez olbrzymi magnes dipolowy o wadze 1500 ton i rozmiarach 11 m \times 8 m \times 2.6 m (rys. 3). Dwie aluminiowe cewki, w których płynie prąd o natężeniu 5,8 kA, wytwarzają pionowo skierowane pole, którego miarą jest tzw. siła zakrzywiania, czyli $\int B dl = 4 \text{ T} \cdot \text{m}$, gdzie całkowanie pola magnetycznego o indukcji B odbywa się wzdłuż torów cząstek. Im większa jest siła zakrzywiania magnesu, tym dokładniej mierzymy pędy cząstek w spektrometrze.



Rys. 3. Dipolowy magnes ma rozmiary 11 m \times 8 m \times 2,6 m. W dwóch aluminiowych uzwojeniach płynie prąd o natężeniu 5,8 kA. Stalowe jarzmo magnesu waży 1450 ton, a uzwojenia – po 25 ton.

Punkty na torach cząstek mierzone będą w 11 stacjach komór dryfowych. Współrzędne punktów otrzymuje się tu przez pomiar czasu dryfu elektronów ze zjonizowanych przez przechodzącą cząstkę atomów gazu. Ponieważ zderzenia wiązek protonowych zachodzą co 25 ns, maksymalny czas dryfu musi być odpowiednio krótki. W tym celu komory dryfowe skonstruowane są z szeregowo połączonych cienkich rurek o średnicy 5 mm wykonanych z przewodzącej folii, tzw. słomek. Maksymalna droga dryfu elektronów do położonego w środku rurki drutu anody wynosi więc 2,5 mm. Rurki wypełnione będą mieszaniną argonu, dwutlenku węgla i czterofluorku węgla (CF_4). Każda stacja zawiera 8 warstw słomek położonych w trochę różnych kierunkach, co ułatwia przestrzenną rekonstrukcję torów. Dokładność pomiaru punktu na torze w poszczególnych słomkach wynosi 200 μm , a ich całkowita liczba w 11 stacjach detektora przekracza⁵ 120 000.

⁵ Grupy polskie z Krakowa i Warszawy uczestniczą w konstrukcji komór słomkowych, budując łącznie ok. 2/5 wszystkich modułów detektora.

W odległościach do ok. 30 cm od wiązki gęstości produkowanych cząstek są tak duże (aż do $3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), że do rekonstrukcji torów potrzebny jest tu inny rodzaj detektora, pozwalający na lepszą segmentację odczytu. Taką rolę może spełniać gazowa komora, w której położenie punktów na torach odczytuje się z położonych co $300 \mu\text{m}$ pasków metalu naniesionych precyzyjnie na cienką płytkę szklaną techniką stosowaną do produkcji obwodów drukowanych. Chociaż ten wewnętrzny detektor pokrywa tylko 14 m^2 powierzchni, to duża segmentacja daje w wyniku aż 220 tys. kanałów odczytu. Punkty na torach mierzone są tutaj z dokładnością ok. $60 \mu\text{m}$.

Oczekuje się, że taki system rekonstrukcji torów powinien mierzyć pędy torów produkowanych cząstek ze względną niepewnością ok. 0,4% w całym obszarze pędów od 5 do 200 GeV/c. Niepewność ta zdominowana jest przez wkład od wielokrotnego rozpraszania cząstek na skutek ich elektromagnetycznego oddziaływania z materiałem detektora. Tak małe niepewności pozwolą na rekonstrukcję masy mezonu B_d^0 ($5270 \text{ MeV}/c^2$)

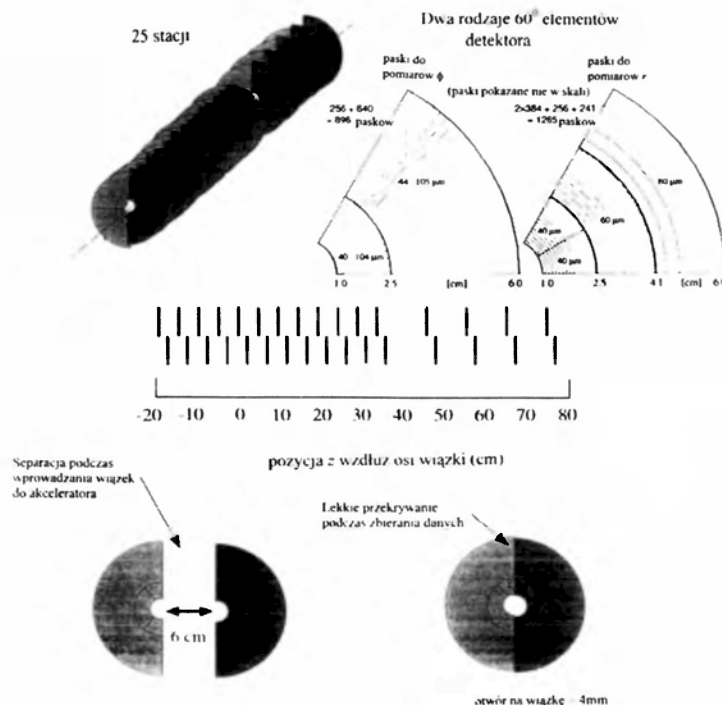
w rozpadzie $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ z pomiarów pędów pionów z dobrą rozdzielczością $17 \text{ MeV}/c^2$:

8. Detektor wierzchołka

Dokładne pomiary położenia wierzchołków rozpadów cząstek powabnych i pięknych to od wielu lat domena krzemowych detektorów półprzewodnikowych. Umożliwiły one szybki rozwój badań cząstek z ciężkimi kwarkami (c oraz b) – tych stosunkowo nowych dziedzin fizyki cząstek elementarnych.

W eksperymencie LHCb bardzo dokładne pomiary czasów rozpadów cząstek na podstawie ich mierzonych długości rozpadów są szczególnie ważne przy badaniu mezonów B_s^0 . Bardzo małe różnice masy dla dwóch stanów masowych tych mezonów prowadzą do bardzo szybkich oscylacyjnych przejść między B_s^0 i \bar{B}_s^0 , dotychczas jeszcze nie zaobserwowanych.

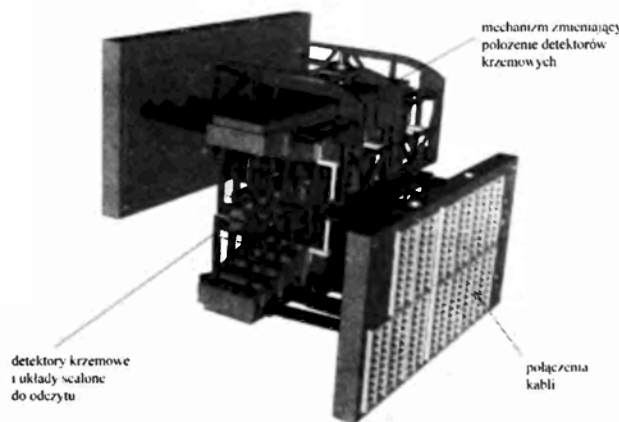
Detektor wierzchołka w eksperymencie LHCb składać się będzie z 25 stacji detektorów krzemowych w formie półkoli (rys. 4). Na jednej stronie



Rys. 4. Schemat geometrii detektora wierzchołka. Detektor składać się będzie z 25 stacji płytek krzemowych, z których każda zawiera 2 dyski płytek. Dyski ustawione są prostopadle do kierunku wiązek (z). Każdy dysk podzielony jest na 6 segmentów obejmujących 60° w kącie azymutalnym. Jeden z dysków, z paskami ułożonymi promieniście, służy do pomiaru współrzędnej azymutalnej przechodzącej cząstki naładowanej, a drugi, z paskami ułożonymi koncentrycznie, do pomiaru jej współrzędnej radialnej. Składające się z dwóch połówek dyski będą rozsuwane podczas wprowadzania wiązek do akceleratora, aby uniknąć zniszczenia wafli krzemowych przez intensywne wiązki protonowe.

wafli krzemowych o grubości 220 μm umieszczone są paskowe elektrody odczytu o zmiennej segmentacji. Każda stacja składa się z dwóch płaszczyzn detektorów. Na przemian odczytywane są współrzędne radialne i azymutalne punktów na torach cząstek. Takie rozwiązanie wynika z konieczności szybkiej rekonstrukcji wierzchołka rozpadu B dla potrzeb trygera drugiego poziomu. Informacje będą zbierane z 220 000 kanałów odczytu.

Dokładność rekonstrukcji wierzchołka jest tym większa, im bliżej wiązki zostanie umieszczony detektor. Z tego względu wafle silikonowe położone są w specjalnie poszerzonej rurze próżniowej akceleratora. Wiązki protonów w akceleratorze są grubsze przy początkowym wprowadzaniu paczek protonów do pierścienia rury próżniowej akceleratora, a potem, w miarę przyspieszania, ich przekrój poprzeczny maleje. Detektor wierzchołka zostanie więc wyposażony w skomplikowany mechanizm umożliwiający zbliżanie połówek wafli detektora na odległość ok. 0,5 cm od wiązek w czasie normalnej pracy detektora i wycofywanie ich o ± 3 cm podczas wprowadzania wiązki (rys. 5).



Rys. 5. Skomplikowany mechanizm umożliwiający zsuwanie i rozsuwanie dwóch połówek detektorów krzemowych umieszczonych w rurze próżniowej akceleratora.

Dokładność rekonstrukcji wierzchołka oddziaływania wzdłuż osi wiązki oceniana jest na 40 μm . Dokładność pomiaru czasu rozpadu zależy od kanału rozpadu. Typowe wartości to $\sigma_t = 30$ fs dla rozpadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ i $\sigma_t = 43$ fs dla rozpadu $B_s^0 \rightarrow D_s\pi$.

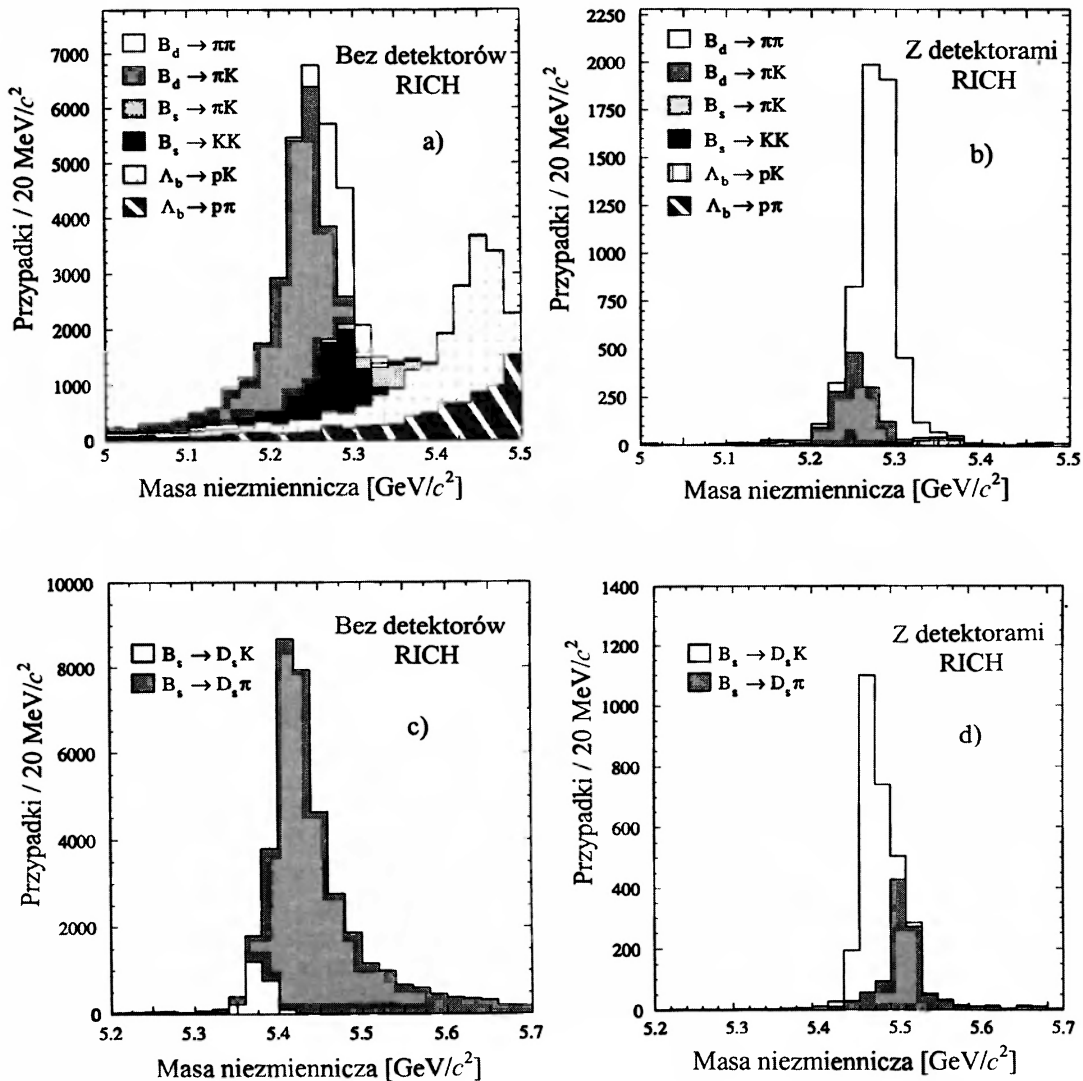
9. Detektory Czerenkowa

Identyfikacja mezonów π i K w różnorodnych rozpadach mezonów pięknych jest podstawowym wymaganiem dla eksperymentu badającego łamanie parzystości CP. Na przykład, bardzo ważne pomiary asymetrii CP w rozpadach $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ wymagają odrzucenia tła od dwuciałowych rozpadów o takiej samej topologii: $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ i $B_s^0 \rightarrow K^-K^+$. Na rysunku 6a,b widać, że tylko dobra identyfikacja cząstek pozwala wydzielić przypadki szukanego rozpadu. Jeszcze wyraźniej można pokazać to na przykładzie rozpadu $B_s^0 \rightarrow D_sK$, gdzie pochodzące od rozpadów $B_s^0 \rightarrow D_s\pi$ tło jest ok. 15 razy liczniejsze (rys. 6c,d). Analiza takich rozpadów jest niemożliwa bez efektywnego rozróżnienia mezonów π i K.

Oscylacyjne przejścia między stanami neutralnych mezonów B i \bar{B} sprawiają, że równie ważna jest identyfikacja kaonów z rozpadów drugiego mezonu z pary produkowanych cząstek pięknych. Służy ona tu do tzw. znakowania, czyli określenia, czy badana pierwsza cząstka w momencie produkcji była mezonem B^0 , czy \bar{B}^0 . Można to zrobić, identyfikując kaony z rozpadów kaskadowych $b \rightarrow c \rightarrow s$ (lub $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \bar{s}$), w których kwark piękny przechodzi w kwark powabny, a następnie w dziwny. Ładunek utworzonego na tej drodze mezonu $K^-(\bar{u}s)$ lub $K^+(u\bar{s})$ zależy od ładunku początkowego kwarka: $b \rightarrow K^-$, a $\bar{b} \rightarrow K^+$.

Produkty rozpadów dwuciałowych to zwykle cząstki szybkie, natomiast w rozpadach wielociałowych, kaskadowych produkowane są cząstki o małych pędach. Wynika stąd potrzeba identyfikacji cząstek w dużym zakresie pędów – w eksperymencie LHCb od ok. 1 GeV/c do 150 GeV/c.

Jedyną techniką identyfikacji cząstek, która obejmuje tak duży zakres pędów jest detekcja pierścieni promieniowania Czerenkowa wytworzonego przez przejście naładowanej cząstki przez różne ośrodki emitujące fotony promieniowania. Kąt emisji tych fotonów θ mierzony względem toru cząstki zależy od jej prędkości v oraz współczynnika załamania światła w ośrodku n : $\cos\theta = c/vn$, i wyznaczany jest przez pomiar promienia okręgu, na którym układają się fotony zogniskowane na płaszczyźnie z elementami detektora. Stąd pochodzi angielska nazwa tych detektorów: Ring Imaging Cherenkov Counters (RICH). Wyznaczenie prędkości cząstki przy znajomości jej



Rys. 6. Wyniki symulacji rozpadów B pokazujące konieczność identyfikacji mezonów π i K w celu wydzielenia ich szukanego rozpadu. Bez identyfikacji (a) sygnał badanego rozpadu $B_d^0 \rightarrow \pi\pi$ na rozkładzie masy niezmienniczej produktów rozpadu ginie w tle pochodzącym od innych rozpadów dwuciałowych. Możliwość identyfikacji pionów (b) sprawia, że większość tła zostaje odrzucona. Jeszcze wyraźniej widać to przy badaniu rozpadu $B_s^0 \rightarrow D_s K$ (c), gdzie dominujące tło pochodzące z bardziej licznych rozpadów $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ uniemożliwia pomiary. Identyfikacja mezonów K pozwala wydzielić przypadki sygnału (d), pozostałe tło pochodzi z nieefektywności identyfikacji.

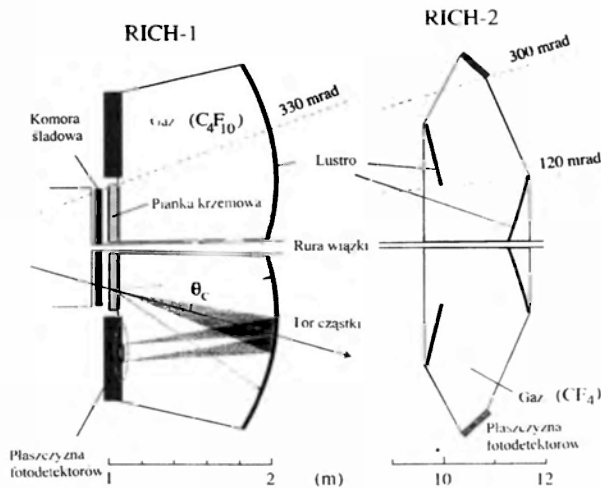
pędu prowadzi do wyznaczenia masy, czyli jednoznacznej identyfikacji cząstki. Niestety, w miarę jak prędkości cząstek v zbliżają się do prędkości granicznej w danym ośrodku c/n , promienie okręgów pochodzące od cząstek o różnej masie zbliżają się do wspólnej wartości granicznej i identyfikacja staje się niemożliwa. Z tego powodu w eksperymencie LHCb budowane są dwa detektory promieniowania Czerenkowa z trzema ośrodkami o różnych współczynnikach załamania. Przezroczysta pianka krzemowa (aerożel) z najwyższym współczynnikiem załamania $n = 1,03$ będzie służyć do rozróżniania najwolniejszych cząstek, a dwa de-

tektory gazowe wypełnione fluorkami węgla C_4F_{10} z $n = 1,0014$ i CF_4 z $n = 1,0005$ – do identyfikacji coraz szybszych cząstek (rys. 7).

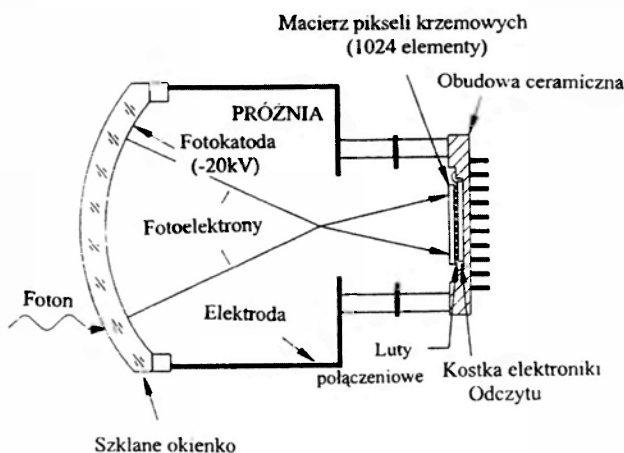
Płaszczyzny detektorów fotonów promieniowania Czerenkowa dla RICH1 i RICH2 pokrywają powierzchnię $2,6 \text{ m}^2$. Aby dokładnie mierzyć promienie okręgów, na których układają się fotony, rozdzielczość pomiaru położenia fotonu na płaszczyźnie detektora powinna wynosić $2,5 \text{ mm} \times 2,5 \text{ mm}$. Wymagania takie spełniają hybrydowe fotodiody przedstawione na rys. 8. Okienko fotokatody ma średnicę 83 mm . Aby pokryć całkowitą powierzchnię $2,6 \text{ m}^2$, potrzeba 168 takich

detektorów dla RICH1 i 262 dla RICH2. Fotelektrony wybite z fotokatody przez padający foton przyspieszane są w polu 20 kV i ogniskowane przez układ elektrod. Pięciokrotnie zmniejszony obraz fotokatody otrzymany jest na powierzchni płytki składającej się z macierzy 1024

elementów (pikseli) – diod krzemowych o rozmiarach $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$. Układ scalony służący do odczytu z tych 1024 pikseli umieszczony jest tuż pod płytą detektora. Połączenia poszczególnych elementów macierzy detektora z macierzą odpowiednich kanałów odczytu wykonane są za pomocą nowej techniki, używającej mikroskopijnych kropelek indu.



Rys. 7. Poglądowy schemat detektorów Czerenkowa RICH1 i RICH2 (widok z góry). Na przykładzie RICH1 pokazano ogniskowanie promieniowania Czerenkowa pochodzącego od przechodzącej cząstki naładowanej. Na płaszczyźnie detektorów fotony układają się w dwa pierścienie, większy pochodzi od promieniowania wytwarzanego w piance krzemowej (aerożel), a mniejszy tworzą fotony z ośrodka gazowego (C_4F_{10}). Skala przedstawiona poniżej detektorów pokazuje, że RICH2 jest kilkakrotnie większy od RICH1.

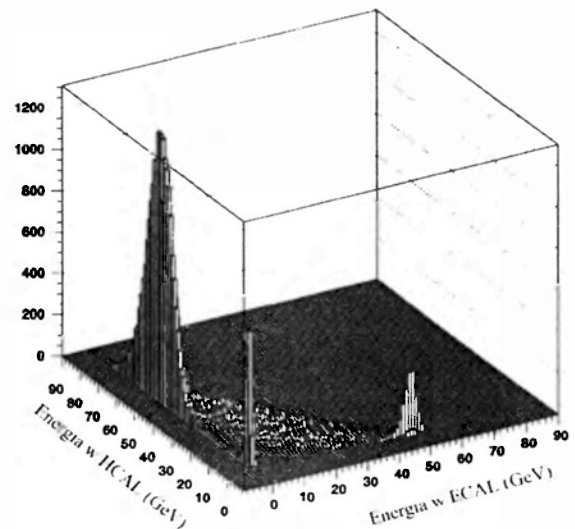


Rys. 8. Schemat hybrydowej fotodiody używanej do wyznaczania położenia fotonów w RICH1 i RICH2, pokazujący trajektorie przykładowych fotelektronów. Pozycje padających fotonów odtwarza się z precyzyjnego odczytu położenia fotelektronu w krzemowej płytce diodowej zawierającej macierz 1024 elementów (pikseli) o rozmiarach $0,5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$. Układ scalony z 1024 kanałami odczytu jest bezpośrednio połączony z płytką detektora.

10. Kalorymetry

Zadaniem układu kalorymetrów w eksperymencie LHCb jest identyfikacja elektronów, fotonów γ i hadronów oraz pomiar ich energii. Do tego celu zbudowane zostaną trzy detektory: wstępny detektor lawin (WDL), kalorymetr elektromagnetyczny i kalorymetr hadronowy. Podstawowym wymaganiem jest tu krótki czas odczytu danych. Informacja o pędzie poprzecznym zidentyfikowanego kwantu γ , elektronu lub hadronu musi być przekazana do pierwszego poziomu trygera w czasie krótszym niż 25 ns.

Zasada identyfikacji tych cząstek przedstawiona jest na rys. 9. Elektron i kwant γ , wywo-



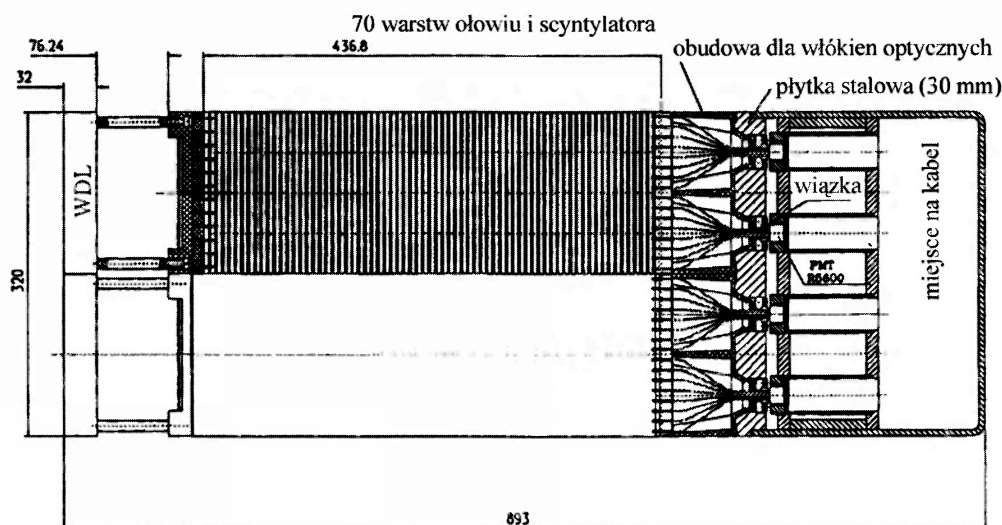
Rys. 9. Wyniki pomiarów energii z modułów kalorymetru elektromagnetycznego (ECAL) i hadronowego (HCAL) na wiązce testowej cząstek o energii 50 GeV pokazują zasadę rozróżniania elektronów, hadronów i mionów. Elektrony tworząc kaskadę elektronowo-fotonową deponują całą swoją energię w kalorymetrze elektromagnetycznym. Hadrony przechodzą przez kalorymetr elektromagnetyczny prawie bez oddziaływania, tworząc kaskadę hadronową (głównie piony i kaony) w ustawionym za ECAL kalorymetrze hadronowym. Miony przechodzą prawie bez oddziaływania przez oba kalorymetry.

łując lawinę elektromagnetyczną wtórnych fotonów, elektronów i pozytonów, deponują duże ilości energii w WDL i kalorymetrze elektromagnetycznym. Elektrony od kwantów γ odróżnia obecność sygnału w pierwszej warstwie scyntylatora w WDL świadcząca o przejściu cząstki naładowanej. Hadrony przechodzą przez wszystkie te detektory bez oddziaływania; lawina wtórnych cząstek rozwija się dopiero w ustawionym na końcu kalorymetrze hadronowym.

Wstępny detektor lawin zbudowany jest z warstwy ołowiu o grubości 2 dróg radiacyjnych ($2X_0$), obłożonej z dwóch stron płaszczyznami 6000 płytek scyntylatora o rozmiarach 4 cm \times 12 cm. Światło emitowane w płytce scyntylatora przekazywane jest przez zatopione w niej włókno optyczne do wielokanałowego fotopowielacza. Symulacje pokazały, że taki prosty, zbudowany dla potrzeb trygera układ jest w stanie odrzucić 92% mezonów π , zachowując 95% elektronów. Informacje te są uzupełniane przez dokładniejszy pomiar w kalorymetrze elektromagnetycz-

nym. W każdym module kalorymetru (rys. 10) 66 warstw 2 mm płytek ołowiu i 4 mm płytek scyntylatora nadzianych jest jak szaszłyk na włókna optyczne, służące do zbierania światła ze scyntylatorów i przekazywania go do fotopowielaczy. Dokładność pomiaru energii elektronów i fotonów zależy od energii cząstek, a względną niepewność można sparametryzować przez $\sigma(E)/E = \frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 1\%$. Dokładny pomiar energii fotonów γ ważny jest przy rekonstrukcji takich rozpadów, jak $B_d^0 \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, gdzie π^0 rozpada się na dwa fotony γ . Symulacje pokazują, że masa mezonu π^0 zmierzona będzie w kalorymetrze z dokładnością ok. 6 MeV/ c^2 , a masa mezonu B_d^0 zrekonstruowana z rozpadu $\rho\pi$ z dokładnością ok. 35 MeV/ c^2 . Dokładne pomiary mas pozwalają na lepsze wydzielenie sygnału z tła.

Kalorymetr hadronowy składa się z na przemian ułożonych płytek scyntylatora (4 mm) i żelaza (6 mm), ustawionych tym razem równoległe do wiązki. Szybki odczyt sygnału odbywa się tu również za pomocą włókien optycznych.



Rys. 10. Moduły kalorymetru elektromagnetycznego wykonane są z ułożonych na przemian płytek ołowiu o grubości 2 mm i scyntylatora o grubości 4 mm, tworząc 66 warstw. Odczyt światła emitowanego w scyntylatorze odbywa się za pomocą włókien optycznych o średnicy 1,2 mm, które przechodzą przez cały moduł. Fotony z scyntylatora absorbowane są w włóknie, a następnie szybko reemitowane przy większej długości fali (ang. wavelength shifting). Pozwala to na efektywne przekazanie sygnału do wielokanałowych fotopowielaczy umieszczonych na końcach modułów.

Wszystkie te detektory będą przez wiele lat pracować w warunkach bardzo dużego promieniowania. Przeprowadzone testy pokazały, że ich ele-

menty konstrukcyjne powinny wytrzymać intensywne promieniowanie 2,5 Mrad przewidywane w czasie 10 lat pracy eksperymentu.

11. Układ detekcji mionów

Zadaniem układu do detekcji mionów jest określenie, czy dana cząstka jest mionem, przybliżone wyznaczenie jej pędu i przesłanie tej informacji do układu pierwszego stopnia trygera. Miony wyróżniają się zdolnością do przechodzenia przez grube warstwy absorbenta (zwykle żelaza) który zatrzymuje wszystkie inne cząstki. Detektor mionowy, pokazany na rys. 2, składa się z pięciu stacji komór gazowych M1–M5, poprzedzielanych warstwami żelaza. Funkcję absorbenta między stacją M1 i M2 spełniają kalorymetr elektromagnetyczny i hadronowy. Łączna grubość absorbenta wynosi 21 długości dróg oddziaływania hadronów. Łączna powierzchnia komór wszystkich stacji to 870 m² podzielone na ok. 1500 modułów ze 150 tys. kanałami odczytu danych.

W dużej części detektora mionów zostaną użyte tanie i łatwe w produkcji komory z płytek wysokooporowych (ang. Resistive Plate Chambers). Niestety, tam gdzie częstość padających cząstek przekracza 3 kHz na cm², komory tego typu szybko tracą efektywność. W tych obszarach użyte zostaną wielodrutowe komory proporcjonalne, które mogą pracować aż do częstości padających cząstek przekraczających 100 kHz/cm². Oba rodzaje komór osiągają efektywności detekcji torów cząstek naładowanych powyżej 99%. Detektory te są w stanie przekazać informacje o położeniu toru mionu do pierwszego stopnia trygera w czasie krótszym niż 25 ns.

12. Podsumowanie

Badanie naruszenia parzystości CP w rozpadach cząstek pięknych będzie jednym z najważniejszych zagadnień fizyki cząstek elementarnych w obecnej dekadzie. Precyzyjne pomiary wymagają tu zebrania olbrzymiej liczby przypadków rozpadów mezonów B w specjalnie zaprojektowanych detektorach, w których możliwa jest przede wszystkim efektywna identyfikacja produktów rozpadu. Takim detektorem będzie budowany obecnie detektor LHCb. Głównym atutem eksperymentu LHCb będzie niespotykana nigdzie indziej liczba ok. 10¹² wytworzonych w ciągu roku

cząstek pięknych. Pozwoli to zmierzyć łamanie parzystości CP w bardzo rzadkich rozpadach tych cząstek.

O wadze, jaką przywiązuje się do tego rodzaju eksperymentów, świadczy zaakceptowanie przed kilkoma miesiącami propozycji budowy bardzo podobnego detektora (BTeV) dla pracującego przy niższych energiach wiązek protonowych akceleratora Tevatron w Stanach Zjednoczonych. Zdaniem aprobującej komisji „it will play an important and possibly even definitive role in clarifying the picture of CP violation” (odegra on ważną, a może nawet decydującą rolę w wyjaśnieniu zjawiska naruszenia parzystości CP) [7]. Tę samą opinię można odnieść do eksperymentu LHCb. Oba eksperymenty rozpoczną zbieranie danych w tym samym czasie.

Udział fizyków polskich w budowie detektora LHCb umożliwi im uczestnictwo w podstawowym programie badań fizyki cząstek elementarnych, w dużej mierze komplementarnym do programów przewidywanych dla pozostałych eksperymentów, które mają być wykonane przy użyciu LHC. Stanowi również właściwą kontynuację tematyki zapoczątkowanej z sukcesem przy udziale polskich zespołów w dotychczasowych eksperymentach badających zjawiska łamania parzystości CP (BELLE i NA48).

Literatura

- [1] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [2] I.I. Bigi, A.I. Sanda, *CP Violation* (Cambridge University Press, 2000); G.L. Branco, L. Lavoura, J.P. Silva, *CP Violation* (Clarendon Press, Oxford 1999).
- [3] A.D. Sacharow, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5**, 32 (1967).
- [4] Y. Nir, „CP Violation in B Decays”, raport WIS-99/15/Mar-DPP, hep-ph/99042271.
- [5] KTeV (Fermilab E832) Collaboration, A. Alavi-Harati i in., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 22 (1999); NA48 Collaboration, V. Fanti i in., *Phys. Lett.* **B465**, 335 (1999).
- [6] „A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays. Technical Proposal”, raport CERN/LHCC 98-4, LHCC/P4, 20 February 1998.
- [7] Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL), Physics Advisory Committee, June 18–22, 2000.

Dziurowe nadprzewodnictwo w fulerenie C₆₀

Jan Stankowski

Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań

Hole superconductivity in fullerene C₆₀

Abstract: Recent discovery of high-temperature superconductivity in C₆₀ single crystals, induced by hole generation, is discussed. The construction of field-emission transistors based on this effect and their applications are reviewed.

1. Wstęp

Przewodnictwo elektryczne w kryształach utworzonym przez sferyczne cząsteczki fulerenu C₆₀ jest procesem złożonym [1]. Opis ruchu elektronów w fulerenie napotyka na trudności, bo średnia droga swobodna elektronu $l_{tr} = 0,3$ nm jest mniejsza od odległości (1 nm) między molekułami C₆₀ w regularnej, ściennie centrowanej sieci kryształu. Rozpraszanie elektronów przewodnictwa na kulistej powierzchni molekuly C₆₀ przez lokalne drgania, dopuszczone przez symetrię ikosaedru, decyduje o zależności przewodności od temperatury, a przeskoki elektronów między sąsiednimi cząsteczkami zachodzą dzięki tunelowaniu. Ten dwuetapowy proces przenoszenia ładunku elektrycznego w fulerenie sprawia, że nie można stosować przybliżenia quasi-swobodnego gazu elektronowego, lecz ze wzrostem stopnia nieuporządkowania trzeba brać pod uwagę zjawisko lokalizacji Andersona, zwiększające opór elektryczny, oraz należy uwzględnić efekt gromadzenia się defektów związanych z przesunięciem jonów, który prowadzi do „nasylenia” oporu, bo zgrupowane defekty mniej zakłócają ruch elektronu. W celu opisu tak skomplikowanego procesu transportu elektrycznego w fulerenie postulowano m.in. zastą-

pienie elektronów nienaładowanymi „kwazicząstkami Bogolubowa”, które są układami fermionów: ujemnych elektronów i dodatnich dziur [2]. Modelem takiej kwazicząstki, będącej rotonowym stanem nadprzewodzącego prądu par Coopera, jest torus o spinie 1/2. Te egzotyczne cząstki mają właściwości gazu, lecz ich spin i ładunek są kwantowymi „obserwabłami”, wyznaczanymi poprzez pomiar przerw energetycznych: spinowej i ładunkowej, które występują także w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych.

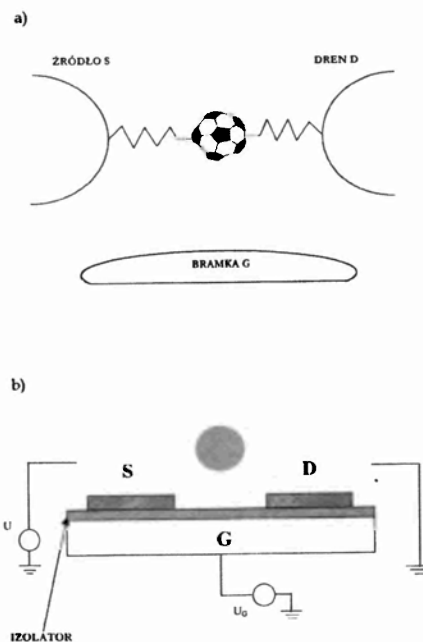
Opór fulerenu domieszkowanego metalami alkalicznymi był przedmiotem wielu prac, lecz najbliższy rzeczywistości wydaje się obraz podany przez Hebarda i in. [3]. W obrazie tym cząsteczka C₆₀ jako akceptor elektronów tworzy stabilne stany anionowe C₆₀¹⁻, C₆₀²⁻ i C₆₀³⁻, w których uchwycone na powierzchni elektrony pozostają przez cały czas $\tau \approx \lambda_{tr}^{-1}$, gdzie λ_{tr} jest stałą sprzężenia elektron-fonon. Molekuły fulerenu w kryształach powiązane są słabymi siłami van der Waalsa, co sprawia, że fuleren ma taką samą strukturę elektronową w kryształach jak izolowana cząsteczka C₆₀. Wynika stąd, że można ją traktować jako obiekt mezoskopowy, a jej drgania wzbudzone termicznie mają własności wynikające z symetrii cząsteczki C₆₀ [4]. Silne sprzę-

żenie krótkiego zasięgu powoduje skrócenie średniej drogi swobodnej elektronu do wartości $l_{tr} = 0,17$ nm, podczas gdy w Rb_3C_{60} w niskiej temperaturze stwierdzono metodami optycznymi, że $l_{tr} = 8,7$ nm. Różnica wynika stąd, że parametry te dotyczą różnych procesów: mniejsza wartość l_{tr} jest związana z rozpraszaniem elektronu na powierzchni cząsteczki C_{60} , a większa uwzględnia jego tunelowe przeskoki między sąsiednimi cząsteczkami sieci. Na złożony proces ruchu elektronów w kryształach fulerenu nakłada się ponadto orientacyjne nieuporządkowanie molekul C_{60} , zawsze występujące w temperaturze $T \neq 0$ K. Bardzo ciekawym i istotnym spostrzeżeniem jest to, że w nadprzewodzących związkach A_3C_{60} , gdzie $A = K$ lub Rb , koncentracja elektronów jest mniejsza niż 3 elektrony na 1 cząsteczkę C_{60} . Oznacza to, że stan ładunkowy w fulerenie nigdy nie jest „czysty”, lecz zawsze mamy do czynienia z superpozycją różnych wartościowości anionów.

2. Idea tranzystora na pojedynczej cząsteczce C_{60}

Posługując się analogią futbolową, która pojawiła się już w chwili odkrycia C_{60} , zaproponowano tranzystor wykorzystujący fuleren jako element czynny struktury oznaczanej w anglojęzycznej literaturze skrótem NEMS (nano-electromechanic structure, nanoelektronowy układ mikro-mechaniczny) [5]. Nanoskopowy tranzystor fulerenowy ma strukturę polowego tranzystora FET, ze źródłem S i drenem prądu elektrycznego D oraz bramką G. Napięcie bramki U_G steruje prądem płynącym między źródłem i drenem (rys. 1). Złote elektrody S i D zostały osadzone na dielektryku, który leży na metalowej bramce G. Szerokość elektrod wynosi 100 nm, a ich grubość 15 nm. Obserwacje za pomocą mikroskopu elektronowego pokazały, że odstęp między elektrodami był nieregularny – w najwęższych miejscach nie przekraczał 10 nm. Na tak przygotowaną „szczelinę” osadzono z roztworu C_{60} w toluenie cząsteczkę fulerenu, licząc na to, że po odparowaniu rozpuszczalnika w najwęższym miejscu pomiędzy elektrodami znajdzie się pojedyncza molekula C_{60} . Standardową techniką zbadano charakterystykę prądowo-napięciową $I(U)$, wiążąc skoki natężenia prądu płynącego przez tranzystor ze zmianami ładunku cząsteczki C_{60} w zależności od napięcia bramki U_G . Ponieważ potencjały joniza-

cyjne pojawiają się kolejnych anionów w sąsiedztwie emitera są znane z pomiarów elektrochemicznych [5], można sądzić, że pierwszy stopień odpowiada utworzeniu jednowartościowego jonu C_{60}^{1-} , a następne – jonów C_{60}^{2-} i C_{60}^{3-} . Tak więc za pomocą molekularnego tranzystora udało się uwiarygodnić ładunkowe stany fulerenu, traktując tę niezwykle cząsteczkę jako kropkę kwantową.

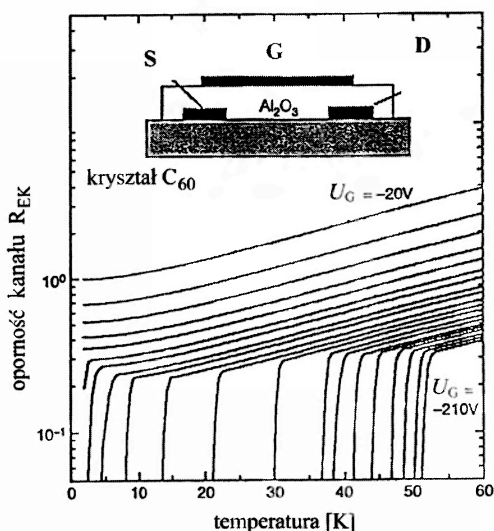


Rys. 1. Idea tranzystora jednomolekularnego (a) i jego schemat (b) [5]. Elektron przedostaje się ze źródła S do drenu D dzięki zjawisku tunelowemu, wzbudzając przy tym drgania cząsteczki C_{60} między S i D. Drgania te mogą ułatwiać tunelowanie kolejnych elektronów (G – metaliczna bramka).

3. Tranzystor nadprzewodzący z modulowaną temperaturą krytyczną T_c

Ostatnio odkryto nadprzewodnictwo dziurowe w polowym tranzystorze zbudowanym z monokryształu fulerenu C_{60} [6]. Odkrycie to jest dlatego niezwykle, że zaobserwowano łączenie się stanów dziurowych w pary, których natura wywołuje wiele kontrowersji. W strukturze tranzystora polowego wykorzystano monokryształ C_{60} o przewodnictwie typu metalicznego. Powierzchnię monokryształu, który specjalnie oczyszczano na drodze wielokrotnej sublimacji i kondensacji, poddano działaniu strumienia wodoru w temperaturze 600°C . Na kryształ o wymiarach 1×2 mm naparowano kontakty metaliczne stanowiące źródło i dren, tak że utworzył się pomiędzy nimi kanał o długości $25 \mu\text{m}$ i szerokości $500\text{--}1000 \mu\text{m}$.

Na te elektrody naniesiono dielektryczną warstwę Al₂O₃, na którą nałożono elektrodę G (rys. 2).

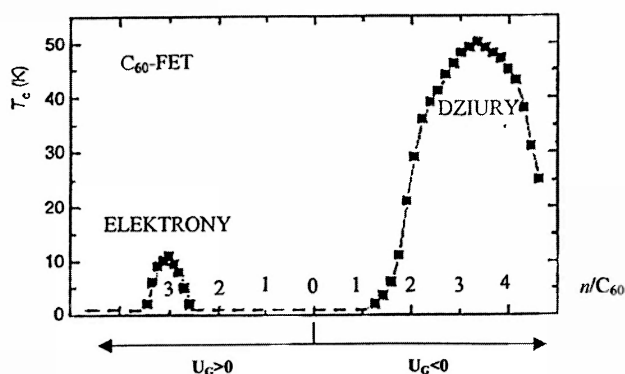


Rys. 2. Schemat tranzystora polowego (FULFET) z kryształu C₆₀ oraz zależność oporności kanału od temperatury [6]. Parametrem wykresów jest napięcie bramki U_G .

Badania własności nadprzewodzących tego osobliwego FET-u przeprowadzono w temperaturze powyżej 1.7 K i w polu magnetycznym o indukcji sięgającej 9 T. W zależności od polaryzacji bramki G w warstwie przypowierzchniowej znajdują się elektrony lub dziury. W stanie normalnym rezystywność kanału wynosiła kilka mΩ · cm. Na rysunku 2 widać charakterystyki temperaturowe typowe dla nadprzewodników. Dla polaryzacji dodatniej $U_G > 0$ zaobserwowano nadprzewodnictwo polegające na łączeniu się elektronów w pary, lecz temperatura krytyczna T_c nie przekraczała 11 K. Rewelacyjne okazało się generowanie dziur ujemnym napięciem bramki; uzyskano w ten sposób bardzo wysoką temperaturę krytyczną $T_c = 52$ K. Autorzy spodziewają się osiągnąć temperaturę 100 K, co uczyniłoby kryształ C₆₀ silnym konkurentem innych nadprzewodników wysokotemperaturowych¹. Rysunek 3 pokazuje, jak zmienia się temperatura krytyczna w zależności od ładunku przypadającego na jedną cząsteczkę C₆₀. Nadprzewodnictwo dziurowe wskazuje, że pojedyncze dziury na molekułach fulerenu tworzą objętościowy nadprzewodnik w pobliżu powierzchni kryształu.

¹ Udało się to w kryształach C₆₀HCB₃, dla którego otrzymano $T_c = 117$ K (*Science* 293, 2432 (2001)).

² Christian (Krzysztof) Kloc jest z pochodzenia Polakiem; po studiach i pracy naukowej na Uniwersytecie Śląskim wyjechał do RFN, a obecnie pracuje w Bell Laboratories, Lucent Technologies, USA (przyp. Red.).



Rys. 3. Zależność temperatury krytycznej T_c od koncentracji elektronów i dziur, zmienianych napięciem bramki w tranzystorze typu FULFET [6].

Odkrycie nadprzewodnictwa dziurowego w fulerenie pozwoli na lepsze zrozumienie zjawiska nadprzewodnictwa. Wyjątkowa możliwość dowolnego przesuwania temperatury krytycznej za pomocą napięcia przykładanego do fulerowego FET-u sugeruje możliwość jego wykorzystania w detektorach promieniowania elektromagnetycznego.

Literatura

- [1] O. Gunnarson, J.E. Han, „The mean free path for electron conduction in metallic fullerenes”, *Nature* 405, 1027 (2000); zob. także P.B. Allen, „Misbehaviour in metals”, tamże, s. 1007.
- [2] S.A. Kivelson, D. Rokhsar, „Bogoliubov quasiparticles, spinons, and spin-charge decoupling in superconductors”, *Phys. Rev. B* 41, 11693 (1990).
- [3] A.F. Hebard, T.T.M. Palstra, R.C. Haddon, R.M. Fleming, „Absence of saturation in the normal-state resistivity of thin films of K₃C₆₀ and Rb₃C₆₀”, *Phys. Rev. B* 48, 9945 (1993).
- [4] J. Stankowski, L. Piekara-Sady, W. Kempieński, „EPR of Fullerene Molecule-Derived Paramagnetic Center as Mesoscopic Conducting Object”, *Appl. Magn. Res.* 19, 539 (2000); J. Stankowski, T. Luty, W. Kempieński, L. Piekara-Sady, „Possible explanation of unstable superconducting phase in K_xC₆₀ with $T_c = 21$ K”, *Solid State Sciences* 3, 531 (2001).
- [5] L. Kouwenhoven, „Bouncing a C₆₀ ball”, *Nature* 407, 35 (2000); H. Park, J. Park, A.K.L. Lim, E.H. Anderson, A.P. Alivisatos, P.L. McEuen, „Nanomechanical oscillations in a single-C₆₀ transistor”, tamże, s. 57.
- [6] O. Gunnarson, „C₆₀ – the hole story”, *Nature* 408, 528 (2000); J.H. Schön, Ch. Kloc², B. Batlogg, tamże, s. 549.

Pierwiastek 118 odwołany

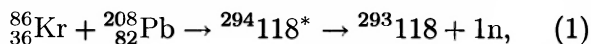
Adam Sobiczewski

Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana, Warszawa

Element 118 retracted

W końcu lipca bieżącego (2001) roku została oficjalnie odwołana praca [1] donosząca o odkryciu pierwiastka 118, o której pisaliśmy w *Postęпах Fizyki* [2].

Przypomnijmy, że w pracy tej, wykonanej w 1999 r. w Laboratorium im. Lawrence'a w Berkeley, autorzy donosili o wytworzeniu pierwiastka 118 w reakcji jądrowej



a więc reakcji podobnej do tej, w której wytworzono w Niemczech w 1996 r. pierwiastek 112 (patrz artykuł [3] w *Postęпах Fizyki*). Jądra tarczy ${}^{208}\text{Pb}$ bombardowano 19-krotnie zjonizowanymi atomami kryptonu ${}^{86}\text{Kr}^{+19}$, przyspieszonymi do energii 449 MeV w tamtejszym cyklotronie (o średnicy 88 cali). Natężenie wiązki wynosiło $1,9 \cdot 10^{12}$ jonów na sekundę. Odbyły się dwa nasświetlenia, w okresach 8–12 kwietnia i 30 kwietnia – 5 maja 1999 r., w ciągu których całkowita dawka jonów ${}^{86}\text{Kr}$ wyniosła $2,3 \cdot 10^{18}$. Zaobserwowano 3 łańcuchy genetyczne (tj. skorelowane w czasie sekwencje rozpadów jądrowych, zachodzących w tym samym miejscu detektora, por. np. [4]), zinterpretowane zgodnie z reakcją (1) jako rozpad jądra ${}^{293}118$. Wszystkie 3 zaobserwowane łańcuchy były długie i składały się z 6 kolejnych rozpadów α wyjściowego jądra ${}^{293}118$. Otrzymanie 3 jąder ${}^{293}118$ w czasie tego eksperymentu oznaczało, że przekrój czynny na syntezę tego jądra wynosi ok. 2,2 pb. Główna sensacyjność wyniku berkeleyowskiego polegała właśnie

na tak dużym przekroju czynnym na reakcję (1). Oczekiwany bowiem przekrój czynny dla tej reakcji, wydedukowany z ekstrapolacji wyników pomiarów dla jąder lżejszych, a także z większości oszacowań teoretycznych, jest o 2 do 3 rzędów wielkości mniejszy i nie pozwalałoby na zrealizowanie reakcji (1) w obecnych warunkach. Co do własności jąder otrzymanych w eksperymencie [1] (energia rozpadu α i czas życia jąder), to nie stanowiły one nic niezwykłego. Były bliskie przewidywaniom teoretycznym.

Próby powtórzenia eksperymentu berkeleyowskiego, podjęte w laboratoriach GSI w Darmstadt (Niemcy) [5], RIKEN w Wako (k. Tokio, Japonia) [6] i GANIL w Caen (Francja) [7] dały wynik ujemny. Także powtórzenia przeprowadzone w Berkeley przez samych autorów eksperymentu z 1999 r. [1], w tym ostatnie powtórzenie dokonane w bieżącym roku w warunkach znacznie lepiej kontrolowanych i przy znacznie większej czułości aparatury niż w eksperymencie oryginalnym, nie doprowadziły do wyniku pozytywnego. Skłoniło to autorów do ponownego przeanalizowania, z udziałem zewnętrznych ekspertów, wyników oryginalnych. Ta ponowna analiza, z użyciem różnych programów analizujących, nie wykazała w tych wynikach obecności 3 opublikowanych łańcuchów. Nie udało się dotychczas wyjaśnić, jak pojawiły się one w oryginalnej analizie.

Wydarzenie to jest niewątpliwie dramatyczne zarówno dla autorów tego eksperymentu, świetnych i znanych fizyków, jak i dla całego bardzo

prestżowego Laboratorium, w którym dokonano przecież syntezy większości pierwiastków transuranowych. Komentując je, dyrektor Laboratorium, Charles Shank, powiedział [8]: „Nauka koryguje się sama. Jeśli eksperyment daje nieprawdziwe wyniki, to jest niepowtarzalny. W tym wypadku nie tylko następne eksperymenty nie powtórzyły wyniku poprzedniego, ale nie odtworzyła go również znacznie bardziej gruntowna analiza oryginalnych danych z 1999 r. Wypływa z tego wiele lekcji i Laboratorium wykorzysta wszystko, czego można się z nich nauczyć”.

Wydaje się, że wydarzenie to jest także pewną ilustracją nie tylko złożoności samych eksperymentów nad syntezą najcięższych pierwiastków, ale i opracowywania oraz interpretacji wyników pomiaru. Jest też pewnie wskazówką, że otrzymanie tak ciężkich pierwiastków jak 118 może być

znacznie trudniejsze niż sugerowały odwołane wyniki, przynajmniej na drodze reakcji chłodnej syntezy typu (1).

Literatura

- [1] V. Ninov, K.E. Gregorich, W. Loveland i in., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1104 (1999).
- [2] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **50**, 264 (1999).
- [3] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **47**, 495 (1996).
- [4] P. Armbruster, S. Hofmann, A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **46**, 431 (1995).
- [5] S. Hofmann, G. Muenzenberg, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 733 (2000).
- [6] K. Morimoto, *Proc. 4th Tours Symp. on Nuclear Physics, Tours (France) 2000*, red. M. Arnould i in. (AIP Conf. Proc. **561**, 2001), s. 354.
- [7] C. Stodel, *ibid.*, s. 344.
- [8] <http://www.lbl.gov/science-articles/archive/118-retraction.html>.

Quantum Optics V

Konferencja Quantum Optics V odbyła się w dniach 20–27 czerwca 2001 r. w Kościelisku. Została ona zorganizowana przez Centrum Fizyki Teoretycznej i Instytut Fizyki PAN w Warszawie, a w skład komitetu organizacyjnego wchodziło: Iwo Białynicki-Birula, Mariusz Gajda, Jan Mostowski i Kazimierz Rządowski. Częścią konferencji było spotkanie robocze Europejskiej Sieci Badawczej ds. Zimnych Gazów Kwantowych, działającej w ramach V Programu Ramowego Unii Europejskiej. Jego organizatorami byli: Ennio Arimondo z Pizy (koordynator Sieci) oraz Kazimierz Rządowski.

Seria konferencji poświęconych optyce kwantowej, a organizowanych przez Instytut Fizyki i Centrum Fizyki Teoretycznej PAN, narodziła się w 1985 r., gdy zespół naukowców z tych instytucji, kierowany przez Adama Kujawskiego, podjął się organizacji kolejnej Szkoły Optyki Koherentnej, imprezy cyklicznej, odbywającej się kolejno w różnych krajach – jak to się wówczas mówiło – demokracji ludowej. Dla podkreślenia zakresu tematycznego imprezy do jej nazwy dodano słowa „Optyka Kwantowa” i starano się nadać jej szczególny, raczej odmienny od poprzednich charakter. Ambicją organizatorów było zaproszenie możliwie wielu wybitnych specjalistów z Zachodu, zwłaszcza z USA, by umożliwić kontakt z nimi naukowcom ze środkowej i wschodniej Europy. Zamysł ten powiódł się znakomicie – kontakty naukowe, nawiązane podczas tego pierwszego spotkania w Ustroniu, przerodziły się w licznych przypadkach w wieloletnią owocną współpracę naukowców i zespołów badawczych ze Wschodu i Zachodu.

Sukces tej pierwszej imprezy skłonił optyków warszawskich do organizacji następnych, nazywanych już konferencjami nt. optyki kwantowej. Kolejne odbywały się w Ustroniu (1989), Szczyrku (1993) i Jaszowcu (1997). Formuła imprezy, pośrednia między klasyczną szkołą a standardową konferencją, pozostała bez zmian – składało się na nią 20–30 ok. 1-godzinnych wykładów, wygłaszanych przez znane autorytety z dziedziny szeroko pojętej optyki kwantowej, oraz jedna lub dwie serie plakatowe, przeznaczone na przedstawienie własnych prac uczestników konferencji.

Nowością tegorocznej konferencji było włączenie do niej wspomnianego już na wstępie spotkania roboczego nt. zimnych gazów kwantowych. W części konferencyjnej, trwającej 3,5 dnia, przedstawiono 22 wykłady (45-minutowe), a w ramach dwudniowego spotkania roboczego wygłoszono 19 komunikatów (30-minutowych). Każda część imprezy zawierała ponadto sesję plakatową.

Konferencję rozpoczął wykład Roya Glaubera z Uniwersytetu Harvarda – jednej z wielkich postaci optyki

kwantowej i weterana konferencji Quantum Optics – dotyczący zjawisk kolektywnych i spójnego uwięzienia promieniowania. Kolejnym mówcą na sesji inauguracyjnej miał być Herbert Walther z Monachium/Garching, który jednak w ostatniej chwili musiał odwołać swój przyjazd do Kościeliska, wobec czego wykład o wytwarzaniu stanów Focka w mikromaserze przedstawił jego współpracownik Ben Varcoe.

Wykłady konferencyjne dotyczyły różnych zagadnień optyki kwantowej. Wiele z nich poświęconych było najbardziej aktualnym tematom badawczym: kondensacji Bosego–Einsteina i gazom kwantowym (Gerhard Rempe z Garching, Murray Holland z Boulder i Charles Clark z Gaithersburga) oraz kwantowemu przetwarzaniu informacji, telekomunikacji i obliczeniom kwantowym (Ian Walmsley z Rochester, Konrad Banaszek z Warszawy – obecnie na stażu w Oksfordzie, Paweł Horodecki z Gdańska, Berthold Englert z Wiednia i Michael Raymer z Eugene (USA)), a dwa wykłady (Nicholasa Bigelowa z Rochester i Ignacia Ciraca z Innsbrucku) dotyczyły obu tych dziedzin. Tradycyjnie dobrze reprezentowana była również tematyka silnych pól laserowych i ultrakrótkich impulsów (Władimir Krainow z Moskwy, Jan Chaloupka z Brookhaven Laboratory, Pierre Agostini z Saclay i Philip Bucksbaum z Ann Arbor). Pozostałe wykłady wygłoszili: Stig Stenholm ze Sztokholmu, Wolfgang Schleich z Ulm, Władysław Żakowicz z Warszawy, Peter Koch ze Stony Brook, Fritz Haake z Essen i Joseph Eberly z Rochester. Wykład tego ostatniego był pierwszym z serii „Journal of Physics B Lecture”, finansowanej przez to brytyjskie czasopismo – tak obecnie czasopisma naukowe starają się przyciągnąć potencjalnych autorów.

W referatach przedstawionych w ramach spotkania roboczego mowa była o wszystkim, co dziś się dzieje ważnego w dziedzinie gazów kwantowych: wirach, solitonach, tunelowaniu, spójności i drganiach kolektywnych w kondensacie Bosego–Einsteina, sieciach optycznych i optyce fal atomowych, zderzeniach i lokalizacji światła w zimnych gazach, pułapkach atomowych i zimnych fermionach, a także staraniach uzyskania kondensacji w nowych układach atomowych. Najnowszemu osiągnięciu w tej dziedzinie – kondensacji Bosego–Einsteina atomów helu w stanie metatrwałym – poświęcone były aż 3 referaty: wystąpili zarówno przedstawiciele zespołów, którym już się to udało (Chris Westbrook z Orsay i Jérémie Léonard z ENS w Paryżu), jak i grupy, której się jeszcze nie powiodło (Norbert Herschbach z Amsterdamu). Ciekawe, że kondensat helowy uzyskano w Orsay zaledwie 8 dni wcześniej niż w Ecole Normale. Trzy polskie referaty na spotkaniu roboczym wygłoszili: doświadczalnik Witold Chałupczak z Krakowa oraz Marek Trippenbach i Mariusz Gajda – teoretycy z Warszawy. W naturalny sposób wystąpili głównie naukowcy z Europy, choć pojawili się też

Amerykanie (Sieć Europejska ds. Zimnych Gazów Kwantowych sięga aż za Atlantyk).

Kondensaty Bosego–Einsteina, umożliwiające prowadzenie najbardziej nowoczesnych badań doświadczalnych z zakresu optyki kwantowej, uzyskano już w ponad 20 laboratoriach na świecie, z czego mniej więcej połowę w Europie. Polskiego kondensatu jeszcze nie ma, ale można mieć nadzieję, że w nowo powstałym ogólnopolskim laboratorium optycznym w Toruniu uda się go wytworzyć w niezbyt odległej przyszłości.

Bardzo ożywione były obie sesje plakatowe. Gorętsza atmosfera panowała na sesji „workshopowej”, niewątpliwie z powodu bardziej jednorodnej tematyki przedstawionych prac.

Zdaniem niżej podpisanego, połączenie konferencji ze spotkaniem roboczym wyszło jej bardzo na zdrowie, uzupełniając ją o element, którego jej zawsze trochę brakowało: krótkie referaty z prac własnych – nie wykłady mniej lub bardziej monograficzne, lecz bieżące doniesienia z frontu badań, przedstawiane głównie przez młodych badaczy.

Konferencja była bardzo dobrze zorganizowana, co warto podkreślić, tym bardziej że nie korzystano z pomocy żadnych pracowników administracyjnych ani technicznych. Najbardziej widocznym z organizatorów był Mariusz Gajda, zawsze w ruchu, pamiętający o wszystkich potrzebach uczestników, będący do ich dyspozycji od rana do nocy (nieraz bardzo późnej). Biuro konferencji obsługiwali młodzi fizycy z CFT: Radka Bach, Magda Sinołęcka, Zbyszek Idziaszek i Krzysztof Góral (odpowiedzialny za finanse konferencji). Obsługą komputerową – od prezentacji PowerPoint-owych przez łączność internetową ze światem po najbardziej niestandardowe potrzeby uczestników – zajmował się bardzo sprawnie Piotr Korytko, student Szkoły Nauk Ścisłych. Wszyscy oni pracowali ofiarnie i z wielkim zaangażowaniem, a personel ośrodka WZW Kościelisko, w którym odbywała się konferencja, kompetentnie i życzliwie pomagał w obsłudze

gości, tak, że podczas tej konferencji profesorowie Jan Mostowski i Kazimierz Rządowski mieli chyba znacznie spokojniejsze życie niż podczas konferencji poprzednich.

Organizatorom należy się też wielkie uznanie za zdobycie na organizację konferencji dotacji z wielu źródeł i dobre gospodarowanie zgromadzonymi środkami, dzięki czemu konferencja była bardzo tania dla polskich uczestników – należało jedynie pokryć koszty zakwaterowania i wyżywienia (a i to niepełne). Polecamy ten przykład organizatorom innych imprez naukowych w Polsce!

O jedno tylko organizatorzy nie zadbali dostatecznie – o pogodę. Zaczęło się od deszczu i chłodu i tak zostało prawie do końca. Najgorsza była pogoda wtedy, gdy była najbardziej potrzebna – w sobotę i niedzielę. Sobotnie wieczorne ognisko trzeba było odwołać i zadowolić się kiełbaskami pieczonymi w kuchni. Natomiast niedziela, tradycyjnie w czasie konferencji Quantum Optics wolna od zajęć, przeznaczona na wycieczki, zbiorowe lub indywidualne, była deszczowa od rana do wieczora i wszyscy, którzy szykowali się na ambitne, całodziennie wycieczki w Tatry, musieli obejść się smakiem. Uczestnicy spotkania roboczego przemianowali je nawet żartobliwie na „workshop on wet and cold quantum gases”, czyli poświęcone gazom zimnym i mokrym. Pozostaje więc zakończyć wyrażeniem nadziei, że podczas kolejnej konferencji zajmować się będziemy gazami może jeszcze trochę zimniejszymi, ale też i bardziej suchymi.

Uczestnicy konferencji otrzymali przy rejestracji w Kościelisku broszurkę ze streszczeniami wykładów (na ogół krótkimi) oraz tytułami plakatów. Obszerne teksty wykładów zostaną wydane w zeszycie specjalnym *Acta Physica Polonica A* na początku roku 2002.

Miroslaw Łukaszewski

Instytut Fizyki PAN

oraz Szkoła Nauk Ścisłych

Warszawa

Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii

Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii, praca zbiorowa pod redakcją Andrzeja Z. Hrynkiewicza i Eugeniusza Rokity. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2000.

Omawiana książka stanowi drugą część podręcznika poświęconego fizycznym metodom badań w biologii, medycynie i ochronie środowiska. Podobnie jak część pierwsza, jest pracą zbiorową pod tą samą redakcją i wydana przez to samo wydawnictwo. W stosunku do pierwszego tomu ma dwukrotnie mniejszą objętość i zmniejszoną liczbę autorów poszczególnych rozdziałów. Całość przedstawionych w obu tomach materiałów odpowiada treści wykładów prowadzonych w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego dla studentów IV roku specjalności fizyki medycznej i ochrony środowiska.

Recenzowana część druga podręcznika składa się z 9 rozdziałów napisanych przez 7 autorów. Rozdział pierwszy zawiera poza wprowadzeniem do układów pomiarowych również opis detektorów promieniowania. Cztery następne rozdziały dotyczą zagadnień związanych z obrazowaniem w tomografii rentgenowskiej, pozytonowej i rezonansu magnetycznego. Kolejne rozdziały omawiają metody diagnostyczne w ultrasonografii, z wykorzystaniem wiązki lasera oraz sygnałów elektrokardiogramu (EKG) i elektroencefalogramu (EEG). Ostatni rozdział poświęcony jest radioterapii różnymi źródłami promieniowania.

Jest oczywiste, że przy tak dużej i różnorodnej liczbie tematów nie jest możliwe uwzględnienie pełnej problematyki przedstawianych zagadnień, tym bardziej że podręcznik zawiera materiały z wybranych wykładów prowadzonych dla studentów fizyki medycznej z tematyką dostosowaną do wymagań dydaktycznych.

Całość podręcznika jest niewątpliwie znaczącym osiągnięciem zarówno całego zespołu autorów, jak i redaktorów obu tomów. Jest to bowiem pierwsze opracowanie na poziomie podręcznika akademickiego materiałów dotyczących części zagadnień związanych z fizyką medyczną. Znaczenie tego podręcznika jest nie do przecenienia, będzie on bowiem stanowił źródło informacji nie tylko dla studentów fizyki na UJ, ale również dla studentów o pokrewnych kierunkach specjalizacji na innych uczelniach w Polsce oraz osób zainteresowanych tą dziedziną wiedzy.

Podczas oceny poszczególnych rozdziałów w drugiej części podręcznika nasuwa się szereg uwag wynikających z nieuwzględnienia części opisu danej metody istotnej dla zrozumienia całości lub z niejasności w interpretacji niektórych zjawisk.

Półowa rozdziału 1 (Wprowadzenie do systemów pomiarowych i kontrolnych) dotyczy detektorów stosowanych w badaniach biologicznych i medycznych. Szkoda,

że w przedstawionym materiale zabrakło wzmianki o ciekłych detektorach scyntylacyjnych, tak istotnych w badaniach biologicznych prowadzonych *in vitro* i stosujących promieniotwórcze izotopy β i α . Pominięto również detektory termoluminescencyjne, nieodzowne w radioterapii i diagnostyce rentgenowskiej. Wymagają zwrócenia uwagi czytelnika detektory krzemowe typu CCD z jodkiem cezu jako przetwornikiem energii promieniowania rentgenowskiego na światło widzialne, stosowane w rozwijającej się cyfrowej diagnostyce planarnej i prowadzące do przełomu w tej dziedzinie obrazowania medycznego.

W pierwszym zdaniu rozpoczynającym podrozdział 2.2 (rozdz. 2. Podstawy matematyczne tomografii komputerowej) nie można się zgodzić ze stwierdzeniem, że „dzięki zastosowaniu odpowiednio dobranych absorbentów, promieniowanie lampy można uznać za monoenergetyczne”. Wszystkie lampy rentgenowskie stosowane w medycynie z wyjątkiem lamp mammograficznych pracują w zakresie ciągłego widma energetycznego. Przeczy temu również sam Autor, opisujący na s. 72 dolną i górną granicę zakresu promieniowania rentgenowskiego przy stosowaniu różnych filtrów.

Wyprowadzone zależności dotyczą najprostszego układu tomografu, składającego się z lampy rentgenowskiej połączonej z jednym detektorem i wykonującej dwa ruchy: liniowy i obrotowy. Ta pierwsza, historyczna już generacja tomografów powinna być uzupełniona opisem kolejnych etapów rozwoju tomografii rentgenowskiej, w których III generacja wprowadziła wiązkę wachlarzową, zwiększając jednocześnie liczbę detektorów (jej opis został zamieszczony dopiero w rozdz. 3) oraz IV generacja z nieruchomym pierścieniem detektorów, której opis nie został zamieszczony w żadnym z rozdziałów, a dzięki której możliwe stało się wprowadzenie współczynników korekcyjnych oraz powstanie tomografii spiralnej.

W rozdz. 3 (Tomografia promieniowania X) na s. 66 (wiersz 13 od góry) jest niefortunnie sformułowane zdanie. Mówi ono, że jakość obrazu poprawia się wraz z obniżeniem wysokiego napięcia (kV). Jednakże wzrasta wtedy obciążenie prądowo-czasowe (mA · s), zwiększając dawkę otrzymaną przez pacjenta. Ponieważ jakość obrazu jest parametrem nadrzędnym w badaniach diagnostycznych, pozostałe parametry powinny być dobrane tak, żeby jakość obrazu była optymalna. Zapewniają to publikowane zalecenia i wytyczne, gdzie dla każdego rodzaju badania klinicznego z użyciem tomografu rentgenowskiego podane są wszystkie standardowe parametry ekspozycji.

Przedstawiony na rys. 3.12 (s. 83) model obiektu stosuje się do wyznaczania widoczności wewnętrznej struktury w stosunku do otoczenia przy istniejącej różnicy współczynników absorpcji i określonym poziomie szumu. Model ten ma zastosowanie w planarnych rentgenowskich technikach obrazowania, a nie w tomografii komputerowej. Naturalnie, zgodnie z podanymi wzorami można

również obliczyć dawkę, jaką otrzymuje struktura wewnętrzna, tyle że nie ma to żadnego zastosowania w badaniach klinicznych.

Dawki pochłonięte podczas badań tomograficznych wyznacza się za pomocą komory jonizacyjnej umieszczonej w otworach jednorodnego fantomu w kształcie walca i o gęstości symulującej gęstość tkankową. Komory jonizacyjne, produkowane wyłącznie do tych pomiarów, mają średnicę 6 mm, pełną symetrię obrotową w zakresie czułości i długość czynną co najmniej 10 cm. Upřednio stosowano do tych pomiarów pastylki termoluminoforów ułożone w postaci rulonów. Pomiaru przeprowadza się, umieszczając w każdym otworze fantomu komorę jonizacyjną. Wyniki oblicza się ze wzoru uwzględniającego dawki pochodzące od pomiarów wykonanych we wszystkich otworach odniesionych do otworu centralnego w środku fantomu. Podany na s. 84 wzór pozwala obliczyć dawkę dla jednego otworu, czego obecnie nie stosuje się do wyznaczania dawki pochłoniętej w całym fantomie.

Podrozdział 3.7 (wiersz 11 od góry i dalsze): nie czułość tomografów, lecz kontrast obrazu umożliwia rejestrację małych różnic w wartościach HU. Zdolność rozdzielcza tomografu nie zależy od dawki, tylko od wielkości ogniska lampy lub od wielkości elementu macierzy obrazującej. W technikach tomograficznych z reguły ten ostatni czynnik jest decydujący. Duża rozdzielczość tomografów pQCT zależy nie od wzrostu dawki, ale od małej średnicy obszaru pomiarowego tych tomografów, przeznaczonych wyłącznie do badania kończyn.

Dla lepszego zrozumienia treści rozdz. 4 (Tomografia magnetycznego rezonansu jądrowego) pożądanym byłoby uzupełnienie tekstu paroma rycinami dotyczącymi schematu blokowego podstawowych zespołów tomografu, graficznego przedstawienia cewek i ich rozmieszczenia w obszarze pomiarowym tomografu oraz informacji o konstrukcji cewek stałego pola magnetycznego pracujących w warunkach nadprzewodnictwa. Jednozdaniowa wzmianka o stosowaniu magnesów nadprzewodzących w tomografii MR znalazła się wprawdzie na końcu podrozdziału o ryzyku metody, lecz nie jest ona wystarczająca.

Rozdział 5 (Pozytonowa tomografia emisyjna) zawiera pełną i aktualną informację o tomografii pozytonowej, podaną obiektywnie i bez emocji, jaka z reguły ma miejsce przy omawianiu lub przedstawianiu tego tematu w kraju. W podrozdziale 5.4.2., dotyczącym nowoczesnej aparatury PET, pominięto stosowane dla potrzeb tomografii PET kompatybilne, w pełni zautomatyzowane generatory cyklotronowe, umieszczone w sąsiednim pomieszczeniu tomografu. Produkują one 1–3 radioizotopów o rozpadzie β^+ , przesyłanych bezpośrednio do pracowni radiochemicznej celem przygotowania radiofarmaceutyków do badania pacjentów. Bardzo wysoka cena tych urządzeń ogranicza ich zastosowanie, jednakże rozwiązują one problem transportu.

Rozdział 6 (Ultrasonografia) zawiera 34 strony, jest więc najobszerniejszy ze wszystkich. Jest to w pełni uzasadnione z uwagi na znaczenie ultrasonografii dla diagno-

styki medycznej i niebywale szybki jej rozwój od 1960 r., tj. od chwili pojawienia się bardzo prostych aparatów I generacji. Tak dynamiczny rozwój nowej metody obrazowania w diagnostyce medycznej wynikał z teoretycznego opracowania propagacji fal ultradźwiękowych w ośrodkach biologicznych, prowadząc w konsekwencji do wytyczenia prawidłowych kierunków rozwoju tej metody oraz wykorzystania najnowszych osiągnięć technologii materiałowej i elektroniki komputerowej, co pozwoliło na szybką realizację projektów zupełnie nowej aparatury w technikach obrazowania wewnętrznych narządów człowieka. Rezultatem była produkcja nowoczesnych ultrasonografów, spełniających wymagania stale zwiększających się zastosowań w różnych medycznych badaniach diagnostycznych.

Autor połączył wszystkie te elementy, tak istotne w rozwoju ultrasonografii, w jedną całość, dając pełny opis zarówno zjawiska, jak i większości zastosowań. Na początku rozdziału podano teoretyczne podstawy rozchodzenia się fali ultradźwiękowej w różnych ośrodkach biologicznych, generowanej przez źródła o różnej mocy i częstotliwości, uzupełnione wzorami, tabelami i rycinami ułatwiającymi zrozumienie przedstawionego materiału. W części dotyczącej obrazowania uwzględniono rozwiązania konstrukcyjne aparatury o różnych możliwościach przedstawiania obrazów. Z całości wyodrębniono, jako osobną technikę, ultrasonografię dopplerowską, umożliwiającą pomiary szybkości przepływu krwi w zastosowaniu do badań kardiologicznych. Jako przykład jednego z nowych zastosowań Autor przedstawił ultrasonograficzną metodę oceny gęstości tkanki kostnej. Na zakończenie rozdziału omówiono szkodliwość badań ultrasonograficznych.

Ultrasonografia jako metoda obrazowania tak różna od rozpowszechnionych metod stosujących promieniowanie jonizujące została przedstawiona ze zwróceniem uwagi na zasadniczą odrębność tej techniki w stosunku do pozostałych, przy jednoczesnym podkreśleniu jej zalet i stale rosnącej przydatności w nowoczesnej diagnostyce medycznej.

W rozdz. 8 (Zastosowanie światła laserowego w diagnostyce i terapii) przedstawiony materiał zawiera dobrze udokumentowane dane o właściwościach światła laserowego. Znaczna część rozdziału poświęcona jest zastosowaniom w medycynie, z podziałem na takie specjalności, jak chirurgia, okulistyka, dermatologia i onkologia, zarówno w zakresie diagnostyki, jak i terapii. Pozwala to na zapoznanie się ze skalą możliwości wykorzystania tej techniki w medycynie.

Rozdział 9 (Podstawy radioterapii) napisany jest bardzo dobrze. Jest to jedno z nielicznych opracowań dotyczących współczesnej radioterapii w pełnym ujęciu całego zagadnienia i z bardzo dobrym jego wyważeniem, od celu i metod radioterapii zaczynając, poprzez dżymetrię, komputerowe planowanie, weryfikację leczenia, na modelach radiobiologicznych kończąc. Całościowe ujęcie wszystkich problemów w tak skomplikowanej i trudnej dziedzinie jak radioterapia jest bardzo istotne z uwagi na

odpowiedzialność, jaka spoczywa na stosujących ją lekarzach i fizykach, zwłaszcza wobec znaczącego postępu, jaki dokonuje się w metodach leczenia, w rozwoju aparatury terapeutycznej i urządzeń uzupełniających oraz postępu w technologii i nowych rozwiązaniach konstrukcyjnych.

W drugiej części podręcznika zwraca uwagę wyeksponowanie tomograficznych technik obrazowania stosowanych w medycynie, którym poświęcono cztery rozdziały. Jedną z tych technik, dotyczącą tomografii izotopowej SPECT, potraktowano zupełnie marginesowo, wzmiankując o niej przy opisie rekonstrukcji obrazów, a jest to przecież podstawowa działalność diagnostyczna zakładów medycyny nuklearnej. Całkowicie pominięto również konwencjonalne planarne techniki obrazowania rentgenowskiego i izotopowego, w stosunku do których (biorąc pod uwagę liczbę wykonywanych badań diagnostycznych) cała tomografia nie przekracza kilkunastu procent. Jeżeli przyjąć, że podstawowym elementem każdego systemu obrazowania i urządzeń pomiarowych jest układ detekcyjny, to opis rodzaju i parametrów detektorów nie może być ograniczony do paru stron.

Większość przedstawionych tematów dotyczy zastosowania źródeł promieniowania jonizującego w diagnostyce i terapii, prowadząc w konsekwencji do zajęcia się problemem narażenia pacjentów w wyniku ekspozycji podczas badań diagnostycznych, co zostało częściowo omówione w odpowiednich rozdziałach.

Przedstawione uwagi na temat poszczególnych rozdziałów i całości układu podręcznika stanowią raczej życzenia recenzenta o jego rozszerzenie, niemożliwe do przeprowadzenia w tym wydaniu zgodnie z podanymi wyjaśnieniami redaktorów. Życzenia te, postulujące zwiększenie objętości podręcznika, potwierdzają jego wartość i oczekiwaną przydatność dla zainteresowanych tymi zagadnieniami czytelników.

Jerzy Tołwiński

Centrum Onkologii – Instytut
im. Marii Skłodowskiej-Curie
Warszawa

W pełni zgadzam się z uwagami prof. Tołwińskiego zawartymi w pierwszej części recenzji. Książka *Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii* jest niewątpliwie wartościową pozycją, przybliżającą wybrane zagadnienia fizyki medycznej. W uzupełnieniu przedstawię ocenę rozdz. 7, która nie znalazła się w materiale opisanym przez prof. Tołwińskiego, oraz dodam pewne uwagi dotyczące rozdz. 1 i 8.

W rozdz. 1 oprócz opisu niektórych detektorów stosowanych w medycynie znajduje się część poświęcona rejestracji i przetwarzaniu danych. Dobór materiału budzi zastrzeżenia. Niektóre istotne zagadnienia potraktowane są w sposób marginalny, natomiast pewna część materiału wydaje się zbędna.

Do najważniejszych zagadnień w dziedzinie przetwarzania danych należy próbkowanie i kwantyzacja sygnału.

Autor tylko jednym zdaniem wspomina, że częstość próbkowania powinna być dwukrotnie większa od największej częstości występującej w sygnale. Zasada Nyquista powinna być potraktowana znacznie szerzej – należałoby podać odpowiedni wzór, powiedzieć, skąd się bierze, opisać zjawisko maskowania. Warto byłoby również powiedzieć, kiedy należy stosować częstość znacznie lub niewiele większą od częstości wynikającej z zasady Nyquista, ewentualnie kiedy nie powinna ona być zbyt duża (przy stosowaniu modelu autoregresyjnego).

Podobnie nie jest należyście wyjaśniona sprawa kwantyzacji amplitudy. Należałoby podać wzór na błąd względny amplitudy w zależności od liczby bitów przetwornika analogowo-cyfrowego i zwrócić uwagę na fakt, że liczba bitów dostępna w procesie kwantyzacji amplitudy musi być dobrana do dynamiki sygnału. W tym samym rozdziale brak jest informacji o jednoczesnej konwersji wielu sygnałów i związanym z tym multipleksowaniem. Obecnie rejestracja najczęściej nie ogranicza się do jednego kanału.

W podrozdziale „Procesorowe systemy pomiarowe” Autor pisze, że praca off-line i on-line jest możliwa przy zastosowaniu kilku procesorów. Chodzi tu raczej o procesy. Jeden odpowiedniej klasy, właściwie zaprogramowany procesor może jednocześnie wykonywać wiele procesów; z drugiej strony kilka procesorów może być zaangażowanych w jeden proces.

W tym samym podrozdziale Autor pisze o systemie elektronicznego sterowania pomiarami CAMAC – chyba niepotrzebnie. CAMAC to już obecnie przeszłość; jest jeszcze niekiedy stosowany przez użytkowników, którzy się do niego przyzwyczaili albo nie są w stanie zastąpić go bardziej nowoczesnymi rozwiązaniami.

Autor stosuje niekiedy dość nieprecyzyjne określenia, np. „mając odpowiednią ilość przewodów możemy zapisać dowolną cyfrę” lub „układy wejścia lub wyjścia nieraz w znacznym stopniu ograniczają dostęp do komputera” – chyba mają za zadanie stworzyć dostęp, a ograniczenia związane są z szybkością dostępu. W całym rozdz. 1 powtarzają się dość niefortunne sformułowania typu: „transformujący wielkość analogową na cyfrę”, „przetwornik cyfry na napięcie” itp.

W rozdz. 7 (Elektrokardiografia i elektroencefalografia) Autor koncentruje się na opisie układów elektrod i układów wzmacniających, a informacja na temat samych sygnałów wydaje się zbyt skąpa. Część materiału podana jest w sposób zbyt rozwlekły (np. tłumaczenie dotyczące odprowadzeń dwubiegunowych czy metod pracy on-line lub off-line) Fragment dotyczący układów elektronicznych należało raczej umieścić w rozdziale 1. Natomiast pisząc o sygnałach EKG i EEG warto byłoby napisać, jak są generowane, jakie jest ich znaczenie kliniczne oraz podać metody ich analizy. Na ten ostatni temat nie ma właściwie nic oprócz wzmianki o zastosowaniu sieci neuronowych w systemach eksperckich. Sieci neuronowe są tylko niekiedy stosowane w ostatnim etapie analizy, który musi być poprzedzony parametryzacją sygnału, i o tym pierwszym etapie analizy należałoby napisać.

Wymieniając sygnały fizjologiczne, Autor nie wspomina o takich przebiegach, jak elektretinogram (ERG) i elektrodermogram (ERD); szczególnie pierwszy z nich jest bardzo ważnym testem klinicznym w chorobach oczu.

Opis układów elektrod, stosowanych w pomiarze EKG, jest bardzo dokładny. W przypadku EEG Autor wymienia układ 10-20; można by również wspomnieć o rozszerzonym układzie 10-20. Warto byłoby nadmienić, że odległość elektrod 2 cm, zapewniającą właściwe próbkowanie przestrzenne, uzyskuje się dopiero dla 120 elektrod. Zagadnienie elektrody odniesienia można by omówić szerzej, ponieważ obciąża ono pomiar i różne systemy odniesienia mają swoje zalety i wady. Zastosowanie odprowadzeń dwubiegunowych nie rozwiązuje sprawy; sygnały takie mają niejasną interpretację i w bardziej zaawansowanych badaniach system ten nie jest bynajmniej stosowany. Autor nie wyjaśnia, na czym miałyby polegać „neuroskanning” dla odprowadzeń dwubiegunowych.

Autor nie ustrzegł się pewnych błędów i nieścisłości, np. na s. 147 podaje, że amplituda sygnału EEG jest rzędu $1 \mu\text{V}$; otóż dla typowych elektrod wynosi ona kilkadziesiąt μV , a niekiedy dochodzi do $200 \mu\text{V}$. Według Autora stosuje się próbkowanie sygnału EEG z częstotścią 300 Hz. W typowych zastosowaniach klinicznych stosuje się filtr dolnoprzepustowy 50 Hz i częstotść próbkowania trochę powyżej 100 Hz. Niekiedy, głównie przy badaniu zależności czasowych, stosuje się większe, a nawet znacznie większe częstotści próbkowania, ale 300 Hz nie jest typową częstotścią próbkowania EEG.

Nie bardzo zrozumiałą jest dla mnie fragment tekstu odnoszący się do lokalizacji źródeł aktywności EEG. Autor pisze: „ze względu na to, że mózg pracuje w sposób ciągły, analiza EEG dla niskich częstotści pozwala ustalić z ograniczoną dokładnością miejsce powstania większych zaburzeń elektrycznych. To ograniczenie wiąże się z małą częstotścią dominującą w przebiegach EEG”. Dalej na s. 154: „obserwacja przebiegów o różnej częstotści pozwala na lokalizację źródeł o tej częstotści”. Lokalizacja źródeł czynności elektrycznej w mózgu wymaga rozwiązania problemu odwrotnego, który – jak wiadomo – nie ma jednoznacznego rozwiązania, a w przypadku EEG jest szczególnie trudny ze względu na geometrię głowy i różne przewodności ośrodków, w których propaguje się sygnał. Istnieje wiele metod lokalizacji; pracują nad tym sztaby ludzi, ale nie uzyskano jak dotąd w pełni satysfakcjonujących wyników. Dlaczego ograniczenie dokładności rozwiązania miałyby być związane z małą częstotścią dominującą w przebiegach, jak chce Autor na s. 148?

Podobnie mało zrozumiałą jest fragment: „W przypadku obserwacji w przebiegach EEG nagłych skoków napięcia, podobnych do szpilek, interesuje nas ich loka-

lizacja, częstość pojawiania się, amplituda itp.”. Czyba chodzi tu o iglice epileptyczne? Parametry, które wymienia Autor, interesują nas w przypadku różnych struktur przejściowych sygnału, nie tylko iglic. Interesuje nas również (a nawet przede wszystkim) charakterystyka widmowa sygnału i udział poszczególnych rytmów, o czym Autor w ogóle nie wspomina. Obecnie w analizie EEG stosowany jest szeroki wachlarz zaawansowanych metod analizy sygnałów, zarówno metody analizy sygnałów stacjonarnych, jak i niestacjonarnych, i sądzę, że warto było o nich wspomnieć.

Również w przypadku EKG stosowane są specyficzne metody. Dotyczą one nie tylko samego kształtu przebiegu EKG, ale również sygnału zmienności rytmu serca otrzymywanego na podstawie EKG, który też dostarcza wiele ciekawych informacji i jest przedmiotem badań naukowych oraz klinicznych. Innym zagadnieniem godnym poruszenia są różne metody kompresji sygnałów EKG.

Umiejscawiając EEG i EKG na tle innych badań, należałoby podkreślić ich wysoką rozdzielczość czasową w porównaniu np. z takimi metodami obrazowania, jak NMR czy PET, dzięki czemu stanowią one niezastąpione źródło informacji na temat dynamicznych procesów zachodzących w mózgu czy sercu.

W kontekście całej książki wydaje się, że rozdz. 7 należałoby znacznie poszerzyć w odniesieniu do EKG i EEG oraz dodać materiał dotyczący innych sygnałów, szczególnie tych o dużym znaczeniu klinicznym, jak EMG, ERG, OAE (sygnał emisji otakustycznej, który ostatnio nabiera coraz większego znaczenia w badaniach słuchu) albo w ogóle z tego rozdziału zrezygnować.

Do uwag prof. Tołwińskiego dotyczących rozdz. 8, z którymi się zgadzam, pragnę tylko dodać, że w wymienionych zastosowaniach światła laserowego dominuje raczej terapia i można by poświęcić więcej uwagi takim metodom diagnostycznym, jak mikroskopia konfokalna (badanie dna oka), polarymetria (ocena grubości włókien nerwowych), spójna tomografia optyczna oraz metody dopplerowskie (pomiar ukrwienia).

Podsumowując chciałabym podkreślić, że książka *Fizyczne metody diagnostyki i terapii* jest niewątpliwie wartościową pozycją, chociaż poziom poszczególnych jej rozdziałów nie jest wyrównany. Uwagi w dużej mierze dotyczą rozszerzenia materiału (być może istniałyby ograniczenia dotyczące objętości). Może w przyszłości Autorzy zdecydują się na napisanie nowego, rozszerzonego wydania; byłoby to ze wszech miar pożądane.

Katarzyna Blinowska

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

PTF

Nowy Zarząd Główny

Zebranie Delegatów Oddziałów PTF w dniu 18 września 2001 r. w Toruniu dokonało wyboru prezesa PTF i członków Zarządu Głównego na kadencję 1 stycznia 2002 r. – 1 stycznia 2004 r.

Prezesem został Maciej Kolwas (Warszawa). Nowo wybrany Zarząd Główny ukonstytuował się następująco: wiceprezesa – Katarzyna Chałasińska-Macukow (Warszawa) i Reinhard Kulesa (Kraków), sekretarz generalny – Aleksandra Kopystyńska (Warszawa), skarbnik – Marek Kowalski (Warszawa), członkowie – Andrzej Bielski (Toruń), Stanisław Chwirot (Toruń), Jan Gaj (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Mirosław Trociuk (Włocławek), Jerzy Warczewski (Katowice).

Oddział Częstochowski

Dnia 25 maja 2001 r. odbyło się walne zebranie Oddziału Częstochowskiego PTF, na którym omówiono działalność ustępującego Zarządu oraz wybrano Zarząd na nową kadencję. Zebrani uczcili minutą ciszy zmarłych w ostatnim czasie członków Oddziału: doc. dra Bogdana Całusińskiego, współzałożyciela i pierwszego przewodniczącego Oddziału, oraz dra Adama Cudaka, współorganizatora Seminariów Interdyscyplinarnych.

Ustępujący przewodniczący, Kazimierz Dziliński, przedstawił sprawozdanie z działalności Oddziału w okresie 1999–2001. Głównym kierunkiem pracy pozostawała integracja częstochowskiego środowiska fizyków w działalności naukowej, popularyzatorskiej i dydaktycznej. Odbyło się 6 posiedzeń naukowych. Szczególnym zainteresowaniem cieszył się wykład prof. Jana Klamuta „Gdzie jest pies pogrzebany w nadprzewodnictwie wysokotemperaturowym”.

W ramach działalności popularyzatorskiej członkowie Oddziału (pracownicy instytutów fizyki WSP w Częstochowie i Politechniki Częstochowskiej) prowadzili zajęcia dla młodzieży szkół średnich i podstawowych w postaci zamawianych przez szkoły pokazów doświadczeń fizycznych. Odbyły się 184 takie pokazy (160 w IF WSP i 24 w IF PCz), które obejrzało ponad 9 tys. uczniów. Pracownicy obu Instytutów Fizyki, w tym głównie członkowie PTF, brali udział w demonstracjach zjawisk fizycznych organizowanych w ramach Festiwalu Nauki „Śląsk 2000”, który odbył się w dniach 21–24 września 2000 r. Ponadto M. Głowacki brał udział w audycjach lokalnego radia „FIAT” popularyzujących wiedzę z zakresu fizyki. Kontynuowano także organizację Olimpiad Fizycznych I

i II stopnia dla uczniów z województw częstochowskiego, kieleckiego i opolskiego.

Zdecydowano utrzymać obniżone w stosunku do zaproponowanych przez Zarząd Główny składki członkowskie, przekazując jednak do Zarządu Głównego należną kwotę. W dyskusji przypomniano również wizytę w Oddziale prezesa Zarządu Głównego PTF prof. Ireneusza Strzałkowskiego w marcu 2001 r. i jego pozytywną ocenę pracy Oddziału. Godnym podkreślenia jest również fakt uzyskania w 2001 r. przez Instytut Fizyki WSP prawa nadawania stopnia doktora nauk fizycznych, co świadczy o dużej randze naukowej fizyków środowiska częstochowskiego. Na Politechnice Częstochowskiej (na Wydziale Metalurgii i Inżynierii Materiałowej) uruchomiono zaś nowy kierunek studiów – *fizyka techniczna* ze specjalnością *fizyka komputerowa*, na poziomie studiów inżynierskich. Tak więc, po raz pierwszy w ponadpięćdziesięcioletniej historii istnienia fizyki na PCz, Instytut Fizyki ma swój kierunek i kształci swoich studentów (prowadząc jednocześnie zajęcia na wszystkich wydziałach Uczelni).

W czasie trwania kadencji 5 osób ubyło z Oddziału (2 osoby zmarły, 3 zrezygnowały z członkostwa), przyjęto zaś jednego nowego członka. Oddział Częstochowski liczy obecnie 58 osób.

Po zapoznaniu się ze sprawozdaniem Zarządu i Komisji Rewizyjnej zebrani udzielili jednogłośnie absolutorium ustępującemu Zarządowi.

Następnie wybrano Zarząd Oddziału na kadencję 2001–2003 w następującym składzie: przewodniczący – Stanisław Tkaczyk, wiceprzewodnicząca – Danuta Płusa, sekretarz – Jarosław Solecki, skarbnik – Ewa Jakubczyk, członkowie – Zygmunt Bąk, Marian Głowacki, Henryk Kołodziej, Maria Stefańska, Józef Świątek, Bolesław Wysocki, Jerzy J. Wysocki. Korespondentem *Postępów Fizyki* pozostał Jerzy J. Wysocki. Komisję Rewizyjną wybrano w składzie: Ryszard Hrabański, Romualda Pfranger i Lucyna Schab.

Jerzy J. Wysocki

Litewskie Towarzystwo Fizyczne honoruje Ireneusza Strzałkowskiego

W trakcie 3rd Informal Physical Societies Exchange Conference, która odbyła się w czasie XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich we wrześniu 2001 r. w Toruniu, prezes Litewskiego Towarzystwa Fizycznego prof. Zenonas Rokus Rudzikas podał do wiadomości, że Towarzystwo to wybrało na swego członka honorowego prof. Ireneusza Strzałkowskiego (ustępującego prezesa PTF). Wybór ten jest wyrazem potwierdzenia dobrej współpracy, jaka zawiązała się między obu Towarzystwami w okresie prezesury prof. Strzałkowskiego.

Był to już drugi wybór członka honorowego LTF – pierwszym został sir Arnold Wolfendale, były prezes Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

B. W.

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej otrzymał w dniu 4 października 2001 r. Grzegorz Jan Kamieniarz (UAM).

www.prezydent.pl/nawosci

Stefan Pokorski członkiem PAU

Polska Akademia Umiejętności wybrała w czerwcu 2001 r. Stefana Pokorskiego na swojego członka korespondenta.

Stefan Pokorski (ur. 1942 r.) jest profesorem zwyczajnym w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego i twórcą warszawskiej szkoły teorii oddziaływań fundamentalnych. Kilkunastu jego uczniów doktoryzowało się, a kilku zostało profesorami. Dzięki istotnemu dorobkowi badawczemu w zakresie fizyki cząstek i oddziaływań fundamentalnych jest on obecnie jednym z najbardziej znanych uczonych polskich na arenie światowej. Tematyka jego badań w ostatnich latach obejmuje testowanie Modelu Standardowego i jego supersymetrycznych rozszerzeń, teorię strun i modele z dodatkowymi wymiarami czasoprzestrzeni.

Stefan Pokorski jest od roku 1991 członkiem korespondentem Polskiej Akademii Nauk, w latach 1991–93 był prezesem Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Zygmunt Ajduk

Fizyka i chemia na UKSW

Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego, drugi państwowy uniwersytet w Warszawie, powstał w 1999 r. z przekształcenia Akademii Teologii Katolickiej po utworzeniu na tej uczelni wydziałów reprezentujących nauki inne niż kościelne (prawo, historia i nauki społeczne, nauki humanistyczne). W 2000 r. powstał na UKSW Wydział Matematyki, będący pierwszym wydziałem niehumanistycznym tego Uniwersytetu.

W lutym 2001 r. zostało zawarte porozumienie między Uniwersytetem, Szkołą Nauk Ścisłych (warszawską uczelnią niepaństwową, o której pisaliśmy w *Postęпах* – por. z. 6/1993 i 1/1995), jej założycielem, tj. Fundacją im. Stanisława Ulama, oraz instytucjami wspierającymi Szkołę: Centrum Fizyki Teoretycznej PAN, Instytutem Chemii Fizycznej PAN i Instytutem Fizyki PAN oraz Instytutem Technologii Elektronowej. Jego sygnatariusze wyrazili wolę utworzenia na UKSW kierunków *fizyka* i *chemia* z wykorzystaniem kadry naukowej Instytutów oraz dorobku i doświadczenia SNŚ. Uniwersytet wyraził gotowość zatrudnienia odpowiedniej liczby profesorów fizyki i chemii oraz przeniesienia na UKSW studentów

SNŚ, a Instytuty – gotowość udostępnienia swoich laboratoriów, bibliotek i sal dla potrzeb dydaktycznych tych kierunków studiów oraz objęcia opieki merytorycznej nad studiami na tych kierunkach, realizowanej za pośrednictwem Rad Programowych kierunków.

Kierunki *fizyka* i *chemia* otwarto na Uniwersytecie w czerwcu 2001 r. Wydział Matematyki zmienił nazwę na Wydział Matematyczno-Przyrodniczy – Szkoła Nauk Ścisłych. W ramach Wydziału powstały Katedry: Fizyki, kierowana przez prof. Marka Kusia, oraz Chemii, kierowana przez prof. Zofię Dunin-Borkowską, a także jednostka dydaktyczna o nazwie Szkoła Nauk Ścisłych, kierowana przez prof. Tadeusza Skośkiewicza. Jednostka ta prowadzi zintegrowane studia licencjackie na makroekierunku *matematyka, fizyka i chemia* oraz studia magisterskie uzupełniające na kierunkach *fizyka* i *chemia*. Prodziekanem Wydziału ds. kierunków *fizyka* i *chemia* został autor tej notatki.

Z początkiem października na UKSW przenieśli się dotychczasowi studenci niepaństwowej Szkoły Nauk Ścisłych, a także studenci jej I roku, przyjęci na studia w lipcu br. W dniu 15 października w audytorium Instytutu Fizyki PAN odbyła się pierwsza inauguracja roku akademickiego na nowym wydziale, w której wzięli udział: JM Rektor UKSW, ks. prof. Roman Bartnicki, prorektor prof. Zygmunt Niewiadomski, dyrektor IF PAN prof. Robert R. Gałązka, przedstawiciele dyrekcji pozostałych Instytutów, wykładowcy i studenci Wydziału. Wszyscy nowo przyjęci studenci Wydziału (ok. 100 na kierunek matematyka, ok. 40 na studia zintegrowane oraz studenci matematyki na studiach wieczorowych i zaocznych) otrzymali indeksy i złożyli ślubowanie. Wykład inauguracyjny „Matematyka w kropli krwi” wygłosił dziekan Wydziału, prof. Marek Kowalski. Uroczystość uświetnił udział chóru UKSW.

W trakcie uroczystości prof. Tadeusz Skośkiewicz, jeszcze jako rektor niepaństwowej Szkoły Nauk Ścisłych, wręczył dyplomy wybitnym tegorocznym absolwentom Szkoły: mgr fizyki Radosławie Bach i lic. Romanowi Werpachowskiemu. Oboje ukończyli studia z wynikiem celującym.

Przypomnijmy, że Szkoła Nauk Ścisłych powstała w 1993 r. z inicjatywy środowiska naukowego placówek PAN działających w zakresie nauk ścisłych. Jej inicjatorzy kierowali się trzema głównymi przesłankami. Po pierwsze, uważali, że należy włączyć potencjał intelektualny i materialny instytutów PAN w proces kształcenia na poziomie szkolnictwa wyższego, zwłaszcza w czasie, gdy zwiększenie współczynnika skolaryzacji uznano powszechnie za niezbędne. Po drugie, byli zdania, że nauczanie studentów jest konieczne dla rozwoju naukowców i zapewnienia właściwego poziomu prowadzonych przez nich badań. Po trzecie wreszcie, liczone na to, że bezpośredni udział w kształceniu studentów umożliwi zgodne z potrzebami przygotowanie kandydatów na studia doktoranckie, od dawna istniejące przy instytutach PAN.

To ostatnie nie oznacza bynajmniej, że Szkoła miała być uczelnią elitarną. Wprost przeciwnie, uważano, że

przyszłych naukowców będzie się wychowywać niejako „przy okazji” studiów przygotowujących do działania w wielu sektorach nowoczesnego rynku pracy. Założenie to zdecydowało o kształcie studiów w Szkole. Były one dwustopniowe. Studia zawodowe (licencjackie) odbywały się na makrokierunku *matematyka, fizyka i chemia*, o profilu zorientowanym nie tylko na podstawowe przygotowanie w zakresie tych nauk ścisłych, ale i na liczne zastosowania i przedmioty uzupełniające (język angielski na odpowiednim poziomie, statystyka, ekonomia oraz wiele zajęć z metod komputerowych). Pełna specjalizacja (w zakresie matematyki, fizyki lub chemii) następowała dopiero w fazie studiów magisterskich uzupełniających.

Koncepcja ta potwierdziła się w praktyce. Absolwenci Szkoły znaleźli zatrudnienie w wielu różnych dziedzinach – w firmach komputerowych, ubezpieczeniowych i farmaceutycznych, w zakresie zarządzania i doradztwa, w szkołach i instytutach naukowych. Zgodnie z oczekiwaniami, niektórzy absolwenci zdecydowali się na karierę naukową i podjęli studia doktoranckie w instytutach PAN (lub za granicą) albo zostali zatrudnieni jako asystenci. W najbliższym czasie pierwsi z nich będą bronić swych rozpraw doktorskich. Dwukrotnie absolwenci Szkoły zdobywali nagrody PTF za najlepsze prace magisterskie z fizyki. Szkoła Nauk Ścisłych była zawsze bardzo wysoko klasyfikowana w rankingach miesięcznika edukacyjnego *Perspektywy* i tygodnika *Wprost*, a w roku 2001 zdobyła Złoty Indeks *Wprost* jako najlepsza niebiznesowa uczelnia niepaństwowa.

Szkoła powstała jako uczelnia niepaństwowa, gdyż była to (i jest nadal) jedyna alternatywa dla uczelni państwowej, tworzonej na drodze ustawy sejmowej. Jednak przez cały czas działania Szkoła funkcjonowała dzięki życzliwości i wsparciu instytutów (głównie PAN-owskich), udostępniających jej sal, pracowni, bibliotek, sieci komputerowych itp. oraz umożliwiających wykorzystanie swych pracowników jako nauczycieli akademickich Szkoły. Była to więc uczelnia niepaństwowa, działająca dzięki potencjałowi państwowych placówek naukowych. Ten stan nie mógł trwać w nieskończoność. Twórcy Szkoły zdawali sobie z tego sprawę – liczyli na to, że powstanie Szkoły będzie impulsem początkującym zmiany w funkcjonowaniu Polskiej Akademii Nauk, tak by jej placówki mogły być instytucjonalnie włączone w edukację narodową.

Niestety, nic takiego nie nastąpiło. Nowa ustawa o Polskiej Akademii Nauk uznała wprawdzie działalność edukacyjną za jeden z celów działania Akademii, ale na tym ogólnym stwierdzeniu poprzestała, co nie przybliżyło celu, jaki marzył się twórcom Szkoły – uniwersytetu państwowego Polskiej Akademii Nauk. Szkoła Nauk Ścisłych miała zawsze nadzieję stać się częścią większej, wielodyscyplinarnej szkoły wyższej. Przemawiały za tym i względy ekonomiczne, i nadzieja na lepszą jakość kształcenia, związana z szerszą ofertą programową i kontaktami ze studentami innych kierunków. W czasie ośmiu lat funkcjonowania Szkoły pojawiło się kilka inicjatyw edukacyjnych na poziomie uniwersyteckim, jednak żadna z nich nie doczekała się realizacji. Powstało również kilka uczelni

niepaństwowych przy instytutach PAN, lecz nie udało się doprowadzić do ich instytucjonalnego współdziałania – zbyt rozbieżne są ich cele i możliwości komercyjne.

Po powstaniu Uniwersytetu Kardynała Stefana Wyszyńskiego okazało się, że obie uczelnie – Uniwersytet i Szkoła – są bardzo zainteresowane połączeniem swych wysiłków. Uniwersytet pragnie rozszerzyć swą działalność na inne dziedziny, a Szkoła ma wreszcie szansę stać się częścią prawdziwego uniwersytetu. W trakcie kilkumiesięcznych rozmów nad formą wspólnego działania obie strony wykazały wielką wzajemną życzliwość i gotowość poszanowania potrzeb partnera. Bardzo pomocna była postawa władz Wydziału Matematyki, całkowicie zgodnych co do potrzeby istnienia studiów interdyscyplinarnych w zakresie nauk ścisłych. Wreszcie niezbędną wprost przesłanką sukcesu całego przedsięwzięcia była gotowość współpracy i opieki nad działaniem kierunków *fizyka i chemia* ze strony wymienionych już instytutów PAN.

Jesteśmy przekonani, że tradycje i sukcesy Szkoły Nauk Ścisłych będą z powodzeniem kontynuowane na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym UKSW, którego profesorami zostali m.in. wszyscy dotychczasowi rektorzy Szkoły: profesorowie Jan Mostowski, Kazimierz Rzążewski i Tadeusz Skońkiewicz. Jesteśmy też pewni, że naszym studentom będziemy mogli zapewnić jeszcze lepsze, pełniejsze wykształcenie dzięki współdziałaniu zarówno w obrębie Wydziału, jak i całego Uniwersytetu.

Mirosław Łukaszewski

Nagroda EPS dla Banaszka

Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) przyznało w 2001 r. Nagrodę Fresnela w dziedzinie badań podstawowych Konradowi Banaszce za „wybitny wkład w zrozumienie natury światła nieklasycznego i zastosowania w kwantowym przetwarzaniu informacji, w szczególności silnie skorelowanych »bifotonów« – par silnie skorelowanych fotonów”.

Konrad Banaszek urodził się 14 lipca 1973 r. w Gdyni. Jako uczeń I LO im. M. Kopernika w Gdańsku został w 1992 r. laureatem XLI Olimpiady Fizycznej. W tym samym roku zdobył srebrny medal na Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej w Helsinkach. W latach 1987–1992 był stypendystą Krajowego Funduszu na rzecz Dzieci. W latach 1992–1997 studiował fizykę na Uniwersytecie Warszawskim. Od drugiego roku do końca studiów otrzymywał stypendium Ministra Edukacji Narodowej dla wybitnych studentów. Ukończył studia z wyróżnieniem, a jego praca magisterska „Operacyjna detekcja homodynowa” została wyróżniona 2. nagrodą Polskiego Towarzystwa Fizycznego w konkursie na najlepszą pracę magisterską z fizyki. W roku 2000 uzyskał stopień doktora nauk fizycznych na Wydziale Fizyki UW. Praca doktorska „Measuring Quantum State in Phase Space”, przygotowana podobnie jak praca magisterska pod kierunkiem prof. Krzysztofa Wódkiewicza z Instytutu Fizyki Teoretycznej UW, otrzymała wyróżnienie. Jako student, a póź-

niej doktorant Wydziału Fizyki UW Konrad Banaszek odbył krótkie staże naukowe we Vrije Universiteit w Amsterdamie, GSI w Darmstademie, Imperial College w Londynie oraz Università di Pavia. W roku 2000 pracował jako postdoctoral fellow na Uniwersytecie w Rochester, USA, a od stycznia 2001 r. pracuje na uniwersytecie w Oksfordzie jako postdoctoral research assistant.

Zainteresowania naukowe Konrada Banaszka dotyczą badania podstaw mechaniki kwantowej metodami optycznymi. W ramach swojej pracy magisterskiej zaproponował on oryginalny sposób wyznaczania funkcji Wignera modu światła, oparty na pomiarze homodynowym. Metoda ta umożliwia kompletną charakteryzację obiektu kwantowego (w tym przypadku fotonu), a wyniki pomiaru dostarczają pełnej, kwantowej informacji o stanie badanego obiektu. Doświadczenie ilustrujące przydatność tej metody zostało wykonane przez Konrada Banaszka wspólnie z grupą pracowników Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW.

W serii prac Konrad Banaszek rozważał konsekwencje umiejętności precyzyjnego pomiaru stanu kwantowego dla badania podstaw mechaniki kwantowej. Wykazał m.in., że dzięki jego metodzie można precyzyjnie testować metodami optycznymi nierówność Bella. Prace te stały się inspiracją do wykonania doświadczenia w grupie prof. I. Walmsleya na Uniwersytecie w Rochester. Pomiar wykazał istnienie nielokalnych korelacji w przestrzeni fazowej dla par fotonów wytwarzanych w procesie parametrycznym.

Jednym z najważniejszych zagadnień dotyczących rekonstrukcji stanu kwantowego jest wpływ błędu statystycznego i skończonej wydajności detektorów pojedynczych fotonów. Konrad Banaszek pokazał, że stosowanie odpowiednich algorytmów pozwala istotnie zmniejszyć wpływ tych niekorzystnych efektów na wierność rekonstrukcji stanu kwantowego. W jednej z ostatnich prac Banaszek analizował zagadnienia ściśle związane z informatyką kwantową. Pokazał, w jaki sposób częściowy pomiar stanu kwantowego zaburza ten stan. W pomiarach tego typu jest zawsze konieczny kompromis między ilością zdobytej informacji a stopniem zaburzenia wyjściowego stanu kwantowego badanego obiektu.

Dorobek naukowy Laureata obejmuje ponad 20 publikacji w najlepszych międzynarodowych czasopismach naukowych z dziedziny fizyki.

Konrad Banaszek jest członkiem Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej.

Czesław Radzewicz

Krajowe Laboratorium FAMO w Toruniu

Historia powstania Laboratorium jest krótka. W 1997 r. środowisko optyków organizuje się spontanicznie wokół nowo powstałej Sekcji Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej Komitetu Fizyki PAN. Po kilku spotkaniach FAMO (taki przyjął się skrót), odbywających się dość regularnie, na których dyskutowaliśmy naszą aktualną, ale i możliwą w przyszłości tematykę, postanowiliśmy we wrześniu 1999 r. w Toruniu podjąć wspólnym działaniem próbę przekroczenia bariery niemożności doświadczalnej w naszej dziedzinie. Dodatkową zachętą była wyjątkowa atmosfera wokół dziedziny FAMO związana m.in. z Nagrodą Nobla za „zimne atomy” i realizacją kondensatu Bosego–Einsteina przez chłodzenie laserowe. Dyskusję nad różnymi propozycjami działania rozpoczęliśmy na XXXV Zjeździe Fizyków Polskich (Białystok 1999). Doprowadziła ona do wspólnego wystąpienia o grant inwestycyjny umożliwiający stworzenie Krajowego Laboratorium FAMO w Toruniu. Wyjątkowa atmosfera panująca w Instytucie Fizyki UMK, wielka rola dziedziny FAMO w tym Instytucie, Instytutu w Uniwersytecie, a Uniwersytetu w Toruniu zdecydowały o wyborze tego Instytutu spośród ofert przedstawionych także przez inne ośrodki.

W kwietniu 2001 r. KBN przyznał dotację celową w wysokości 6 mln zł na podstawowe wyposażenie. Pozwoliło to Senatowi UMK utworzyć Krajowe Laboratorium FAMO, zaś Rektorowi UMK powołać Radę Naukową Laboratorium, jej przewodniczącą (prof. Wojciech Gawlik, IF UJ), wiceprzewodniczącą (prof. Kazimierz Rządowski, CFT PAN) i dyrektora Laboratorium (prof. Stanisław Chwirot, IF UMK). Ponadto KBN ogłosił konkurs na grant zamawiany „Nowoczesne metody fizyki zimnej materii i inżynierii kwantowej”. Uniwersytet Mikołaja Kopernika wykonał we własnym zakresie gruntowny remont pomieszczeń, które przeznaczył dla Laboratorium.

Tomasz Dohnalik

Stałe fizyczne (1998)

Na stronie internetowej Polskiego Towarzystwa Fizycznego <http://www.fuw.edu.pl/~ptf/stale/> został zamieszczony artykuł Macieja Suffczyńskiego i Pawła Janiszewskiego (obaj z IF PAN) omawiający analizę wyrównywania wartości stałych fizycznych oraz podający aktualne wartości podstawowych stałych fizycznych wyrównane w 1998 r. i współczynniki przeliczania równoważników energii jednostek SI.

B. W.

Wzorzec jednostki aktywności promieniotwórczej radionuklidów

W kwartalniku *Postępy Techniki Jądrowej* ukazał się artykuł Andrzeja Chylińskiego, Ryszarda Brody i Tomasza Radoszewskiego omawiający realizację techniczną państwowego wzorca jednostki miary aktywności promieniotwórczej radionuklidów i sposób powiązania go ze światowym systemem wzorców. Polski wzorzec państwowy został ustanowiony przez prezesa Głównego Urzędu Miar w 1999 r. i znajduje się w Ośrodku Badawczo-Rozwojowym Izotopów POLAM w Świerku.

Artykuł omawia również sposób przenoszenia tego wzorca na wzorce niższego rzędu, stosowane głównie do skalowania przyrządów pomiarowych.

Postępy Techniki Jądrowej 44, nr 2 (2001)

B. W.

Fizyka w zastosowaniach

Komisja Fizyki Stosowanej i Techniki Lubelskiego Oddziału PAN oraz Oddział Lubelski PTF zorganizowały sesję naukową „Fizyka w zastosowaniach”. Obradom przewodniczyli: prof. Ryszard Walczak, przewodniczący Komisji, i prof. Andrzej Niewczas, przewodniczący Sekcji Techniki.

Sesje „Fizyka w zastosowaniach”, odbywające się w pierwszy czwartek czerwca każdego roku, są jedną z form działalności Komisji Fizyki Stosowanej i Techniki PAN, która powstała z inicjatywy lubelskiego środowiska fizyków i techników. W obecnej sesji wzięło udział kilkadziesiąt osób z UMCS-u, Politechniki Lubelskiej, Akademii Rolniczej i Akademii Medycznej. Materiały zostaną opublikowane w biuletynie informacyjnym Lubelskiego Oddziału PAN *Eksploatacja i Niezawodność*.

Lubelski Oddział PAN obejmuje swoim zasięgiem ośrodki naukowe województw lubelskiego i podlaskiego. Głównym celem spotkań naukowców jest wymiana informacji na temat prowadzonych badań i posiadanej aparatury oraz inicjowanie wspólnych projektów badawczych.

Elżbieta Jartych

Superkomputer w Berkeley

W Lawrence Berkeley National Laboratory pracuje od sierpnia 2001 r. superkomputer IBM RS/6000 SP mogący wykonywać $5 \cdot 10^{12}$ operacji na sekundę. Otrzymał nazwę „Seaborg” dla upamiętnienia Glenna Seaborga, laureata Nagrody Nobla z chemii w 1951 r., dawnego dyrektora tego Laboratorium. Jest to największy dostępny dla celów cywilnych komputer Ministerstwa Energetyki USA; jest on już wykorzystywany w badaniach klimatu i w astrofizyce.

Nature 413, nr 6857 (2001)

B. W.

Jak fizyk „nakrył” ściągających studentów

Louis Bloomfield prowadzi na Uniwersytecie stanu Wirginia wstępny wykład „Jak rzeczy działają” dla studentów nie-fizyków. Jako egzamin mieli napisać esej (1500 słów) opisujący działanie wybranego urządzenia i przesłać go pocztą elektroniczną. Wobec podejrzania, że niektórzy z nich nadawali plagiaty prac egzaminacyjnych z poprzednich lat, Bloomfield ułożył program komputerowy, który wykrywał ciągi 6 słów powtarzających się w więcej niż jednej pracy. Taką kontrolą objął materiały z ostatnich 3 lat. Program pokazał powtarzające się fragmenty, a co gorzej, okazało się, że wiele prac było dosłownie skopiowanych z lat poprzednich. Skutek – ponad 120 studentów stanie przed komisją dyscyplinarną. Grozi im usunięcie z uczelni, a tym, którzy już ukończyli studia, może być odebrany dyplom.

Okazało się, że używanie komputera ułatwia nie tylko plagiaty, lecz także ich wykrywanie.

Phys. World 14, nr 6 (2001)

B. W.

Michalina Massalska (1915 – 2000)

Michalina Massalska urodziła się 6 sierpnia 1915 r. w Pilźnie, woj. tarnowskie, z ojca Stanisława Wlassaka i matki Marii z domu Heinz. Zmarła 17 sierpnia 2000 r. w Krakowie.

Do szkoły podstawowej i średniej uczęszczała w latach 1921–32 w Mysłowicach na Górnym Śląsku i tam też w czerwcu 1932 r. uzyskała świadectwo dojrzałości. W latach 1932–38 studiowała na Uniwersytecie Jagiellońskim i uzyskała dyplom magistra filozofii z zakresu fizyki. Od września 1937 r. do września 1939 r. była nauczycielką fizyki i chemii w gimnazjum i liceum żeńskim w Wadowicach. W okresie okupacji brała udział w tajnym nauczaniu na terenie Krakowa, Koszyc i Ostrowca Świętokrzyskiego, pracując jednocześnie od stycznia 1941 r. do lutego 1942 r. jako sekretarz redakcji *Wiadomości Aptekarskich*, a następnie jako magazynierka w młynie Wroczków pod Koszycami. Przez ostatnie dwa lata wojny pracowała w sklepie pana Wrony w Krakowie. Po wojnie, od 1 kwietnia 1945 r. do 30 sierpnia 1955 r. pracowała na stanowisku asystenta w Zakładzie Fizyki UJ.

W roku 1949 wyszła za mąż za Jerzego Michała Massalskiego i 24 grudnia urodziła córkę Marię, a w roku 1952 syna Jerzego Michała (1952–1970). Przez pierwsze lata po wojnie była kierowniczką Domu Studentek „Jedność” przy ul. Reymonta w Krakowie i wiceprzewodniczącą Bratniej Pomocy Studentów UJ (w okresie, gdy kuratorem Bratniaka był prof. Stanisław Pigoń). Wiceprzewodniczącym Bratniej Pomocy był także Karol Wojtyła, co było podstawą spotkania byłego Zarządu i jego przewodniczącego dra Jana Deszcza z papieżem Janem Pawłem II w maju 1980 r. w Watykanie.

Od lipca 1955 r. Michalina Massalska została zatrudniona jako adiunkt w Zakładzie Geofizyki PAN w Krakowie, gdzie zajmowała się pomiarami skażeń po wybuchach jądrowych. W roku 1962 zrezygnowała z tej pracy z powodu ciężkiej choroby i powikłań (diabetes insipidus). Następnie do września 1970 r. pracowała na pół etatu w Wyższej Szkole Wychowania Fizycznego w Krakowie, zajmując się nauczaniem fizyki. Od września 1970 r. do września 1972 r. była zatrudniona w X Liceum w Krakowie, a od września 1972 r. w Liceum Korespondencyjnym przy Liceum Sobieskiego (godziny zleczone). W 1960 r. otrzymała Nagrodę Państwowej Rady ds. Wykorzystania Energii Jądrowej, a w roku 1974 Nagrodę Zespołową II stopnia Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego za podrecznik. Była współautorką 4 wielokrotnie wznawianych książek dydaktycznych. Lubiła pracę dydaktyczną i solidnie się do niej przygotowywała. Lubili ją też studenci.

Jerzy Michał Massalski

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).

2002

10 – 13 czerwca 2002, Kazimierz Dolny

IV Int. Symp. Ion Implantation and Other Application of Ions and Electrons

Inst. Fizyki UMCS, Pol. Wrocławska, Pol. Lubelska; Janusz Filiks, IF UMCS, pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, tel. (081) 5376154, fax: (081) 5376191, adr.el.: ION2002@tytan.umcs.lublin.pl.

A: 15.4.02, P, U: 100, O: 900 zł., ang.

1 – 5 lipca 2002, Wrocław

Europhysical Conference on Defects in Insulating Materials, EURODIM 2002

Inst. Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN i Politechnika Wrocławska; dr B. Macalik, INTiBS PAN, Okólna 2, 50-950 Wrocław, tel.: (71) 3435021, fax: (71) 3445021, adr.el: eurodim@int.pan.wroc.pl, Internet: www.int.pan.wroc.pl/ks/konferencje/eurodim2002/eurodim2002.asp. Z: 30.9.01, ang.

16 – 19 września 2002, Ustroń

III Int. Seminar on Semiconductor Gas Sensors – SGS 2002

Inst. Fizyki PŚI.; dr hab. Jacek Szuber, IF PŚI, Krzywoustego 2, 44-100 Gliwice, tel.: (32) 2372057, fax: (32) 2372216, adr.el.: szuber@zeus.polsl.gliwice.pl, Internet: zeus.polsl.gliwice.pl/~zm/sgs2002

A: 31.5.02, P, U: 60, O: 300 euro, ang.

NOWE KSIĄŻKI

- J. Robert Dorfman, *Wprowadzenie do teorii chaosu w nierównowagowej mechanice statystycznej*, z jęz. angielskiego tłum. Andrzej Majhofer; PWN, Warszawa 2001, s. 236.
- Philip J. Davis, Reuben Hersh, Elena Anne Marchisotto, *Świat matematyki*, z jęz. angielskiego tłum. Roman Duda, wyd. II, PWN, Warszawa 2001, s. 417.
- Tao Pang, *Metody obliczeniowe w fizyce – fizyka i komputery*, z jęz. angielskiego tłum. Mirosław Łukaszewski, Arkadiusz Orłowski i Maciej Pindor; PWN, Warszawa 2001, s. 393.
- Ryszard Rudnicki, *Wykłady z analizy matematycznej*, PWN, Warszawa 2001, s. 536.
- Roman F. Nalewajski, *Podstawy i metody chemii kwantowej*, PWN, Warszawa 2001, s. 345.
- Ian Stewart, *Czy Bóg gra w kości – nowa matematyka chaosu*, z jęz. angielskiego tłum. Włodzimierz Komar i Michał Tempczyk; PWN, Warszawa 2001, s. 447.
- *Fotograficzny atlas Księżycy*, red. Jeremy Cook, z jęz. angielskiego tłum. Jarosław Włodarczyk; Prószyński i S-ka, Warszawa 2001, cena 70 zł.

SPIS TREŚCI TOMU 52 (2001)

Zeszyt 1

G. 't Hooft – Twarzą w twarz z nieskończonością (tłum. K.A. Meissner)	1
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
J. Stankowski, N. Piślewski – Od zakładu Instytutu Fizyki do Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu	10
ROZMOWY	
W parze z odwagą winien iść rozsądek – Rozmowa z Janem Łopuszańskim	15
NAUCZANIE FIZYKI	
T. Morek – Uwagi o funkcjonowaniu studenckich pracowni fizycznych	38
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
J. Szuber – SGS 2000	41
RECENZJE	
100 lat fizyki na Politechnice Warszawskiej, red. W. Bogusz, S. Cwiok, J. Jasiński (rec. J. Hurwic)	42
Słownik fizyki, red. Alan Isaacs (rec. A. Zastawny)	44
LISTY DO REDAKCJI	
W. Łużny – O ciekawych książkach popularnonaukowych	46
B. Jancewicz – O hipotezie tworzenia materii	47
M. Jaroszyński – Uwagi o hipotezie „reakcji materii”	48
KRONIKA	49

Zeszyt 2

K. Rzążewski – O prędkości światła	57
A. Kent – Nocne rozmyślenia fizyka kwantowego (tłum. Z. Białynicka-Birula)	68
RÓŻNE	
K. Zalewski – Fizyka w Polsce w roku 2000	78
J. Majewski – Pomiarzy a zjawiska fizyczne	91
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
M. Kuśmierk, J. Mostowski – Fizyka na Scenie	95
RECENZJE	
P.G. Hewitt: Fizyka wokół nas (rec. A. Miłoś)	97
NAGRODY NOBLA 2000	
M. Bugajski – Technologia informacji (Nagroda Nobla z fizyki)	100
M. Kryszewski – Polimery przewodzące prąd elektryczny (Nagroda Nobla z chemii)	102
P. Suffczyński – Przekazywanie sygnałów w układzie nerwowym (Nagroda Nobla z fizjologii i medycyny)	105
KRONIKA	107

Zeszyt 3

G.M. Zaslavsky – Dynamika chaotyczna a geneza praw statystycznych (tłum. R. Kutner)	113
RÓŻNE	
Granty KBN z fizyki: XVIII i XIX konkurs	125
K. Grotowski, A. Sobiczewski – Bieżące informacje o PAU	131
J.M. Massalski – ISO 31 – leksykon SI	134
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
A. Kiejna – Kazimierz F. Wojciechowski (1931 – 2000)	137
C.P. Enz – Setna rocznica urodzin Wolfganga Pauliego (tłum. B. Wojtowicz)	139
NAUCZANIE FIZYKI	
K. Bajer – Studia Licencjackie „Fizyka środowiska” na Uniwersytecie Warszawskim	142
E. Boeker – Koncepcja nauczania fizyki środowiska (tłum. T. Szoplik)	148
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
T. Story, L. Dobaczewski – Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników, Osaka 2000	156
B. Jancewicz, R. Kerner – 37. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej	157
RECENZJE	
A. Huczko: Fulereny. Nobel za węglowe piłeczki (rec. W. Kempieński)	158
LISTY DO REDAKCJI	
J. Krakowski – Uwagi na temat nauczania fizyki: głos nauczyciela	161
KRONIKA	162

Zeszyt 4

W. Królikowski – Masy neutrin	169
RÓŻNE	
J. Witczak – Filozofia przyrody w roku 1000	177
A. Sobiczewski – Centralna Komisja ds. Tytułu Naukowego i Stopni Naukowych	184
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
A. Mycielski – Witold Giriat (1926 – 2001)	192
NAUCZANIE FIZYKI	
D. Goodstein – Nadchodzi rewolucja w nauczaniu fizyki (tłum. M. Staszal)	195
NOWOŚCI NAUKOWE	
K.I. Wysokiński – Nadprzewodnictwo – niespodziewane odkrycia	198
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Jerzy Gronkowski – X-TOP 2000	207

RECENZJE

Fizyczne metody badań w biologii, medycynie i ochronie środowiska, red. A.Z. Hrynkiewicz, E. Rokita (rec. A. Kopystyńska, J. Gronkowski)	209
J. Gaj: Elektryczność i magnetyzm (rec. S. Hałas)	212
P. Kowalczyk: Fizyka cząsteczek. Energie i widma (rec. J. Zaremba)	213
LISTY DO REDAKCJI	
A. Zięba – Nowe wartości stałych fizycznych (i nie tylko)	215
KRONIKA	216

Zeszyt 5

P. Korecki, J. Korecki – Holografia γ – trójwymiarowe obrazowanie lokalnej struktury z rozdzielczością atomową	225
RÓŻNE	
A. Zięba – Natura rachunku niepewności pomiaru a jego nowa kodyfikacja	238
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
I. Białynicki-Birula – Mechanika kwantowa wczoraj, dziś i jutro	248
NAUCZANIE FIZYKI	
H. Lalek, A. Bożek – O trajektoriach chaotycznych	255
NOWOŚCI NAUKOWE	
J.A. Zakrzewski – Projekt TESLA w DESY	259
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
J. Gronkowski, S. Krukowski – VI Polska Konferencja Wzrostu Kryształów	266
RECENZJE	
S. Weinberg: Teoria pól kwantowych, t. 2. Nowoczesne zastosowania (rec. M. Zrałek)	268
A. Szaynok, S. Kuźmiński: Podstawy fizyki powierzchni półprzewodników (rec. J. Czerbniak)	269
A. Liddle: Wprowadzenie do kosmologii współczesnej (rec. L.M. Sokołowski)	270
LISTY DO REDAKCJI	
W. Berej – O Plancku i Getyndze	273
KRONIKA	274

Zeszyt 6

J.J. Wysłocki – Współczesne magnesy i występujące w nich mechanizmy koercji	281
J.S. Kilby – Od możliwości do rzeczywistości – wynalezienie układu scalonego (tłum. B. Wojtowicz)	293
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
M. Jaskóła – 40 lat pracy akceleratora „Lech”	302
NOWOŚCI NAUKOWE	
M. Szczekowski – LHCb – nowy eksperyment do badania naruszenia parzystości CP w rozpadach kwarków pięknych	308
J. Stankowski – Dziurowe nadprzewodnictwo w fullerenie C ₆₀	321
A. Sobczewski – Pierwiastek 118 odwołany	324

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

M. Łukaszewski – Quantum Optics V	326
RECENZJE	
Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii, red. A.Z. Hrynkiewicz, E. Rokita (rec. J. Tołwiński, K. Blinowska)	328
KRONIKA	332
ROZNY SPIS TREŚCI	338

SPIS TREŚCI WEDŁUG AUTORÓW

K. Bajer – Studia Licencjackie „Fizyka środowiska” na Uniwersytecie Warszawskim	3, 142
W. Berej – O Plancku i Getyndze	5, 273
I. Białynicki-Birula – Mechanika kwantowa wczoraj, dziś i jutro	5, 248
E. Boeker – Koncepcja nauczania fizyki środowiska	3, 148
A. Bożek – patrz H. Lalek, A. Bożek	5, 255
M. Bugajski – Technologia informacji (Nagroda Nobla z fizyki)	2, 100
L. Dobaczewski – patrz T. Story, L. Dobaczewski	3, 156
C.P. Enz – Setna rocznica urodzin Wolfganga Pauliego	3, 139
D. Goodstein – Nadchodzi rewolucja w nauczaniu fizyki	4, 195
J. Gronkowski – X-TOP 2000	4, 207
J. Gronkowski, S. Krukowski – VI Polska Konferencja Wzrostu Kryształów	5, 266
K. Grotowski, A. Sobczewski – Bieżące informacje o PAU	3, 131
G. 't Hooft – Twarzą w twarz z nieskończonością	1, 1
B. Jancewicz – O hipotezie tworzenia materii	1, 47
B. Jancewicz, R. Kerner – 37. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej	3, 157
M. Jaroszyński – Uwagi o hipotezie „kreatacji materii”	1, 48
M. Jaskóła – 40 lat pracy akceleratora „Lech”	6, 302
A. Kent – Nocne rozmyślenia fizyka kwantowego	2, 68
R. Kerner – patrz B. Jancewicz, R. Kerner	3, 157
A. Kiejna – Kazimierz F. Wojciechowski (1931 – 2000)	3, 137
J.S. Kilby – Od możliwości do rzeczywistości – wynalezienie układu scalonego	6, 293
J. Korecki – patrz P. Korecki, J. Korecki	5, 225
P. Korecki, J. Korecki – Holografia γ – trójwymiarowe obrazowanie lokalnej struktury z rozdzielczością atomową	5, 225
J. Krakowski – Uwagi na temat nauczania fizyki: głos nauczyciela	3, 161
W. Królikowski – Masy neutrin	4, 169
S. Krukowski – patrz J. Gronkowski, S. Krukowski	5, 266
M. Kryszewski – Polimery przewodzące prąd elektryczny (Nagroda Nobla z chemii)	2, 102
M. Kuśmierk, J. Mostowski – Fizyka na Scenie	2, 95
H. Lalek, A. Bożek – O trajektoriach chaotycznych	5, 255
J. Łopuszański (rozmowa)	1, 15
M. Łukaszewski – Quantum Optics V	6, 326
W. Łużny – O ciekawych książkach popularnonaukowych	1, 46
J. Majewski – Pomiar a zjawiska fizyczne	2, 91
J.M. Massalski – ISO 31 – leksykon SI	3, 134

T. Morek – Uwagi o funkcjonowaniu studenckich pracowni fizycznych	1, 38	nerwowym (Nagroda Nobla z fizjologii i medycyny)	2, 105
J. Mostowski – patrz M. Kuśmerek, J. Mostowski	2, 95	M. Szczekowski – LHCb – nowy eksperyment do badania naruszenia parzystości CP w rozpadach kwarków pięknych	6, 308
A. Mycielski – Witold Giriat (1926 – 2001)	4, 192	J. Szuber – SGS 2000	1, 41
N. Piślewski – patrz J. Stankowski, N. Piślewski ..	1, 10	J. Witczak – Filozofia przyrody w roku 1000	4, 177
K. Rzażewski – O prędkości światła	2, 57	J.J. Wysocki – Współczesne magnesy i występujące w nich mechanizmy koercji	6, 281
J. Stankowski – Dziurowe nadprzewodnictwo w fullerenie C ₆₀	6, 321	K.I. Wysokiński – Nadprzewodnictwo – niespodziewane odkrycia	4, 198
J. Stankowski, N. Piślewski – Od zakładu Instytutu Fizyki do Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu	1, 10	J.A. Zakrzewski – Projekt TESLA w DESY	5, 259
A. Sobiczewski – Centralna Komisja ds. Tytułu Naukowego i Stopni Naukowych	4, 184	K. Zalewski – Fizyka w Polsce w roku 2000	2, 78
A. Sobiczewski – Pierwiastek 118 odwołany	6, 324	G.M. Zaslavsky – Dynamika chaotyczna a geneza praw statystycznych	3, 113
A. Sobiczewski – patrz K. Grotowski, A. Sobiczewski	3, 131	A. Zięba – Nowe wartości stałych fizycznych (i nie tylko)	4, 215
T. Story, L. Dobaczewski – Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników, Osaka 2000	3, 156	A. Zięba – Natura rachunku niepewności pomiaru a jego nowa kodyfikacja	5, 238
P. Suffczyński – Przekazywanie sygnałów w układzie			

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2002 r. wynosi 30,00 zł za pół roku, 60,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę: cena prenumeraty krajowej + rzeczywiste koszty wysyłki. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto: PEKAO SA IV O/Warszawa nr 12401053-40060347-2700-401112-001 lub w kasie Oddziału (Warszawa, ul. Jana Kazimierza 31/33). Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru.

3. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 10201097-335245-270-1-111 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

III. ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale PTF. Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 40% zniżki. Taka sama zniżka (40%) przysługuje studentom. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

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. Maszynopisy pracy 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.

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

4. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach. 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, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

5. Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, . . .), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).

6. Aby skrócić cykl wydawniczy, prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, wraz z maszynopisami, **plików**, zawierających **teksty artykułów oraz rysunki**, pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach.

7. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.

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

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS), founded in 1949, is published bimonthly in Polish with abstracts in English by the Polish Physical Society with a support of the Polish State Research Committee (KBN) and the Physics Faculty of the Warsaw University.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

J.J. Wysocki – Współczesne magnesy i występujące w nich mechanizmy koercji	281
J.S. Kilby – Od możliwości do rzeczywistości – wynalezienie układu scalonego	293
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
M. Jaskóła – 40 lat pracy akceleratora „Lech”	302
NOWOŚCI NAUKOWE	
M. Szczekowski – LHCb – nowy eksperyment do badania naruszania parzystości CP w rozpadach kwarków pięknych	308
J. Stankowski – Dziurowe nadprzewodnictwo w fulerenie C ₆₀	321
A. Sobiczewski – Pierwiastek 118 odwołany ..	324
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	326
RECENZJE	328
KRONIKA	332
ROZNY SPIS TREŚCI	338

CONTENTS

J.J. Wysocki – Modern permanent magnets and their coercivity mechanisms	281
J.S. Kilby – Turning potential into realities: the invention of the integrated circuit	293
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
M. Jaskóła – The electrostatic Van de Graaff accelerator „Lech” – 40 years of running ...	302
SCIENTIFIC NEWS	
M. Szczekowski – LHCb – the new experiment to study CP violation in decays of beauty quarks	308
J. Stankowski – Hole superconductivity in fullerene C ₆₀	321
A. Sobiczewski – Element 118 retracted	324
MEETINGS AND CONFERENCES	326
REVIEWS	328
CHRONICLE	332
ANNUAL TABLE OF CONTENTS	338

WKRÓTCE

- *Wykłady noblowskie 2000 Herberta Kroemera i Žoresa I. Alfiorowa*
- *Józef Spalek o tym, czy fizyka ma szansę w XXI wieku*
- *Stanisław Bednarek o doświadczeniach pokazowych z reologii i magnetoreologii*
- *Władimir I. Arnold – Matematyka i fizyka: matka i córka czy siostry?*
- *Manfred Schroeder o rozwoju i przyszłości fizyki*