

POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



WYKŁADY ZJAZDOWE



Światowy Rok Fizyki

Zgromadzenie Ogólne ONZ ogłosiło rok 2005 Międzynarodowym Rokiem Fizyki. W rezolucji przyjętej 10 czerwca br., uznając zasadniczą rolę fizyki w wyjaśnianiu zjawisk przyrody oraz znaczenie fizyki dla gospodarczego i kulturalnego rozwoju społeczeństw, Zgromadzenie Ogólne ONZ poparło organizowanie obchodów Międzynarodowego Roku Fizyki i zachęciło wszelkie ośrodki nauki i kultury do jak najszerzej współpracy z Towarzystwami Fizycznymi w organizacji tych obchodów.

Udział w obchodach Międzynarodowego Roku Fizyki zgłosiły już 63 kraje z całego świata. Celem nadrzędnym, jaki stawiają sobie organizatorzy, jest całoroczna promocja fizyki, ukazanie istotnej roli, jaką odgrywa ona w życiu społeczeństw. W Polsce obchody Światowego Roku Fizyki w imieniu Polskiego Towarzystwa Fizycznego nadzoruje Krajowy Komitet Organizacyjny, którego przewodniczącą jest autorka tego komunikatu. Honorowy patronat nad obchodami ŚRF w Polsce objął Prezydent RP Aleksander Kwaśniewski. Patronat medialny sprawuje Program 1 TVP.

Uroczyste rozpoczęcie obchodów w Polsce nastąpi o północy z 31 grudnia 2004 na 1 stycznia 2005 r. na Balu u Fizyków na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej. PTF planuje wiele imprez na terenie całego kraju oraz uczestnictwo w różnych imprezach międzynarodowych.

Największa część programu ŚRF2005 skierowana będzie do szerokiej publiczności, a szczególnie do ludzi młodych – młodzieży szkolnej i studentów – zainteresowanych problematyką nauk ścisłych oraz ich roli cywilizacyjnej i gospodarczej. Planuje się wiele imprez centralnych, które będą się odbywać na terenie całego kraju, m.in.:

- konkurs fizyczno-fotograficzny „Fotografujemy zjawiska fizyczne”,
- konkurs na przygotowanie najlepszej prezentacji multimedialnej popularyzującej zjawisko fizyczne,
- konkurs na przygotowanie strony internetowej „Jak to działa?”,
- wykonanie ogólnopolskiego doświadczenia fizycznego przez uczniów szkół średnich, przy współpracy z TVP1.

Zostanie nagranych kilka programów telewizyjnych o roli i przyszłości poszczególnych działów fizyki: fizyka w medycynie, fizyka w środkach przekazu informacji, przyszłość energetyki, fizyka w ochronie środowiska i fizyka atmosfery, fizyka pojazdów dziś i jutro.

Wielu nauczycieli z całej Polski przygotowuje własne projekty zgłoszone do Komitetu Organizacyjnego ŚRF2005, mające na celu organizację lokalnych konkursów, turniejów wiedzy, pokazów doświadczeń oraz spotkań młodzieży z fizykami z dużych ośrodków naukowych.

W dniach 11–16 września 2005 r. odbędzie się w Warszawie XXXVIII Zjazd Fizyków Polskich, a w drugiej połowie września – IX Festiwal Nauki. Planowana jest także organizacja międzynarodowych konferencji naukowych, m.in. konferencji „Foton 2005”, która odbędzie się w Warszawie na przełomie sierpnia i września 2005 r. Pierwszego dnia tej konferencji wykład popularny wygłosi profesor Roger Penrose. Przy okazji konferencji na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego przewidywane jest zorganizowanie wystawy poświęconej Marii Skłodowskiej-Curie i Albertowi Einsteinowi.

Polska będzie także uczestniczyć w imprezach międzynarodowych, m.in. w programie „Fizyka oświetla świat”. Więcej szczegółów można znaleźć na stronie fizyka2005.fuw.edu.pl/index2.php.

Marta Kicińska-Habior

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący), Mieczysław Budziński, Andrzej Dobek, Witold Dobrowolski, Zofia Gołąb-Meyer, Adam Kiejna, Józef Szudy

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Gronkowski (redaktor naczelny), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal, Marek Więckowski, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, e-mail: postepy@fuw.edu.pl, Internet: www.fuw.edu.pl/~postepy

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętka (Białystok), Marian Głowacki (Częstochowa), Ryszard Drozdowski (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Krystian Roleder (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Marcin Ostrowski (Łódź), Ewa Pawelec (Opole), Lidia Skibińska (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Słupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winicjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłoś (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Justyna Jankiewicz (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Maciej Kolwas (prezes), Katarzyna Chałasińska-Macukow i Reinhard Kulesa (wiceprezisi), Helena Białkowska (sekretarz generalny), Marek Kowalski (skarbnik), Bernard Jancewicz, Franciszek Krok, Maria Mucha, Andrzej Ptok, Barbara Sagnowska i Mirosław Trociuk (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: (22) 6212668, e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Andrzej Maziewski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Danuta Plusa (Częstochowa), Marek Grinberg (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Karol Kołodziej (Katowice), Janusz Braziewicz (Kielce), Reinhard Kulesa (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Andrzej Dobek (Poznań), Aleksander B. Szymański (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Słupsk), Adam Bechler (Szczecin), Andrzej Bielski (Toruń), Jerzy Garbarczyk (Warszawa), Adam Kiejna (Wrocław), Andrzej Więckowski (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*, Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*, Andrzej Jamiołkowski – *Reports on Mathematical Physics*, Marek Kordos – *Delta*, Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*, Adam Smólski – *Fizyka w Szkole*

Czasopismo 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

Opracowanie okładki: Amm Studio, tel.: (22) 6689990, e-mail: amm@amm.com.pl, Internet: www.amm.com.pl

Druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

XXXVII Zjazd Fizyków Polskich
GDAŃSK, 15–18 WRZEŚNIA 2003

J. Lukierski – Od Modelu Standardowego do teorii M: Teorie Wszystkiego	146
A. Ślawska-Waniewska – Wybrane zagadnienia współczesnego biomagnetyzmu	157
M. Bugajski – Nanofotonika	162
R. Naskręcki – Fotochromizm, czyli nowa epoka O-świecenia	169
WSPOMNIENIA:	
Erwin-Félix Lewy-Bertaut (1913–2003)	175
Julian Jan Auleytner (1922–2003)	177
NOWI PROFESOROWIE	179
JUBILEUSZE: 75-lecie Antoniego Śliwińskiego	181
RECENZJE	183
KRONIKA	187

Drodzy Czytelnicy,

To już drugi zeszyt zawierający niektóre referaty ze Zjazdu w Gdańsku. Zjazdy Fizyków Polskich są okazją przedstawienia, jakie badania prowadzi się w różnych ośrodkach, i przypuszczamy, że z zadowoleniem powitają Państwo uzupełnienie tego, co już zamieściliśmy w zeszycie poprzednim.

Kolejny raz przedstawiamy sprawozdanie z zawodów finałowych Olimpiady Fizycznej. Piątce laureatów przygotowujących się do wyjazdu na Olimpiadę Międzynarodową w Korei życzymy sukcesów.

Jak zwykle publikujemy też artykuły z działów: Jubileusze, Nowi profesorowie, Wspomnienia, Recenzje... nie ma natomiast Listów do redakcji. Szkoda, że nie dzielą się Państwo z nami uwagami i refleksjami o naszych artykułach oraz różnych sprawach związanych z fizyką...

Redakcja

Na okładce:

Panorama Gdańska, który gościł uczestników XXXVII Zjazdu Fizyków Polskich (fot. Agencja Kosycarz Foto Press)

Od Modelu Standardowego do teorii M: Teorie Wszystkiego*

Jerzy Lukierski

Instytut Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Wrocławski

From Standard Model to M-theory: Theories of Everything

Abstract: Firstly a short discussion of some methodological problems in the present-day theory of fundamental interactions is presented. Subsequently we consider the basic conceptual steps leading from the Standard Model of elementary particles to the Theories of Everything ($D = 11$ supergravity, $D = 10$ superstrings and M-theory). The notions of extra dimensions, supersymmetry and extended elementary objects (e.g. strings) are discussed. It is shown how these three basic geometric concepts are employed in the contemporary theories of fundamental interactions. Basic features of the latest Theory of Everything – the so-called M-theory – are pointed out. An outlook taking into consideration the noncommutative (quantum) symmetries and noncommutative geometry is briefly presented.

Osobiście uważam, że teoria ostateczna istnieje i że jesteśmy w stanie ją odkryć.

S. Weinberg (1992)

1. Wstęp

Poszukiwanie ostatecznych i uniwersalnych praw przyrody zaprzętało od tysiącleci głowy filozofów i kapłanów. Nowożytni naukowcy zdawali sobie jednak sprawę, że proces poznawania trudno zakończyć – za poznany teraz rozciąga się obszar do poznania w przyszłości. Mimo tego głosu rozsądku jest jednak dziedzina nauki, w której wyzwanie stworzenia teorii ostatecznej jest podejmowane na serio przez wielu wybitnych badaczy – jest to fizyka teoretyczna, teoria oddziaływań fundamentalnych. Chodzi o ostateczną teorię obiektów elementarnych w przyrodzie, o model mikroświata unifikujący wszystkie oddziaływania elementarne, o teorię całkowicie tłumaczącą różnorodność świata fizyki wielkich energii.

Standardowa rola nowych modeli w fizyce teoretycznej to po pierwsze wyjaśnienie niezgodności dotychczasowej teorii z doświadczeniem. Na przykład szczególna teoria względności, podana w 1905 r., uzasadniła stałość prędkości światła we wcześniejszych doświadczeniach Michelsona, a ogólna teoria względności, sformułowana w 1915 r., wyjaśniła wcześniejsze problemy z newtonowskim opisem precesji Merkurego. Po drugie, rola ta polega na przewidywaniu nowych efektów, które następnie fizyka doświadczalna ma zweryfikować. Klasycznym przykładem może być

tutaj teoria relatywistycznego elektronu Diraca. Przewidział on w 1928 r., iż obok znanego już elektronu z ładunkiem ujemnym powinien istnieć elektron z ładunkiem dodatnim – antycząstka elektronu nazwana pozytonem. W roku 1932 pozyton został wykryty doświadczenie przez Andersona.

Okazuje się przeto, że prawdziwość teorii nie jest jedynie wynikiem wnioskowania z danych doświadczalnych, lecz w dużej mierze rezultatem analizy formalnej, matematycznej. Niezgodność peryhelium Merkurego z rachunkami fizyki przedrelatywistycznej nie grała dla Einsteina istotniejszej roli przy konstrukcji jego teorii grawitacji, gdyż argumenty, które doprowadziły do sformułowania ogólnej teorii względności, były natury matematycznej. Historia tworzenia ogólnej teorii względności – teorii grawitacji – to właściwa kombinacja argumentów teoretycznych (niezależność opisu równań grawitacji od lokalnego układu współrzędnych oraz powiązanie krzywizny czasoprzestrzeni z gęstością energii-pędu), które doprowadziły do pięknego schematu einsteinowskiej teorii grawitacji. – Matematyka jest mądrzejsza od człowieka – zwykł mawiać Jefim Fradkin, wybitny rosyjski fizyk teoretyk, gdyż okazuje się, że matematycy mogą odcyfrować tajemnice natury, analizując nie tylko niezgodności z doświadczeniem, lecz także wewnętrzne sprzeczności, spójność koncepcji teoretycznych.

*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVII Zjazdu Fizyków Polskich w Gdańsku (wrzesień 2003) w sesji plenarnej.

Ta właśnie „niezrozumiała efektywność matematyki w naukach przyrodniczych”, jak to wyraził Eugene Wigner, jest obecnie głównym narzędziem przy konstrukcji zunifikowanych modeli mikroświata. Korzystając z zasad nowoczesnej matematyki – głównie geometrii, algebry i teorii grup – w ostatnim ćwierćwieczu fizyka teoretyczna doprowadziła do rozwoju podstawowych koncepcji teoretycznych, które są niezwykle trudne do zweryfikowania przez klasyczny postulat zgodności z doświadczeniem, gdyż dotyczą obszarów, do których doświadczenie jeszcze długo nie będzie miało dostępu. Takim parametrem często występującym w najnowszych „Teoriach Wszystkiego” jest odległość Plancka – około 10^{-33} cm. Zjawisk czasoprzestrzennych na takich odległościach nie można sprawdzić doświadczalnie, jedyną nadzieją jest szukanie – przeważnie dość dalekich – konsekwencji pośrednich, przede wszystkim astrofizycznych.

W moim artykule chciałbym przedstawić w zarysie rozwój podstawowych koncepcji w teorii oddziaływań fundamentalnych, zaczynając od Modelu Standardowego – ostatniego modelu mikroświata w pełni poddającego się klasycznym regułom doświadczalnej weryfikacji. Następne kroki w rozwoju zunifikowanej teorii – dodatkowe wymiary, supersymetria, struktura strunowa mikroobiektyw – na razie nie zostały sprawdzone w doświadczeniu. Jedyna nadzieja to znalezienie związku z wynikami eksperymentalnymi za pomocą wniosków pośrednich, gdyż – jak już nadmieniałem – obecnie wiele awangardowych odkryć w dziedzinie struktury mikroświata mieści się poza zakresem bezpośrednich przewidywań doświadczalnych. Bliższe prawdy jest stwierdzenie, iż to właśnie fizycy studiujący modele czysto teoretyczne przejmują ostatnio przewodnictwo w dziedzinie pionierskich badań nad elementarną strukturą materii. Ich sytuacja w nauce jest ambiwalentna – z jednej strony bezpieczniejsza, gdyż niezagrożona doświadczeniem obalającym teorię wprost, z drugiej bardziej narażona na dyletancką krytykę, na zarzut, że jest to radosna twórczość, dla której granica między nauką i fantazją jest trudna do wyznaczenia. Jak często w takich sytuacjach, środowisko fizyków teoretyków jest podzielone, bywa nawet tak, że zdobywcy Nagród Nobla znajdują się po przeciwnych stronach barykady.

W opisanych poniżej najnowszych ideach teorii oddziaływań fundamentalnych istotną rolę odgrywają następujące trzy koncepcje geometryczne:

1) Istnienie nowych wymiarów dodanych do czterowymiarowej czasoprzestrzeni Minkowskiego. Idea ta, związana z nazwiskami Kaluzy i Kleina, prowadzi do unifikacji różnych typów oddziaływań, w szczególności teorii pola Yanga–Millsa i teorii grawitacji. W ciągu ostatnich 30 lat większość nowych modeli w teorii oddziaływań fundamentalnych opiera się na wprowadzeniu czasoprzestrzeni o liczbie wymiarów większej niżeli cztery.

2) Rozszerzenie symetrii do supersymetrii. Idea wprowadzenia antykomutujących parametrów symetrii, czyli uogólnienie symetrii do supersymetrii, pozwala na dołączenie do modeli unifikacyjnych także pól i cząstek fermionowych, z połówkowym spinem. To w ramach tego podejścia zostało zaproponowane głośne uogólnienie teorii Einsteina – teoria supergrawitacji.

3) Wprowadzenie elementarnych obiektów rozciągniętych – strun, membran i bran p -wymiarowych, tzw. p -bran – oraz ich supersymetrycznych uogólnień. Wykorzystanie obiektów rozciągniętych wydaje się obecnie jedynym kowariantnym (współmierzonym relatywistycznie) i zgodnym z przyczynowością sposobem usunięcia nieskończoności występujących w obliczeniach kwantowej teorii pola, opartych na rachunku zaburzeń. W szczególności metoda ta prowadzi do teorii z sektorem opisującym skończoną (tzn. bez nieskończonych wyrażeń w rachunku perturbacyjnym) kwantową teorię grawitacji – w teorii strun jest to sektor strun zamkniętych.

W ciągu ostatniego ćwierćwiecza na podstawie powyższych trzech koncepcji rozszerzenia Modelu Standardowego powstały trzy idee wprowadzenia Teorii Wszystkiego (Theory of Everything). Pierwsza z nich to 11-wymiarowa supergrawitacja, skonstruowana przy wykorzystaniu pierwszych dwóch z wyżej wymienionych koncepcji. W drugiej i trzeciej Teorii Wszystkiego zostały wykorzystane wszystkie trzy nowe paradygmaty geometryczne – elementarne obiekty to wielowymiarowe supersymetryczne obiekty rozciągnięte, superbrany p -wymiarowe. Najnowsza, trzecia Teoria Wszystkiego, teoria M, wprowadza zunifikowany opis różnorodnych obiektów (super)branowych, lecz jest obecnie jeszcze w stadium konstrukcji. W ostatnich 10 latach badano różne hipotezy dotyczące opisu dynamicznego teorii M, lecz dotychczas żadna z nich nie uzyskała wyraźnego uprzywilejowanego statusu. W końcu artykułu nadmienię też krótko o pomysłach konkurencyjnych, w szczególności związanych z zastosowaniem nieprzemiennej geometrii, która być może stanie się istotnym elementem przyszłej czwartej Teorii Wszystkiego.

2. Podstawowe relatywistyczne modele polowe i Model Standardowy

Podstawowym narzędziem w teorii oddziaływań fundamentalnych jest teoria pola – klasyczna i kwantowa. Procedura kwantowania mechaniki klasycznej prowadzi do zastąpienia klasycznych zmiennych przestrzeni fazowej (x_i, p_i) kwantowymi operatorami położenia i pędu \hat{x}_i, \hat{p}_i spełniającymi relacje Heisenberga

$$[\hat{x}_i, \hat{p}_j] = i\hbar\delta_{ij}, \quad (1)$$

gdzie \hbar jest stałą Plancka podzieloną przez 2π , a δ_{ij} – deltą Kroneckera. Podobnie, dokonując kwantowania pola elektromagnetycznego, otrzymujemy w prze-

strzeni pędów algebrę operatorów kreacji i anihilacji kwantów światła – fotonów:

$$[a_\lambda^+(\vec{p}), a_{\lambda'}(\vec{p}')] = \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') \delta_{\lambda\lambda'}, \quad (2)$$

gdzie $\lambda = 1, 2$ opisują dwie polaryzacje stanów fotonowych. Operatory kreacji i anihilacji można w teorii pola otrzymać ze swobodnych pól kwantowych, przechodząc od opisu czasoprzestrzennego do pędowego:

kwantowe pole w przestrzeni Minkowskiego	FT →	operatory kreacji i anihilacji cząstek
--	---------	--

(FT – transformacja Fouriera).

Dochodzimy w ten sposób do odpowiedniości pól i cząstek: różnym cząstkom odpowiadają różne pola – klasyczne i kwantowe. W szczególności:

kwantowe potencjały elektro- magnetyczne $A_\mu(x)$	FT →	fotony (kwanty światła),
kwantowe pola Yanga–Millsa $A_\mu^i(x)$ ($i = 1, \dots, 8$)	FT →	gluony (kwanty pola gluonowego)
kwantowe pole grawitacji Einsteina $g_{\mu\nu}(x)$	FT →	grawitony (kwanty pola grawitacyjnego),
kwantowe pole spinorowe Diraca ψ_α ($\alpha = 1, \dots, 4$)	FT →	elektrony, pozytony, protony etc.

Kwantowe pola kwarkowe są opisane zbiorem osiemnastu pól spinorowych Diraca

$$\Psi_{\alpha;a,r}(x), \quad (3)$$

gdzie $r = 1, 2, 3$ są wskaźnikami symetrii kolorowej, a $a = 1, 2, \dots, 6$ to wskaźniki opisujące zapachowe stopnie swobody. Wskaźniki (a, r) charakteryzują więc podstawowe kwarkowe stopnie swobody – kolor i zapach. Z kwarków konstruujemy jako stany związane obserwowalne cząstki oddziałujące silnie – hadrony. Hadrony o spinie połówkowym – bariony b – są zadane stanami związanymi trójkwarkowymi, które opisujemy iloczynem trzech pól kwarkowych:

$$b \sim \Psi\Psi\Psi. \quad (4a)$$

Hadrony o spinie całkowitym – mezony m – to stany związane kwarków i antykwarków, opisane iloczynem pary pól kwarkowych:

$$m \sim \bar{\Psi}\Psi, \quad (4b)$$

gdzie pole $\bar{\psi} = \psi^+\gamma_0$ opisuje kowariantne sprzężenie zespolone (hermitowskie) pola spinorowego Diraca¹.

Doświadczenia fizyki wielkich energii pokazują, że cząstki w wyniku oddziaływania przechodzą jedne

¹ W iloczynach (4a–b) poszczególne składniki w zależności od opisywanych hadronów różnią się wyborem wskaźników koloru i zapachu.

w drugie, są anihilowane i kreowane w procesach przemiany (anihilacji i produkcji) cząstek. Na przykład neutron rozpada się na proton, elektron i neutrino. Jeżeli zderza się proton z mezonem π przy dostatecznie dużej energii, to w obszarze zderzenia powstają w zależności od energii różne zbiory cząstek, np.

$$\pi^+ + p \rightarrow \begin{cases} \pi^+ + p \\ \pi^+ + \pi^0 + p \\ K^+ + \Sigma^+ \\ K^+ + \bar{K}^0 + p \\ \Lambda^+ + \bar{\Sigma}^- + p \\ \vdots \end{cases} \quad (5)$$

Nawet dla najprostszego procesu rozpraszania elastycznego cząstki wchodzące i wychodzące o nierównych pędach można traktować jako różne cząstki wpraw anihilowane i następnie kreowane.

W kwantowej teorii pola procesy rozpraszania, produkcji i anihilacji cząstek są zwykle opisywane w ramach rachunku zaburzeń. Tak otrzymane wyrażenia na elementy macierzy rozpraszania S (wzór Dysona) można przedstawić graficznie za pomocą diagramów Feynmana. Wzór Dysona składa się wówczas z wierzchołków określonych przez lagranżjany oddziaływania i propagatorów swobodnych pól kwantowych, które można interpretować jako wymianę cząstek wirtualnych między poszczególnymi aktami oddziaływania. W powyższym schemacie rachunkowym pojawiają się nieskończoności przy obliczaniu wielkości fizycznych, takich jak masa czy ładunek.

W latach 70., po uzyskaniu doświadczalnych argumentów za prawdziwością modelu kwarkowego, oddziaływania cząstek elementarnych opisano w ramach kwantowej teorii pola Modelem Standardowym. Zawiera on dwa poniżej wymienione sektory dynamiczne:

1) Sektor oddziaływań silnych, opisany przez chromodynamikę kwantową, która określa oddziaływanie kwarków i gluonów. Pola gluonowe to pola Yanga–Millsa z grupą symetrii wewnętrznych $SU(3)$ (jest tych pól osiem; liczba ta jest równa liczbie generatorów algebry Liego $SU(3)$), natomiast pola kwarkowe to multiplety spinorowych pól Diraca (3). Lagranżjan oddziaływania kwarków i gluonów jest uogólnieniem znanego wzoru z elektrodynamiki i przyjmuje postać:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = g J_{\mu;r} A^{\mu;r}. \quad (6)$$

Prąd kwarkowy we wzorze (6) jest zadany przez kwarkowe pola spinorowe (4) jak następuje:

$$J_{\mu;r} = \bar{\Psi}_{\alpha;r,a}(\gamma_\mu)^{\alpha\beta} (\tau_r)^{rs} \Psi_{\beta;s,a}. \quad (7)$$

To wyrażenie na kwarkowy prąd kolorowy w chromodynamice jest uogólnieniem wzoru na prąd elektryczny w elektrodynamice.

2) Sektor oddziaływań elektroslabych, opisany teoriopolowym modelem Salama–Weinberga. W oddziaływaniach elektromagnetycznych i słabych biorą udział obok hadronów – cząstek oddziałujących silnie – także pozostałe cząstki elementarne – leptony. Odmienne niżeli hadrony (np. protony lub neutrony), które są stanami związanymi kwarków², w teorii Salama–Weinberga leptony (np. elektrony, miony lub cząstki τ) opisujemy podobnie jak kwarki, jako cząstki elementarne, niepodzielne, opisane fundamentalnymi polami kwantowymi. Ponadto ważnym elementem teorii Salama–Weinberga jest obecność w nim sektora pól skalarnych, tzw. pól Higgsa. Pełnią one bardzo istotną funkcję przy opisie mechanizmu generowania nieznikających mas bozonów pośredniczących Z^0 i W^\pm , które analogicznie jak fotony dla oddziaływań elektromagnetycznych są nośnikami oddziaływań słabych.

Wspólną cechą oddziaływań Modelu Standardowego jest ich natura geometryczna: są one oparte na teorii lokalnych pól cechowania dla grupy symetrii wewnętrznych G , która w Modelu Standardowym ma następującą postać:

$$G = \underbrace{SU(3)}_{\text{sektor oddz. silnych}} \times \underbrace{SU(2) \times U(1)}_{\text{sektor oddz. elektroslabych}}. \quad (8)$$

Z obserwacji wiemy jednak, że poza oddziaływaniami silnymi i elektroslabymi występują w przyrodzie oddziaływania grawitacyjne. Poza Modelem Standardowym należy więc wyodrębnić także

3) sektor oddziaływań grawitacyjnych, opisany działaniem Einsteina–Hilberta. Siły grawitacyjne są uniwersalne (uczestniczą w nich wszystkie obiekty materialne mikroświata) i najslabsze. Dynamika pola grawitacyjnego może być opisana w ramach teorii pola – jest to wtedy teoria bezmasowego samooddziałującego pola tensorowego, niezmiennicza względem lokalnych przekształceń układu współrzędnych. W takim podejściu teoria grawitacji jest specyficzną postacią lokalnej teorii pól cechowania dla grupy symetrii czasoprzestrzennych zadanych przekształceniami Poincarégo (obroty Lorentza + translacje). Einstein sformułował jednak ogólną teorię względności w sposób komplementarny – nie metodami teorii pola, lecz czysto geometrycznie, jako dynamikę zakrzywionej geometrii czasoprzestrzeni:

$$\begin{array}{c} \text{teoria bezmasowego pola tensorowego } g_{\mu\nu}(x) \\ \updownarrow \\ \text{ogólna teoria względności Einsteina} \\ \updownarrow \\ \text{geometria (pseudo)riemannowska z metryką } g_{\mu\nu}(x) \\ \text{zakrzywionej przestrzeni.} \end{array}$$

Komplementarność obrazów polowego i geometrycznego, po raz pierwszy zastosowana w einsteinowskiej ogólnej teorii względności, jest ważną cechą wielu współczesnych uogólnień Modelu Standardowego – teorii Kaluzy–Kleina i modeli supergravitacji.

Polowy Model Standardowy w sektorach oddziaływań silnych i elektroslabych służy z dużym powodzeniem do wyliczeń efektów kwantowych opisujących rozpraszanie, kreację i anihilację cząstek, gdyż jest to teoria renormalizowalna. Teoria renormalizacji proponuje schemat rachunkowy, pozwalający na kompensację nieskończoności wynikłych z rachunków opartych na diagramach Feynmana, i prowadzi do obliczenia w modelach polowych skończonych poprawek kwantowych. Niestety, łatwo wykazać, że teoria grawitacji Einsteina po kwantowaniu – kwantowa teoria grawitacji – jest nierenormalizowalna. Aż do chwili obecnej opiera się ona skutecznie próbom uzyskania statusu teorii renormalizowalnej³, czyli takiej, w której możemy efektywnie obliczyć kwantowe poprawki grawitacyjne.

Brak zrenormalizowanej kwantowej teorii grawitacji to główna praktyczna przyczyna poszukiwania uogólnienia Modelu Standardowego z renormalizowalnym sektorem grawitacji. Badania te otworzyły prawdziwą puszkę Pandory. W sektorze cząstek elementarnych w ramach Modelu Standardowego istnieje natomiast inny powód dla prób uogólnień – poszukiwanie nowego modelu unifikującego oddziaływania silne i elektroslabe. W Modelu Standardowym mamy trzy niezależne stałe sprzężenia oraz ponadto co najmniej 16 niezależnych parametrów. By zmniejszyć ich liczbę, a także spróbować wytłumaczyć istnienie replik rodzin kwarków (problem generacji), wprowadzono w sektorze cząstek elementarnych modele Wielkiej Unifikacji z trzema stałymi sprzężenia zastąpionymi jedną stałą oraz z symetriami modelu opisanymi grupą prostą $\tilde{G} \supset G$:

$$\begin{array}{l} G = SU(3) \times SU(2) \times U(1) \\ \rightarrow \tilde{G} = SU(5), SO(10), E(6), \dots \end{array} \quad (9)$$

Ambitniejszym krokiem przy rozszerzaniu Modelu Standardowego jest poszukiwanie unifikacji sektora oddziaływań cząstek elementarnych z sektorem grawitacji, czyli szukanie na gruncie matematycznym unifikacji grupy symetrii wewnętrznych (G albo \tilde{G}) z grupą symetrii czasoprzestrzeni (dla płaskiej czasoprzestrzeni jest to grupa Poincarégo):

$$\begin{array}{l} \text{symetrie} \\ \text{wewnętrzne} \\ \text{(cząstki} \\ \text{elementarne)} \end{array} + \begin{array}{l} \text{symetrie} \\ \text{czaso-} \\ \text{przestrzeni} \\ \text{(grawitacja)} \end{array} \subset \mathcal{G}.$$

² Stany hadronowe w zasadzie powinniśmy konstruować w ramach chromodynamiki, korzystając ze wzorów (4). Jest to niestety bardzo trudne technicznie.

³ Warto zauważyć, iż pewna nadzieja na postęp przy renormalizowaniu kwantowej teorii pola grawitacyjnego pojawiła się w ramach kwantowej wersji pętłowego sformułowania teorii grawitacji (Ashtekar, Lewandowski).

Ta ostatnia unifikacja jest jednak niemożliwa na gruncie teorii algebr Liego opisujących standardowe symetrie (twierdzenie „no-go” (O’Raifeartaigh, 1965), twierdzenie Coleman–Manduli (1967)). Powyższa przeszkoda skłoniła teoretyków do wprowadzenia superalgebr w fizyce oddziaływań fundamentalnych. Wróć do tego problemu przy omawianiu rozszerzeń supersymetrycznych.

3. Pierwsze rozszerzenie: dodatkowe wymiary czasoprzestrzeni, model Kaluzy–Kleina

W czasoprzestrzeni rozszerzonej o dodatkowe wymiary przestrzenne ($r = 1, \dots, N$):

$$x_\mu = (\vec{x}, x_0) \longrightarrow X_A = (x_\mu, y_r)$$

czasoprzestrzeń
czasoprzestrzeń
czasoprzestrzeń
Minkowskiego
Kaluzy–Kleina

modelem unifikującym oddziaływania może być model grawitacji w $D = 4 + N$ wymiarach. Teorie takie, nazywane teoriami Kaluzy–Kleina, w najprostszym przybliżeniu opisanym przez tzw. redukcję wymiarową prowadzą do unifikacji czterowymiarowych oddziaływań pól grawitacyjnych (tensorowych), wektorowych i skalarnych:

grawitacja w $D = 4 + N$ wymiarach	redukcja → wymiarowa	grawitacja + teoria Yanga–Millsa + teoria pól skalarnych w $D = 4$ wymiarach.
--	----------------------------	--

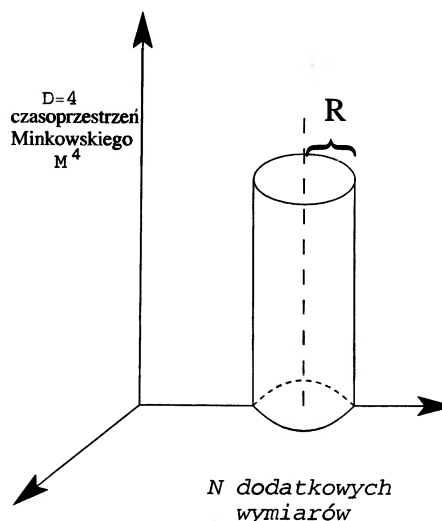
Teoria Kaluzy–Kleina unifikuje przeto oddziaływania w ramach wielowymiarowej teorii grawitacji, rozszerzając koncepcję einsteinowskiej geometryzacji w ramach czterowymiarowej grawitacji na wyższe wymiary i inne oddziaływania.

Pierwszy model unifikacyjny w pięciu wymiarach ($D = 5$) został zaproponowany w latach 20. ubiegłego wieku przez Kaluzę i Kleina, w celu połączenia grawitacji Einsteina i teorii elektromagnetyzmu Maxwella. Pierwszy model unifikujący teorię Yanga–Millsa (dla grupy $SU(2)$) z grawitacją został zaproponowany w $D = 7$ pod koniec lat 60. przez polskiego fizyka Ryszarda Kenera.

W standardowym podejściu do teorii Kaluzy–Kleina świat wielowymiarowy jest cylindryczny (rys. 1). Dodatkowe wymiary (y_1, \dots, y_N) spełniają warunek uzwarcenia („kompaktyfikacji”) poprzez założenie, że są opisane iloczynem N okręgów $S^1 \times \dots \times S^1$ o promieniu R , lub powierzchnią N -wymiarowej sfery S^N o promieniu R . Zakładamy, że promienie kompaktifikacji R są porównywalne z długością Plancka $l_P \approx 10^{-33}$ cm. Korzystając w Modelu Standardowym z efektywnej zależności stałych sprzężenia od energii (jest to wynik procedury renormalizacji) można wykazać, że na odległościach zbliżonych do długości Plancka oddziaływania grawitacyjne stają się silne, porównywalne z oddziaływaniami w sektorze cząstek elementarnych. Stanowi to argument za wprowadzeniem unifikacji oddziaływań grawitacyjnych, kwarkowo-gluono-

wych i leptonowych na bardzo małych, „planckowskich” odległościach.

Wprowadzenie dodatkowych wymiarów w czasoprzestrzeni wydaje się łatwiejsze do zaakceptowania, gdy przyjmiemy, że w ewolucji Wszechświata występują przeciwstawne tendencje: rozszerzania się „promienia Wszechświata” w znanych nam z codziennego doświadczenia czterech kierunkach czasoprzestrzeni (jest to efekt potwierdzony przez pomiary astrofizyczne) oraz kurczenia się w dodatkowych wymiarach. Taka konstrukcja prowadzi do zastąpienia punktów czasoprzestrzeni przez małe, zwarte rozmaitości, których symetrie wzbogacają strukturę tych punktów. Dodatkowe wymiary okazują się przydatne do geometryzacji symetrii wewnętrznych G (wzór (8)) lub \tilde{G} (wzór (9)), co prowadzi do wniosku, iż właśnie dodatkowe wymiary czasoprzestrzeni są odpowiedzialne za różnorodność obiektów elementarnych.



Rys. 1. Cylindryczna $(4+N)$ -wymiarowa czasoprzestrzeń Kaluzy–Kleina $M^{4+N} = M^4 \times S^N$

Idea zamiany punktu w czasoprzestrzeni Minkowskiego na zwarte rozmaitości o rozmiarach porównywalnych z długością Plancka była wykorzystywana w modelach wielowymiarowych do drugiej połowy lat 90. W latach 1998–99 został podany inny schemat teorii wielowymiarowej (Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali; Randall, Sundrum) – scenariusz świata na branie. W tym podejściu fizyczna czasoprzestrzeń jest opisana jako trójwymiarowa hiperpowierzchnia (brana 3-wymiarowa) poruszająca się w $(4 + N)$ -wymiarowej czasoprzestrzeni. W modelu świata na branie wprowadzamy dwa rodzaje pól:

- 1) $(4 + N)$ -wymiarowe pole grawitacji, opisujące teorię grawitacji na branie oraz poza braną;
- 2) pola opisujące cząstki zlokalizowane na branie 3-wymiarowej, a więc pola czterowymiarowe (czwarty wymiar to parametr ewolucji brany, czasopodobny) różne od zera tylko na linii świata brany.

Należy podkreślić, że zarówno w standardowym podejściu do teorii Kaluzy–Kleina, jak i przy scenariuszu świata na branie oddzielnie unifikujemy pola bozonowe, ze spinem całkowitym, oraz pola spinorowe, ze spinem połówkowym. Jest to więc unifikacja niepełna, lecz tylko taka jest możliwa bez supersymetrii.

4. Drugie rozszerzenie: wprowadzenie supersymetrii

Symetrie standardowe, konwencjonalne, są opisane parametrami liczbowymi, np. wartości kąta obrotu opisującego zmianę kierunków w czasoprzestrzeni to liczby rzeczywiste. Okazuje się, że w ramach takiego schematu nie można za pomocą przekształceń symetrii „mieszać” pól opisujących spiny całkowite i połówkowe, czyli bozony i fermiony. Standardowe symetrie z zasady nie są przeto w stanie zunifikować oddziaływań opisujących cząstki elementarne ze wszystkimi spinami występującymi w przyrodzie. By wprowadzić następny poziom pełnej unifikacji, należy uogólnić pojęcie przekształcenia symetrii i wprowadzić nowe, antyprzemienne parametry przekształceń symetrii:

$$\alpha_1\alpha_2 - \alpha_2\alpha_1 = 0 \quad \implies \quad \xi_1\xi_2 + \xi_2\xi_1 = 0.$$

parametry standardowych symetrii (przemienne)	⟹	parametry supersymetrii (antyprzemienne)
---	---	--

Zbiór parametrów antyprzemiennych ξ_1, \dots, ξ_N tworzy skończenie wymiarową algebrę Grassmanna. Okazuje się, że liczby antyprzemienne – elementy algebry Grassmanna – mogą być traktowane także jako klasyczny odpowiednik (w granicy $\hbar \rightarrow 0$) fermionowych stopni swobody. Supersymetrie służą do opisu symetrii pomiędzy bozonami (polami kwantowymi ze spinem całkowitym) i fermionami (polami kwantowymi ze spinem połówkowym). W szczególności supersymetryczne modele polowe – niezmiennicze względem przekształceń supersymetrii – powinny zawierać pary pól o wartościach spinów różniących się o $\frac{1}{2}$. Obecność w modelu „partnera supersymetrycznego” o spinie różniącym się o $\frac{1}{2}$ – fermionu dla bozonów lub bozonu dla fermionów – jest warunkiem koniecznym do zrealizowania przekształceń supersymetrii na polach ze spinem.

Idea supersymetrii została wprowadzona także do Modelu Standardowego; w szczególności każdemu kwarkowi dodano partnera supersymetrycznego, tzw. skwarka, o spinie 0, a każdy gluon stowarzyszono supersymetrycznie z fermionem o spinie $\frac{1}{2}$, opisującym gluino. Skonstruowano minimalne supersymetryczne rozszerzenie Modelu Standardowego, co pozwoliło wyjaśnić niektóre problemy w tradycyjnym Modelu Standardowym, np. zagadkę stabilności małych parametrów modelu przy uwzględnianiu poprawek kwantowych. Głównym problemem w supersymetrycznym Modelu Standardowym było jednak wprowadzenie dużej liczby nowych obiektów elementarnych – partnerów supersymetrycznych –

z których do chwili obecnej żaden nie został wykryty na drodze doświadczalnej. Wyjściem z impasu było założenie, że supersymetria przy obecnie obserwowalnych energiach jest głęboko ukryta, mówiąc inaczej – silnie złamana. Wykrycie efektów doświadczalnych wskazujących jednoznacznie na obecność supersymetrii jest aktualnie wielkim wyzwaniem dla doświadczalnej fizyki wielkich energii; duże nadzieje wiąże się tu z akceleratorem LHC (Large Hadron Collider) mającym rozpocząć działalność w CERN-ie w 2007 r. Konkludując, wraz z wieloma kolegami-teoretykami jestem przekonany, że supersymetria jest tak mocno wbudowana we współczesny aparat teorii oddziaływań fundamentalnych, że nie może pozostać jedynie wytworem myśli teoretycznej.

W dwa lata po wprowadzeniu w 1974 r. (Wess, Zumino, Salam, Strathdee) supersymetrycznej teorii pola idea supersymetryzacji została zastosowana do einsteinowskiej grawitacji i doprowadziła do skonstruowania w roku 1976 (Ferrara, Freedman, Van Nieuvenhuizen) czterowymiarowej supergrawitacji – supersymetrycznej teorii pola grawitacyjnego oddziałującego z polem grawitina:

supergrawitacja w $D = 4$:	
pole grawitonu $g_{\mu\nu}(x)$ skrętność 2	pole grawitina $\psi_{\mu\nu}(x)$ skrętność 3/2

Należy podkreślić, że supersymetrie można opisać także w sposób geometryczny przez dodanie do czasoprzestrzeni (4-wymiarowej lub rozszerzonej) nowych antyprzemiennych współrzędnych, tworzących grassmannowski spinor θ_α , które rozszerzają czas i przestrzeń do superprzestrzeni:

$$\begin{array}{ccc} X_A & \xrightarrow{\hspace{2cm}} & Y_M = (X_A, \theta_\alpha) \\ \text{czasoprzestrzeń} & \text{rozszerzenie} & \text{superprzestrzeń} \\ & \text{supersymetryczne} & \end{array}$$

Nowa supergeometria pozwala także na wprowadzenie zakrzywionej superprzestrzeni. Otrzymujemy następujący schemat (SUSY – supersymetria):

geometria: dynamiczna teoria zakrzywionej czasoprzestrzeni	SUSY ⟹	supergeometria: dynamiczna teoria zakrzywionej superczasoprzestrzeni
⇕		⇕
grawitacja		supergrawitacja

Okazało się przeto, że podstawowa idea Einsteina – dynamicznej geometrii – po wprowadzeniu superprzestrzeni może być także „supersymetryzowana” (Ogievetski, Ivanov, Sokaczev (1976), Gates, Siegel (1977)) i prowadzi do supergrawitacji.

W ramach teorii supersymetrycznych pomyślano po raz pierwszy o unifikacji wszystkich pól bozonowych i fermionowych. W szczególności wprowadzenie tzw. rozszerzonych supersymetrii i rozszerzonych supergrawitacji pozwoliło na unifikację pięciu spinów S (lub

skrętności w wypadku cząstek bezmasowych) potrzebnych do opisu wszystkich oddziaływań elementarnych:

$$S = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2.$$

Pomysł ten okazał się jeszcze ciekawszy, gdy udowodniono, że wprowadzenie supersymetrii likwiduje wiele nieskończoności w kwantowej teorii pola, w szczególności w teorii grawitacji. Pojawiła się więc nadzieja, że teoria po supersymetryzacji będzie renormalizowalna.

W ramach supersymetrycznego podejścia do teorii zunifikowanych zaproponowano ćwierć wieku temu pierwszą Teorię Wszystkiego.

5. 11-wymiarowa kwantowa supergrawitacja jako pierwsza Teoria Wszystkiego

Przypomnijmy, że Teoria Wszystkiego – teoria elementarnej struktury mikroświata – powinna spełniać następujące dwa warunki:

- 1) prowadzić do kompletnej unifikacji wszystkich oddziaływań elementarnych,
- 2) zapewniać renormalizowalność teorii kwantowej.

Na początku lat 80. przedstawiono hipotezę, iż dobrą kandydatką na taką teorię jest 11-wymiarowa supergrawitacja. Dodatkowym argumentem za przyjęciem wymiaru $D = 11$ było przekonanie, że jest to wymiar maksymalny, gdyż po pierwsze dla wymiarów $D > 11$ trzeba wprowadzić więcej niż jedno bezmasowe pole grawitonowe (Nahm, 1978), a po drugie istnieją poważne problemy z konstrukcją supergrawitacji $D > 11$ niesprzecznej z postulatami lokalnej teorii pola. Przez następnych parę lat starano się udowodnić, że 11-wymiarowa supergrawitacja spełnia wyżej wymienione dwa kryteria definiujące Teorię Wszystkiego. W szczególności za pomocą redukcji wymiarowej uzyskano czterowymiarowy odpowiednik 11-wymiarowej teorii grawitacji:

11-wymiarowa prosta ($N = 1$) supergrawitacja	redukcja → wymiarowa	rozszerzona ($N = 8$) supergrawitacja $D = 4$.
---	----------------------------	--

Supergrawitacja $D = 4$, $N = 8$ opisuje następujące 128 pól elementarnych:

- pole grawitonowe – 1,
- pola grawitino – 8,
- pola Yanga–Millsa – 28,
- pola Diraca – 56,
- pola skalarno – 35.

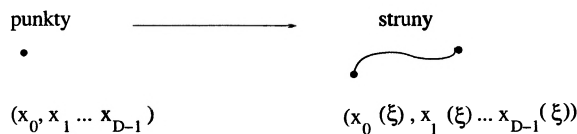
Jednak w latach 80. okazało się, że taka liczba pól nie wystarcza do opisu wszystkich cząstek elementarnych. Liczba kwarków i leptonów w przyrodzie przekracza 56, więc trzeba było je wprowadzić jako obiekty złożone z jeszcze bardziej elementarnych obiektów – preonów. Niestety, nie udało się znaleźć w doświadczeniach fizyki wielkich energii potwierdzenia nawet śladu tego następnego poziomu złożoności w strukturze mikroświata. Ponadto supergrawitacja $D = 11$ nie prowadziła do tzw. chiralnych projekcji

pól spinorowych w Modelu Standardowym, koniecznych do opisu słabych oddziaływań. Rozpoczęto dokładną analizę nieskończoności pojawiających się w kwantowej wersji modelu. W połowie lat 80. wykazano, że nie wszystkie rozbieżności w rozszerzonej supergrawitacji $N = 8$ można usunąć – znaleziono je ukryte w wysokich rzędach rachunku zaburzeń. Okazało się, że 11-wymiarowa supergrawitacja kwantowa to teoria nierenormalizowalna.

Koncepcja pierwszej Teorii Wszystkiego ostatecznie upadła.

6. Trzecie rozszerzenie: wprowadzenie elementarnych strun i superstrun

Po obaleniu hipotezy renormalizowalności supergrawitacji $D = 11$ zaproponowano rewolucyjne uogólnienie: obiekty elementarne to liniowe obiekty rozciągłe – struny. Choć struny zostały wprowadzone jeszcze w latach 60. do opisu widma mas rezonansów hadronowych (Veneziano 1968), to dopiero kilka lat później po raz pierwszy zaproponowano ideę strun jako niepodzielnych obiektów elementarnych (Scherk, Schwarz 1975). Już wcześniej, w latach 50., zauważono, że przyczyna nierenormalizowalności leży w lokalizacji punktowej oddziaływań. W teorii strun zaproponowano nową idealizację geometryczną cząstki elementarnej, polegającą na zastąpieniu współrzędnych cząstki x_i funkcjami $x_i(\xi)$:



gdzie parametr ξ określa położenie punktów na strunie. Trajektorie cząstek zostały zatem zamienione na dwuwymiarowe powierzchnie świata struny, a mechanika punktów materialnych przekształciła się w dwuwymiarową teorię pola (rys. 2). Dzięki temu można było uniknąć problemów z nierenormalizowalnością lokalnych oddziaływań, nie tyle wprowadzając oddziaływania nielokalne, co nielocalne obiekty – struny. Ponieważ w dwóch wymiarach struny opisuje bezmasowe, konforemnie niezmiennicze równanie falowe, stany klasyczne struny (bez oddziaływania i z oddziaływaniem) opisano modelami dwuwymiarowej konforemnej teorii pola.

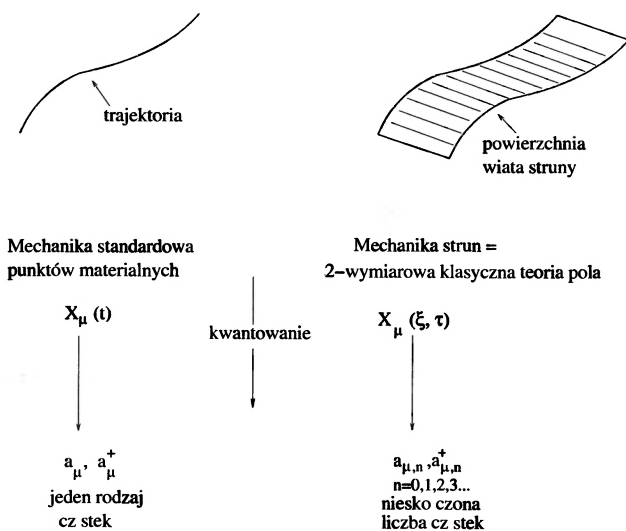
Ważnym krokiem dokonanym w ramach teorii strun elementarnych (Green, Schwarz 1984) było wprowadzenie struny supersymetrycznej – superstruny:

struny		superstruny
$X_A(\xi, \tau)$	⇒	$(X_A(\xi, \tau), \theta_\alpha(\xi, \tau))$
poruszają się w czasoprzestrzeni	supersymetria	poruszają się w superprzestrzeni
X_A		$Y_M = (X_A, \theta_\alpha)$

Udowodniono, że klasyczne superstruny istnieją jedynie w określonych wymiarach czasoprzestrzeni

($D = 3, 4, 6$ i 10) jako dwuwymiarowe modele polowe, oraz otrzymano istotne wyniki przy kwantowaniu superstrun. Na podstawie wyników uzyskanych dla strun hadronowych jeszcze w latach 70. okazało się, że z powodu pojawienia się tzw. anomalii kwantowych nie każda teoria klasyczna (super)struny prowadzi do teorii kwantowej z zachowanymi symetriami i supersymetriami relatywistycznymi. Uzyskano następujące kryteria dopuszczalności modeli:

- 1) teoria kwantowych strun jest zgodna z postulatem symetrii relatywistycznych jedynie w $D = 26$;
- 2) teoria kwantowych superstrun jest niesprzeczna z postulatem relatywistycznych symetrii i supersymetrii jedynie w $D = 10$.



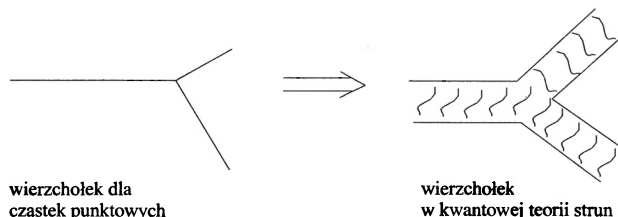
Rys. 2. Ewolucja klasycznej cząstki punktowej i klasycznej struny oraz procedura kwantowania

Teoria kwantowa strun w $D = 26$ ma jednak własność dyskwalifikującą: opisuje także wzbudzenia z urojoną masą, tachiony, które poruszają się z prędkością przekraczającą prędkość światła, a więc w sprzeczności z einsteinowską zasadą przyczynowości relatywistycznej. Jako jedyny dopuszczalny model elementarnego obiektu rozciągniętego pozostała przeto 10-wymiarowa kwantowa superstruna. Okazało się, że przy dowodzie braku tachionów w widmie wzbudzeń superstruny $D = 10$ jest istotna supersymetria. Doprowadziło to do ugruntowania statusu supersymetrii, do stwierdzenia, że „supersymetria to jedno z podstawowych przewidywań teorii strun” (Gross, Witten 1996).

Podsumowując, teoria superstrun zrealizowała superpozycję trzech podstawowych koncepcji rozszerzenia Modelu Standardowego, a mianowicie: wielowymiarowość (cztery wymiary czasoprzestrzeni + 6 wymiarów dodatkowych), supersymetrię, unifikującą pola bozonowe i fermionowe, oraz strukturę niepunktową obiektu elementarnego.

7. 10-wymiarowa superstruna jako druga Teoria Wszystkiego

Wprowadzenie elementarnych oddziaływań strun relatywistycznych pozwoliło na ominięcie poważnych trudności przy wprowadzaniu nielokalnych oddziaływań obiektów punktowych. W szczególności podstawowy polowy element wyliczeń poprawek kwantowych, wierzchołek oddziaływania w diagramach Feynmana, został uogólniony przez wprowadzenie stanów kwantowej oddziałującej struny (rys. 3). Wykazano, iż na skutek konforemnej niezmienniczości dwuwymiarowych powierzchni świata wiele niezależnych diagramów Feynmana dla cząstek punktowych to w teorii strun diagramy topologicznie równoważne, co pozwoliło na istotne uproszczenie dowodu renormalizowalności. Powstała nowa Teoria Wszystkiego opisana przez skończone wyrażenia w rachunku zaburzeń, a więc nie tylko renormalizowalna, lecz superrenormalizowalna, dająca możliwość unifikacji wszystkich oddziaływań, z grawitacją włącznie.



Rys. 3. Wierzchołek oddziaływania cząstek punktowych i strun

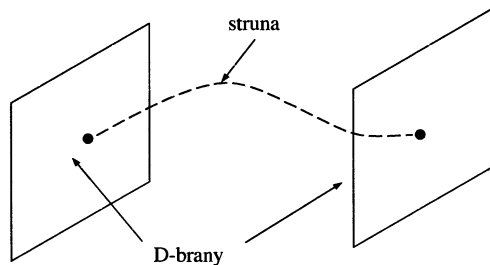
Wzbudzenia kwantowe (wibracje) w teorii superstrun opisują nieskończone multiplety cząstek, z których tylko stojące na początku sekwencji, o najmniejszych masach (równych zero dla pól cechowania), są wykorzystane do opisu znanych obiektów elementarnych. Nieskończona liczba pozostałych cięższych cząstek, o masach równych wielokrotności masy Plancka ($m_P \approx 10^{19} \text{ GeV}/c \approx 10^{-8} \text{ kg}$), odgrywa jedynie rolę czynnika uzbieniającego, prowadzącego do superrenormalizowalności poprawek kwantowych.

Teoria kwantowych superstrun spotkała się z entuzjastycznym przyjęciem przez fizyków teoretyków badających strukturę matematyczną mikroświata (rok 1984 jest wymieniany często jako początek pierwszej rewolucji strunowej), lecz także ze sceptycyzmem niektórych badaczy bliższych fizyce doświadczalnej, próbujących połączyć strunową Teorię Wszystkiego z fenomenologią cząstek elementarnych. Pozostawało parę problemów – oto dwa najważniejsze: 1) W dziesięciu wymiarach istnieje praktycznie nieskończona liczba sposobów wprowadzenia modeli 4-wymiarowych, w zależności od założonej geometrii dodatkowych 6 wymiarów, i nie widać argumentów wyróżniających jednoznacznie Model Standardowy. Okazało się w szczególności, że teoria strun nie doprowa-

działa do nowych uniwersalnych relacji między niezależnymi parametrami liczbowymi w Modelu Standardowym.

2) W drugiej połowie lat 80. skonstruowano pięć różnych, teoretycznie równouprawnionych modeli 10-wymiarowych superstrun: superstruny typu IIA i IIB (zamknięte), superstrunę typu I (otwartą) oraz superstruny heterotyczne $O(32)$ i $E(8) \times E(8)$ (zamknięte). Pytanie, którą teorię superstrun wybrać jako kandydatkę na Teorię Wszystkiego, było trudne do rozstrzygnięcia.

Ponadto okazało się, że teoria superstrun z lat 80. jest niekompletna. Struny te wprowadzały tensorowe pola cechowania, które naturalnie sprzęgały się z p -wymiarowymi branami ($0 \leq p \leq 9$), lecz w „starej” teorii strun dla $p \geq 2$ takie obiekty nie istniały. Ważnym krokiem było następane spostrzeżenie, że struny otwarte zaczynają się i kończą na nowych rozciągłych obiektach p -wymiarowych, branach Dirichleta, nazwanych w skrócie D-branami (Polchinsky 1996) – rys. 4. Badając z jednej strony formalizm lagranżowski, opisujący superbrany (w szczególności tzw. niezmienniczość κ), a z drugiej nieperturbacyjne (zwane też solitonowymi) rozwiązania supergravitacji, odkryto wkrótce całe zoo rozciągłych supersymetrycznych obiektów elementarnych.



Rys. 4. D-brany jako dynamiczne rozmaitości opisujące możliwe położenia „początków” i „końców” strun (w ogólności bran p -wymiarowych)

8. Ostatnia Unifikacja: teoria M jako trzecia Teoria Wszystkiego

Okazało się, że nie tylko struny elementarne w 10 wymiarach pozwalają na nowe nielocalne podejście do natury geometrycznej obiektu elementarnego. Poza piątką kwantowych superstrun w $D = 10$ udowodniono, że w nowej teorii strun istnieje wiele innych obiektów niepunktowych – bran p -wymiarowych, czyli p -bran, i superbran p -wymiarowych, czyli super- p -bran. W szczególności są to:

- 0-brana – cząstka punktowa,
- 1-brana – struna,
- 2-brana – membrana etc.

oraz w wersji supersymetrycznej

- super-0-brana – supercząstka;
- super-1-brana – superstruna;
- super-2-brana – supermembrana etc.

Zauważono, że brana 3-wymiarowa poruszająca się w D -wymiarowej czasoprzestrzeni ($D > 4$) może opisywać fizyczną 4-wymiarową czasoprzestrzeń (płaską lub zakrzywioną), co stało się podstawą nowego, niezwartego modelu typu Kaluzy–Kleina: świata na branie (patrz koniec paragrafu 3). Następnie wykazano, że w supergravitacji istnieją osobliwe rozwiązania, opisujące pole grawitacyjne superbran p -wymiarowych oraz rozwiązania solitonowe opisujące D-brany. Na przykład w supergravitacji $D = 11$ istnieją dwa rozwiązania superbranowe:

- 1) supermembrana – super-2-brana M2,
- 2) superbrana 5-wymiarowa – super-5-brana M5.

Pokazano, że na D-branach można umieścić teorię pól cechowania: typu pola elektromagnetycznego (grupa cechowania $U(1)$) na jednej D-branie, a pole cechowania Yanga–Millsa dla grupy symetrii $U(N)$ na N pokrywających się D-branach. Powstała nowa filozofia geometryczna: rozmaitość opisująca D-brany stała się czasoprzestrzenią ze zlokalizowanymi na niej polami cechowania, a wymiana wirtualnych strun pomiędzy D-branami wprowadziła klasyczne i kwantowe oddziaływanie sektora grawitacyjnego.

W latach 90. powstała długa lista obiektów rozciągłych w różnych wymiarach, połączonych procedurami przyporządkowania parametrów, tzw. przekształceniami dualności. Skonstruowano złożoną siatkę obiektów dualnych (Schwarz, Sen 1993–94; Witten, Vafa 1994–95), której istnienie stanowi istotę drugiej rewolucji strunowej. Przedmiotem nowej teorii strun stał się formalizm opisujący różnorodne rozciągłe obiekty elementarne, które na skutek relacji dualności mają podobny statut elementarności. Powstało przeto pytanie: czy tę nową bogatą spektroskopię niepunktowych obiektów elementarnych można opisać jako różne stany jednej nowej, podstawowej teorii – trzeciej Teorii Wszystkiego (Witten 1995). Została ona nazwana teorią M, od angielskich słów mother (matka), mystery (tajemnica), matrix (macierz), membrane (membrana). Obecnie nie ma zgody na temat podłoża pojęciowego tej tajemniczej litery M, niektórzy nawet podejrzewają, że Witten miał na myśli „my theory”.

W definicję teorii M zostały włączone dwa ważne postulaty korespondencji historycznej:

- 1) w teorii M jest zawartych pięć teorii 10-wymiarowych superstrun,
 - 2) w określonej granicy niskoenergetycznej teoria M przechodzi w supergravitację $D = 11$.
- W ten sposób postulujemy, że trzecia Teoria Wszystkiego to uogólnienie pierwszej i drugiej.

Co obecnie wiemy o M-teorii?

1) Wydaje się dość prawdopodobne, że teoria M jest 11-wymiarowa, chociaż powstała również szeroko badana Teoria Wszystkiego 12-wymiarowa (teoria F, Vafa) i 13-wymiarowa (teoria S, Bars, 1997).

2) Symetrie teorii M opisują uogólnienie standardowych supersymetrii, znanych od

połowy lat 70. (standardowe supersymetrie zostały sformułowane w tzw. formalizmie Haaga, Łopuszańskiego i Sohniusa, 1975). W 11-wymiarowej teorii M uogólnione supersymetrie są opisane przez algebrę M (Townsend, 1997). Wprowadza ona nowy typ supersymetrii, generowanej przez uogólnione pędy, które zadają wszystkie ładunki bran i superbran. Na przykład w 11 wymiarach supersymetria standardowa wprowadza jedynie 11 pędów, związanych z niezależnymi kierunkami w czasoprzestrzeni $D = 11$, natomiast algebra M postuluje istnienie 528 uogólnionych pędów tensorowych, które opisują ładunki superbran M2 i M5 (tworzą one symetryczną macierz 32×32 , a 32 to liczba superładunków).

3) Wydaje się, że obok dodatkowych wymiarów czasoprzestrzennych, opisanych w ramach koncepcji typu Kaluzy–Kleina, należy wprowadzić w teorii M nowe wymiary innego typu. Okazuje się, że złożona struktura punktu opisująca w 11-wymiarowej czasoprzestrzeni spinowe stopnie swobody prowadzi przy procedurze geometryzacji do nowych współrzędnych.

4) Postulujemy, że teoria M jest opisana działaniem niezawierającym parametru wymiarowego. Ta własność ma poważną konsekwencję: w dokładnej teorii M nie istnieje „mały parametr”, który mógłby służyć do rozwinięcia w rachunku zaburzeń, a więc dynamika teorii M jest istotnie nieperturbacyjna.

5) Chcąc wprowadzić parametry wymiarowe oraz przybliżenia perturbacyjne, powinniśmy dokonać redukcji wymiarowej, np. przez założenie, że 11 wymiar jest małym kółkiem S^1 o promieniu R_{11} . W granicy bardzo małego promienia R_{11} teoria M przechodzi w jedną z pięciu 10-wymiarowych superstrun, zwaną superstruną IIA. Można pokazać, że w innych perturbacyjnych sektorach teorii M, opisanych przez odpowiednio dobrane redukcje 11 wymiarów do dziesięciu, otrzymuje się pozostałe cztery 10-wymiarowe superstruny. Ponadto z teorii M w granicy niskoenergetycznej otrzymujemy supergrawitację $D = 11$ (rys. 5).

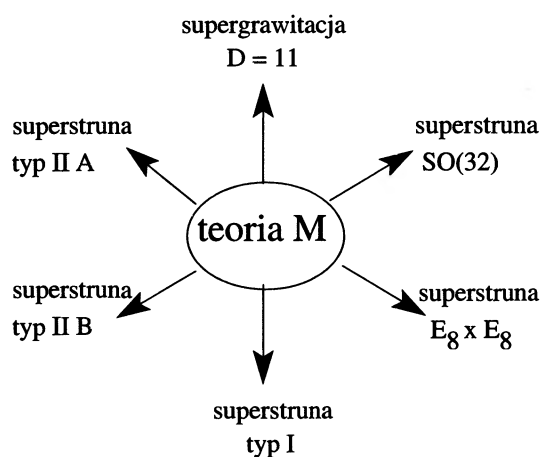
6) W ramach teorii M jest prawdopodobne, że punkty czasoprzestrzeni nie są elementarne, że istnieje odpowiednik złożoności cząstek elementarnych w opisie geometrii czasoprzestrzeni. Już w latach 50. (Rzewuski, 1958) i 60. oraz 70. (Penrose) postulowano, iż fundamentalna geometria jest opisana współrzędnymi spinorowymi:

spinory, twistory:		czasoprzestrzeń:
współrzędne elementarne	\implies	współrzędne złożone

oraz zwrócono uwagę na analogię:

proton złożony z fundamentalnych kwarków	\longleftrightarrow	czas i przestrzeń złożona z fundamentalnych współrzędnych spinorowych.
--	-----------------------	--

Program opisu świata za pomocą nowej geometrii spinorowej jest bardzo atrakcyjny, lecz na razie zostały poczynione jedynie pierwsze kroki ku zapisowi oddziaływań fundamentalnych w tym nowym języku.



Rys. 5. Teoria M jako uogólnienie drugiej Teorii Wszystkiego (5 modeli superstrun 10-wymiarowych) i pierwszej Teorii Wszystkiego (supergrawitacji $D = 11$). Strzałki opisują różne przejścia graniczne w teorii M, wprowadzające parametry wymiarowe.

9. Co dalej?

Wydaje się, że do zrozumienia dynamiki teorii M potrzebny jest nowy element formalizmu, który by rozwiązał kontrowersję między opisem czasoprzestrzeni w klasycznej i kwantowej teorii grawitacji. W tej pierwszej wprowadzamy standardową czasoprzestrzeń, z odległościami (niezmienniczymi interwałami $ds = (g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu)^{1/2}$) mierzalnymi z dowolną dokładnością. Z drugiej strony, w kwantowej teorii grawitacji w zgodzie z teorią pomiarów kwantowych pomiar odległości wymaga doprowadzenia dużego pędu (energii) do mierzonego obszaru, co zakłóca pole grawitacyjne $g_{\mu\nu}(x)$. Korzystając z zasady nieoznaczoności Heisenberga oraz równań Einsteina można udowodnić, że w kwantowej grawitacji istnieje granica dokładności pomiaru odległości, określona długością Plancka (Doplicher, Fredenhagen, Roberts 1994): $\Delta s \geq l_P$. Kwantowy zapis algebraiczny tej relacji prowadzi do wniosku, że

$$[x_\mu, x_\nu] \approx l_P^2, \quad (13)$$

czyli współrzędne czasoprzestrzeni na odległościach Plancka stają się nieprzemienne.

Obecnie wykorzystując zderzenia cząstek w największych akceleratorach możemy penetrować odległości do 10^{-18} cm (przy energii cząstek rzędu 10^4 GeV). Z powyższego oszacowania widać, że odległości istotnie nieprzemienne są 15 rzędów wielkości poniżej progu bezpośredniej detekcji doświadczalnej.

Mimo braku możliwości bezpośredniego potwierdzenia w doświadczeniu, ostatnio wydaje się naturalnym założenie, iż trzy podstawowe koncepcje geometryczne, wymienione we Wstępie, powinny być uzupełnione czwartą ideą – nieprzemiennością współrzędnych czasoprzestrzeni: „klasyczne” wymiary przestrzeni w wyniku efektów

kwantowej grawitacji stają się nieprzemienne. Jest to nowa nieprzemienność, która nakłada się na już znaną dla położenia i pędów, opisaną przez relacje Heisenberga w mechanice kwantowej. Wynika ona z kwantowania geometrii czasoprzestrzeni (kwantowania równań Einsteina) i opisuje algebraicznie grawitacyjne poprawki kwantowe.

Przy opisie symetrii mikroświata powyższe kwantowanie geometrii zamienia symetrie klasyczne na symetrie kwantowe:

symetrie klasyczne: grupy i supergrupy klasyczne	\implies	symetrie kwantowe: grupy i supergrupy kwantowe
--	------------	--

Teoria grup kwantowych oraz kwantowych algebr Liego powstała jako dział matematyki w latach 80. (Drinfeld 1985, Jimbo 1985, Woronowicz 1987) i została zastosowana do symetrii czasoprzestrzennych w latach 90. (Podleś, Woronowicz (1990, 1996); Lukierski, Nowicki, Ruegg, Tolstoj (1991)). Jednym z nierozwiązanych problemów jest modyfikacja teorii grawitacji uwzględniająca nieprzemienność czasoprzestrzeni na bardzo małych odległościach.

Wydaje się, że do przyszłej, czwartej Teorii Wszystkiego, zostaną włączone także elementy geometrii nieprzemiennej.

10. Uwagi końcowe

Teoria Wszystkiego wywołuje często ironiczne komentarze, szczególnie ze strony fizyków teoretyków pracujących w dziedzinach bardziej „przyziemnych”, bliższych zastosowaniom praktycznym. – A czy można będzie z Teorii Wszystkiego wyliczyć numer butów Einsteina? – tak skomentował perspektywy Teorii

Wszystkiego w fizyce mój dobry znajomy J. C., profesor Politechniki Wrocławskiej. Nie ma w tym niczego oryginalnego – Murray Gell-Mann, odkrywca koncepcji kwarków w teorii oddziaływań silnych, mawiał: – Jeżeli znasz Teorię Wszystkiego, to dlaczego nie jesteś bogaty? – sugerując, że powinna ona obejmować także prawa ekonomii.

Należy podkreślić, że nawet znajomość prawidłowej Teorii Wszystkiego nie oznacza możliwości uzyskania odpowiedzi na „makroskopowe” pytania, wychodzące poza zakres mikroświata cząstek elementarnych. Okazuje się, że niewiele złożoności otaczającego nas świata wynika z fundamentalnych praw dla obiektów elementarnych, podobnie jak znajomość gamy barw nie mówi nam prawie nic o obrazach Picassa.

Założenie o istnieniu Teorii Wszystkiego ma bardziej wartość teoriopoznawczą, ontologiczną, niżeli praktyczną, i w próbach jej wykrycia tkwi ważne założenie, że przez odpowiedni wybór postulatów możemy dotrzeć na drodze teoretycznego rozumowania do jej jedynej właściwej postaci. Odkrycie takiej teorii byłoby ukoronowaniem pozytywizmu poznawczego w radykalnej postaci, głoszącego, że świat w określonym momencie rozwoju nauki może być poznany do końca, przynajmniej w swym istotnym fragmencie. Osobiście jestem zwolennikiem pozytywizmu poznawczego w wersji łagodniejszej, standardowej: że świat jest coraz lepiej poznawany, a kolejne Teorie Wszystkiego są jedynie coraz dokładniejszym przybliżeniem ostatecznej prawdy o fundamentalnych prawach natury. Jest to jednak zbieżność asymptotyczna i dlatego konkretna Teoria Wszystkiego istnieje jedynie na określonym etapie wiedzy. Obecnie, na początku XXI wieku, jest to wciąż jeszcze tajemnicza teoria M.



Prof. JERZY LUKIERSKI urodził się w 1936 r. w Warszawie. Obronił pracę doktorską w r. 1962 (promotor: prof. Jan Rzewuski). Tytuł profesora uzyskał w r. 1974. Jest specjalistą w dziedzinie kwantowej teorii pola oraz geometrycznych i teoriogrupowych aspektów teorii oddziaływań fundamentalnych. Jest autorem ponad 250 prac, z których wiele jest poświęconych supersymetrii. Ostatnio największy rozgłos uzyskały jego wyniki dotyczące kwantowych deformacji symetrii relatywistycznych, w szczególności tzw. deformacja κ algebry Poincarégo, sformułowana w 1991 r. Od 1990 r. jest dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego, a obecnie także przewodniczącym Komisji Komitetu Fizyki PAN „Fizyka teoretyczna – badania podstawowe”.

Wybrane zagadnienia współczesnego biomagnetyzmu*

Anna Ślawska-Waniewska

Instytut Fizyki PAN, Warszawa

Selected issues of modern biomagnetism

Abstract: The article is focused on two current subjects of biomagnetism: (i) investigations of metallo-proteins in the living organisms, (ii) biomedical applications of magnetic nanoparticles, ferrofluids and metallo-organic complexes. Since iron plays a crucial role in many vital metabolic processes, the description of metallo-proteins is limited to Fe-biomolecules. The concept of magnetic targeting in medical therapy and diagnosis is presented and the most typical clinical applications of functionalised magnetic nanostructures are reviewed.

1. Wstęp

Biomagnetyzm – dziedzina biofizyki zajmująca się zjawiskami magnetycznymi w organizmach żywych – koncentruje się na trzech głównych kierunkach badań: 1) magnetycznych właściwościach jonów i nanostruktur magnetycznych występujących w cząsteczkach biologicznych organizmów żywych, 2) nanostrukturach biomagnetycznych wprowadzanych do organizmu intencjonalnie, z zewnątrz, w celach diagnostycznych lub leczniczych, 3) wpływie pól magnetycznych na organizmy żywe.

W organizmach ssaków występuje wiele jonów magnetycznych z grupy 3d. W zależności od funkcji, jakie spełniają, mogą się one znajdować w różnych stanach magnetycznych, a co więcej, w dynamicznych procesach życiowych ten sam jon magnetyczny związany z pewną molekułą białkową może zmieniać swój stan magnetyczny i spełniać różne funkcje [1,2].

Pierwiastki magnetyczne, których koncentracja w organizmie jest bardzo mała, są mimo to pierwiastkami niezbędnymi do życia. Tolerancja na zawartość jonów magnetycznych jest niewielka, a zarówno ich niedobór, jak i nadmiar ujawniają się w występowaniu różnych stanów chorobowych [3].

Do badań związków biologicznych zawierających jony magnetyczne można wykorzystać wiele magnetycznych metod badawczych. Bardzo wzbogacają one klasyczne techniki badań strukturalnych, umożliwiają znacznie precyzyjniejszą charakterystykę fizykochemiczną różnorodnych biomolekuł, a zarazem pozwalają na obserwacje dynamiki procesów biologicznych.

Badania te nie są jednak łatwe. Zawartość domieszek magnetycznych w tkankach organizmu człowieka jest bardzo mała, a ponadto sygnały czy też wkłady magnetyczne pochodzące od różnych form strukturalnych żelaza na ogół się na siebie nakładają. Uzyskanie wiarygodnych informacji wymaga zatem stosowania komplementarnych metod badawczych, pomiarów w szerokim zakresie temperatury i kompleksowej analizy.

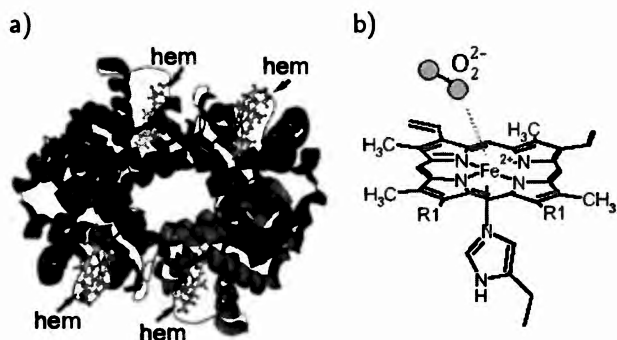
2. Jony Fe w organizmie człowieka

Pierwiastkiem magnetycznym, którego stężenie w organizmach żywych jest ponadstukrotnie większe niż innych pierwiastków magnetycznych, jest żelazo [4]. Występuje ono w trzech głównych formach [5]: 1) jako żelazo metabolicznie aktywne (3/4 całej zawartości żelaza), występujące w hemoglobinie i odpowiedzialne za wymianę gazową oraz transport tlenu do tkanek, 2) jako żelazo transportowe, związane z białkami transferyny, 3) jako żelazo zmagazynowane w formie ferrytyny.

Żelazo metabolicznie aktywne (hem) znajduje się w krwinkach czerwonych, a w szczególności jest związane z białkami hemoglobiny (Hb). Cząsteczka hemoglobiny (rys. 1a) zawiera 4 pierścienie hemowe, w których centrach znajduje się jeden jon Fe^{2+} (rys. 1b). Najbliższe otoczenie jonów Fe^{2+} ma symetrię oktaedryczną, ale lokalna struktura takiego hemowego pierścienia porfirynowego zależy od tego, czy z jodem żelaza związany jest jon tlenu O^{2-} (jest to tzw. Hb utlenowana), czy nie (Hb odtlenowana). Pierścien hemu w Hb odtlenowanej ma kształt czaszy, a wy-

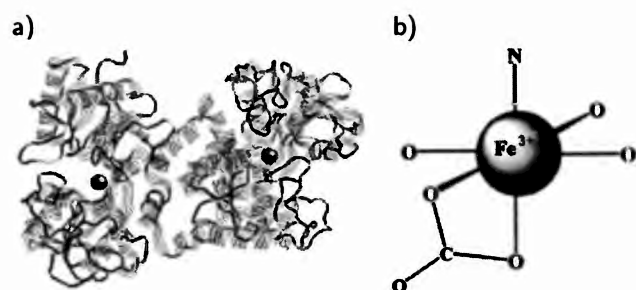
*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVII Zjazdu Fizyków Polskich w Gdańsku (wrzesień 2003) w sesji plenarnej.

tworzane przez najbliższych sąsiadów pole krystaliczne jest małe, tak że żelazo znajduje się w stanie wysokospinowym o spinie $S = 2$. Po przyłączeniu cząsteczki tlenu pierścien hemowy staje się płaski; wzrasta wtedy energia pola krystalicznego i jony Fe^{2+} przechodzą do stanu niskospinowego o wypadkowym spinie $S = 0$.



Rys. 1. a) Cząsteczka hemoglobiny zawierająca 4 pierścienie hemowe [5]; b) struktura pierścienia hemowego

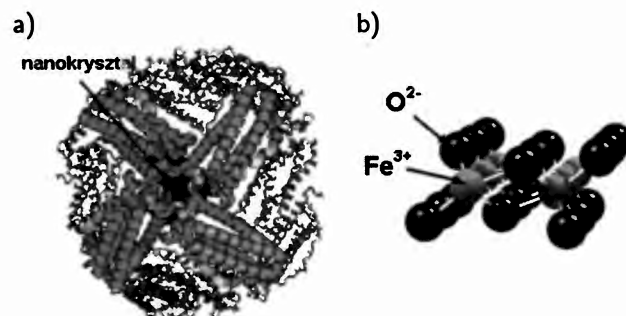
Żelazo transportowe (transferyna) znajduje się w osoczu krwi i służy do transportu żelaza w organizmie (np. z miejsc, w których jest magazynowane, do szpiku kostnego, gdzie powstają krwinki czerwone). Cząsteczka transferyny zawiera dwa jony Fe^{3+} (rys. 2a). Atomy żelaza znajdują się w otoczeniu oktaedrycznym (rys. 2b) i są w stanie wysokospinowym o spinie $S = 5/2$. Transferyna wykazuje dość silne właściwości magnetyczne, gdyż para atomów Fe^{3+} tworzy dipol magnetyczny. Istnieje hipoteza, że wytwarzane przez ten dipol pole magnetostatyczne powoduje zwiększenie aktywności biologicznej kompleksów transferyny.



Rys. 2. a) Cząsteczka transferyny; b) najbliższe otoczenie jonów Fe^{3+} w transferynie

Żelazo zmagazynowane (ferrytyna) gromadzone jest głównie w takich organach, jak wątroba, śledziona, mózg i serce. Ferrytyna to molekula składająca się z części białkowej – jest to rodzaj włókni kulistej, wewnątrz której tworzy się nanokryształ żelaza (rys. 3a). Ogólny skład chemiczny tego krystalitu to $[\text{FeO}(\text{OH})]_8[\text{FeO}(\text{H}_2\text{PO}_4)]$ (hydrat tlenku żelaza-

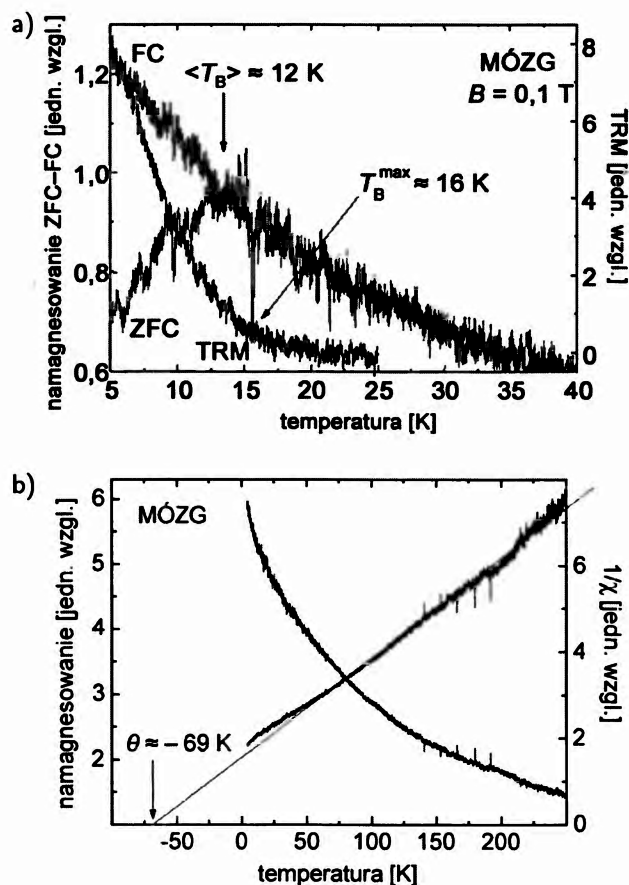
zowego + grupy fosforowe, przez które zachodzi kotwiczenie krystalitu w otoczce białkowej), a jego komórka elementarna (w której dla przejrzystości nie pokazano jonów H) przedstawiona jest na rys. 3b. W ferrytynie jony Fe^{3+} , znajdujące się w otoczeniach oktaedrycznych ligandów tlenowych, są sprzężone przez oddziaływania wymiany pośredniej prowadzące do uporządkowania antyferromagnetycznego. Ze względu jednak na bardzo małe rozmiary (kilka nm) krystality wykazują właściwości superparamagnetyczne, gdyż o ich zachowaniu w znacznym stopniu decydują fluktuacje termiczne.



Rys. 3. a) Cząsteczka ferrytyny; b) komórka elementarna krystalitu tworzącego się w ferrytynie (dla przejrzystości struktury atomy H nie zostały pokazane) [5]

Określenie różnych strukturalnych form i stanów magnetycznych żelaza oraz zobrazowanie rozkładu jonów Fe w organizmie człowieka to zadanie, jakie stoi przed współczesną biofizyką. Celem jest znalezienie związku między biogenicznymi formami żelaza a występowaniem pewnych stanów chorobowych oraz możliwościami ich zapobiegania. Do badań kompleksów Fe można wykorzystać kilka metod magnetycznych. Przykładowe wyniki badań liofilizowanych próbek mózgu ludzkiego uzyskane za pomocą statycznych metod magnetycznych przedstawiono na rys. 4a,b. Pomiar namagnesowania (rys. 4a) wykonano w tzw. reżimie ZFC-FC (od ang. zero field cooled – field cooled) w polu o indukcji 0,1 T przy wzroście temperatury od 4 do 300 K po uprzednim schłodzeniu próbki albo bez pola (krzywa ZFC), albo w polu 0,1 T (FC). Na rysunku tym przedstawiono również zależność termoremanencji (TRM, thermal remnant magnetization) uzyskaną w zerowym polu magnetycznym po uprzednim schłodzeniu próbki w polu 1 T. Wyniki przedstawione na rys. 4a (charakter krzywych ZFC-FC oraz efekty nieodwracalności obserwowane w niskich temperaturach) są typowe dla zachowania cząstek superparamagnetycznych, zatem dominujący wkład magnetyczny w próbkach mózgu pochodzi od cząstek ferrytyny. Średnia temperatura blokowania (T_B) dla tych cząstek (tj. temperatura, powyżej której cząstki wykazują właściwości superparamagnetyczne) wynosi ok. 12 K. Pomiar temperaturowej zależności podatności

magnetycznej χ (rys. 4b) pokazuje, że ferrytyna spełnia prawo Curie–Weissa $\chi = C/(T - \theta)$ (gdzie C jest stałą Curie, a θ – temperaturą Weissa) z $\theta = -69$ K, co wskazuje na dominację w krystalitach oddziaływań antyferromagnetycznych. Jednak w bardzo niskich temperaturach ferrytyna mózgowa nie wykazuje czystego uporządkowania antyferromagnetycznego, a w krzywych namagnesowania pojawia się niezerowa koercja i remanencja (patrz krzywa TRM na rys. 4a). Za powstawanie niewielkiego wypadkowego momentu magnetycznego ferrytyny odpowiedzialne są powierzchniowe krystalitów, gdzie naruszenie symetrii translacyjnej prowadzi do niepełnej kompensacji sprzężeń o charakterze antyferromagnetycznym.



Rys. 4. a) Zależności temperaturowe namagnesowania ZFC–FC i termoremanencji TRM dla liofilizowanych próbek mózgu; b) zależności temperaturowe namagnesowania i odwrotności podatności dla tych samych próbek

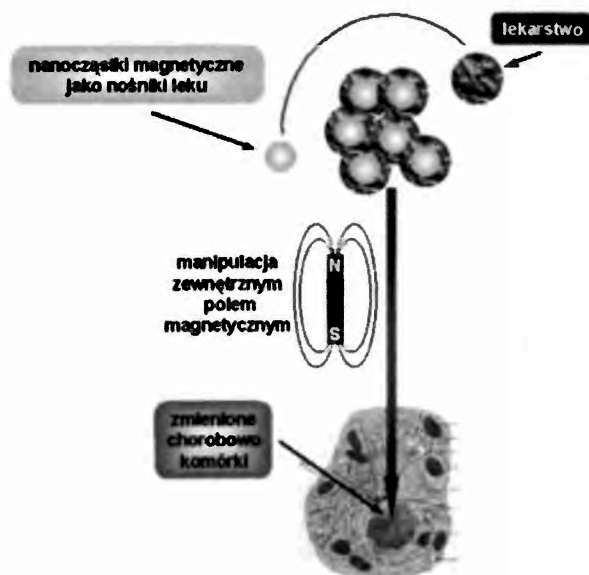
3. Nanostruktury i kompleksy biomagnetyczne w diagnostyce i terapii medycznej

3.1. Nanocząstki magnetyczne

Materiałami magnetycznymi najczęściej wykorzystywanymi w medycynie są jednodomenowe cząstki – poczynając od izolowanych jednorodnych nanocząstek, przez cząstki modyfikowane powierzchniowo, cząstki

znajdujące się w tzw. cieczach magnetycznych albo zamknięte w mikrokapsułkach, aż po magnesy molekularne, gdzie sprzężone magnetycznie pozostają bardzo małe klastery, zawierające jedynie kilka jonów magnetycznych. Te nanostruktury wykorzystywane są w lokalnej terapii do transportu leków do określonych miejsc w organizmie [6], przy leczeniu nowotworów [7] i do tzw. separacji immunomagnetycznej [8]. Poza terapią, takich nanostruktur używa się również w diagnostyce medycznej – najbardziej znanym przykładem jest tutaj kontrastowanie za pomocą magnetycznego rezonansu jądrowego. Zastosowania obejmują również bioinżynierię komórkową i czujniki biomagnetyczne [9].

Zasada lokalnej terapii magnetycznej jest schematycznie przedstawiona na rys. 5. Do nanocząstek magnetycznych dołącza się molekuly jakiegos lekarstwa i takie kompleksy wprowadza się do określonego miejsca organizmu człowieka za pomocą gradientu pola magnetycznego, albo przez układ krwionośny, albo w postaci cieczy magnetycznej wstrzykniętej bezpośrednio w wybrane obszary. Cząstki utrzymuje się w zmienionych chorobowo tkankach, również za pomocą pola magnetycznego, aż do końca terapii, tj. do czasu, kiedy wszystkie cząsteczki leku się uwolnią, a następnie usuwa się je z organizmu, również za pomocą gradientu pola.



Rys. 5. Schemat lokalnej terapii magnetycznej

Separacja immunomagnetyczna polega na wiązaniu szkodliwych biomolekuł (znajdujących się np. w organizmie w wyniku zatrucia) przez inne molekuly organiczne, które związane są z nanocząstkami magnetycznymi. Zasada jest taka sama jak przy terapii magnetycznej. Cząstki otoczone ligandami organicznymi wprowadzamy za pomocą pola magnetycznego do obszaru, w którym znajdują się szkodliwe molekuly, szkodliwe substancje są wiązane przez ligandy

z cząstkami magnetycznymi, a następnie tak powstałe kompleksy biometaliczne usuwane są przez przyłożenie odpowiedniego gradientu pola magnetycznego.

Hipertermia magnetyczna wykorzystuje dużą wrażliwość komórek nowotworowych na podwyższenie temperatury, znacznie większą niż komórek zdrowych. Gdy temperatura zostanie podniesiona do 43–47 °C, mówi się o hipertermii, gdy wykorzystujemy jeszcze wyższy zakres temperatury (45–55 °C), mówimy o ablacji magnetycznej. Metoda ta polega na wprowadzeniu do nowotworu cząstek magnetycznych (albo przez układ krwionośny i naprowadzanie magnetyczne, albo przez zwykłe wstrzyknięcie jedno- lub wieloigłowe, a następnie przyłożenie zmiennego pola magnetycznego o takiej amplitudzie i częstotliwości, żeby spowodować grzanie się cząstek. Wzrost temperatury zależy od właściwości cząstek (zwłaszcza składowej urojonej podatności magnetycznej) oraz od amplitudy i częstotliwości pola magnetycznego. Przy konkretnej terapii trzeba również ocenić rodzaj i wielkość nowotworu. Na ogół wykorzystuje się pola w zakresie częstotliwości 100–1000 Hz. Pojedynczy zabieg trwa ok. pół godziny, a zabiegi takie powtarza się kilka-kilkanaście razy, przy czym już po jednorazowym zabiegu uzyskuje się znaczne zmniejszenie aktywności metabolicznej nowotworu [10].

Jądrowy rezonans magnetyczny wykorzystywany jest w diagnostyce medycznej do obrazowania tkanek (MRI), przy czym zwiększenie kontrastu można uzyskać przez wprowadzenie domieszek magnetycznych. Intensywność sygnału MRI zależy od rodzaju i gęstości tkanki, ilości protonów w danym obszarze oraz od czasów ich relaksacji magnetycznej T_1 i T_2 . Wprowadzenie domieszek magnetycznych (np. cząstek superparamagnetycznych) do badanej tkanki powoduje wzrost szybkości relaksacji protonów w tych obszarach, co z kolei prowadzi do poprawy kontrastu między poszczególnymi obszarami, a w szczególności daje możliwość rozróżnienia obszaru patologicznego i zdrowej tkanki [11].

Nanocząstki magnetyczne wykorzystywane w terapii i diagnostyce medycznej powinny spełniać kilka warunków: 1) w temperaturze pokojowej powinny być w stanie superparamagnetycznym (aby ich momenty magnetyczne w nieobecności pola były równe zeru), 2) w zewnętrznym polu magnetycznym ich momenty magnetyczne powinny być jak największe, gdyż wtedy przykładane pola mogą być małe, 3) nie powinny tworzyć aglomeratów (czyli silnie ze sobą oddziaływać), 4) muszą być biokompatybilne, nietoksyczne i dobrze tolerowane przez organizmy żywe.

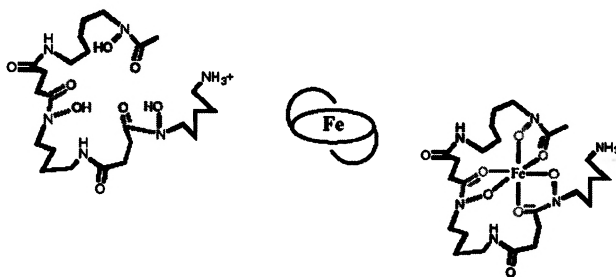
Najczęściej wykorzystywane są nanocząstki Fe_3O_4 lub Fe_2O_3 , głównie z dwóch przedziałów rozmiarów: 1) małe, ok. 10 nm – ich zaletą jest łatwa i szybka dyfuzja przez błony komórkowe oraz możliwość uzyskania ich jednorodnego rozkładu w wybranej tkance, wadą natomiast jest bardzo mały wypadkowy moment

magnetyczny, co pociąga za sobą konieczność przykładania bardzo silnych pól magnetycznych; 2) duże, nawet do 100 nm – wymagają znacznie słabszych pól, ale za to nie przenikają łatwo do tkanek, pozostają często w układzie krążenia, a co gorsza, mogą powodować powstawanie skrzepów.

Do zastosowań medycznych nanocząstki magnetyczne wymagają często pokrycia biokompatybilnym polimerem (najbardziej popularny jest dekstran), który z jednej strony ekranuje cząstkę przed układem immunologicznym, uniemożliwiając otoczenie jej białkami plazmy i usunięcie z organizmu, z drugiej zaś ułatwia wiązanie innych kompleksów organicznych, które mają być transportowane do określonych obszarów patologicznych.

3.2. Kompleksy metaloorganiczne

Znajdują one szerokie zastosowanie w farmakologii oraz bakteriologii i często wykazują bardzo dużą aktywność biologiczną. Umożliwiają wprowadzanie biopierwiastków do organizmu i ich wchłanianie, transport i magazynowanie pierwiastków, a także usuwanie pierwiastków szkodliwych. Uzyskuje się to na drodze chelatowania, procesu przedstawionego schematycznie na rys. 6, podczas którego pierwiastki są zmieniane w związki kompleksowe, co pozbawia je toksycznej aktywności. Pierwiastki trujące związane przez chelaty mocno wiążące mogą zostać usunięte poza organizm, nie czyniąc szkody. Natomiast substancje słabo wiążące ułatwiają wprowadzanie i wchłanianie potrzebnych biopierwiastków do organizmu [12]. Przykładem wykorzystania reakcji chelatowania prowadzącej do tworzenia się stabilnych kompleksów ferrioksaminy (rys. 6) jest usuwanie nadmiarowego żelaza gromadzącego się w pewnych organach po wielokrotnych transfuzjach, niezbędnych przy specyficznych zaburzeniach w syntezie hemoglobiny (np. przy talasemii) [13].



Rys. 6. Kompleksowanie jonów Fe w procesie chelatowania

4. Wpływ pola magnetycznego na organizm człowieka

Ten dział biomagnetyzmu budzi często pejoratywne skojarzenia, które mają swoje historyczne uzasadnienie. W XVIII wieku wyobrażano sobie bowiem,

że magnes ma duszę, która może przenikać wszędzie, również do organizmu człowieka, i w ten sposób oddziaływać na jego zdrowie. Wiadomo, że organizm człowieka wytwarza pole magnetyczne oraz że pole to jest ok. stu tysięcy razy słabsze od ziemskiego pola magnetycznego. Faktem jest, że przebywamy wszyscy bez przerwy w ziemskim polu magnetycznym, a długotrwałe misje kosmiczne pokazały, że brak tego pola wpływa niekorzystnie na organizm człowieka. Z punktu widzenia fizyki można się spodziewać, że oddziaływanie pola magnetycznego na organizm wynika głównie z wpływu pola na nieskompensowane spiny elektronowe, ciekłe kryształy zawarte w tkankach oraz poruszające się ładunki elektryczne. Poznanie tych zjawisk ma istotne znaczenie przy wykorzystaniu pola magnetycznego w diagnostyce i terapii. I choć terapeutyczny wpływ pola magnetycznego nie jest do końca wyjaśniony, to magnetoterapia (a w szczególności leczenie polem magnetycznym małej częstotliwości) znalazła już zastosowanie w kilkunastu dziedzinach medycyny, m.in. w ortopedii, reumatologii, chorobach wewnętrznych), uzyskując uznanie specjalistów [14]. Należy sobie jednak zdawać sprawę, że współcześnie hasło terapii magnetycznej jest popularne w medycynie alternatywnej i zdecydowanie nadużywane przy reklamie produktów do tej terapii. Zewnętrzna stymulacja polem magnetycznym nie zawsze bowiem może okazać się korzystna dla organizmu. Jak pokazały wyniki badań przeprowadzonych ostatnio na zwierzętach, pole

magnetyczne może doprowadzić do znacznego uszkodzenia łańcuchów DNA w komórkach mózgu [15].

Literatura

- [1] V. Schünemann, H. Winkler, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 263 (2000).
- [2] D.P.E. Dickson, *J. Magn. Magn. Mater.* **203**, 46 (1999).
- [3] J. Dobson, *FEBS Lett.* **496**, 1 (2001).
- [4] P.F. Lindley, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 867 (1996).
- [5] R. Casiday, R. Frey, „Iron Use and Storage in the Body: Ferritin and Molecular Representations”, www.chemistry.wustl.edu/~edudev/labtutorials/.
- [6] A.S. Lübbe, Ch. Alexiou, Ch. Bergemann, *J. Surgical Res.* **95**, 200 (2001).
- [7] A. Jordan, R. Scholz, P. Wust, H. Föhling, R. Felix, *J. Magn. Magn. Mater.* **201**, 413 (1999).
- [8] C.C. Berry, A.S.G. Curtis, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R198 (2003).
- [9] Q.A. Pankurst, J. Connolly, S.K. Jones, J. Dobson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R167 (2003).
- [10] A. Jordan i in., *J. Magn. Magn. Mater.* **225**, 118 (2001).
- [11] A. Volkov, www.cc.utah.edu/~av6a51/mri.htm.
- [12] A.L. Crumbliss, www.medicine.uiowa.edu/FRRB/VirtualSchool/Crumbliss-Fe.pdf.
- [13] J.P. Kushner, J.P. Porter, N.F. Olivieri, *Hematology* **1**, 47 (2001).
- [14] W. Pawluk, H.L. Bansal, K. Shimodaira, www.nutriteam.com/articles.html.
- [15] H. Lai, N.P. Singh, ehis.niehs.nih.gov/members/2004/6355/6355.pdf.

Dr hab. ANNA ŚLAWSKA-WANIEWSKA jest docentem w Instytucie Fizyki PAN, gdzie kieruje zespołem nanostruktur magnetycznych. Zajmuje się fizyką magnetyków, w szczególności nanowymiarowych cząstek magnetycznych i nanostruktur granularnych. Jej prace dotyczą m.in. procesów magnesowania, oddziaływań magnetycznych i relaksacji superparamagnetycznych w nanowymiarowych układach wielofazowych, zjawisk zachodzących na granicach faz oraz niekolinearnych powierzchniowych struktur spinowych. Ostatnio prowadzi badania w zakresie biomagnetyzmu, a jej zainteresowania obejmują organizację strukturalną, morfologiczną oraz korelacje jonów magnetycznych w nanostrukturach i kompleksach metaloorganicznych, a także układach biologicznych.



Nanofotonika*

Maciej Bugajski

Instytut Technologii Elektronowej, Warszawa

Nanophotonics

Abstract: Nanotechnology is now considered a frontier in science and is likely to produce a new revolution in our lives in the forthcoming years, a revolution even more far reaching than that created by computers and the internet. In the recent years very few areas of scientific research have had such a broad range of applications as nanotechnology. One of the most rapidly developing branches of nanotechnology is nanophotonics, the field that deals with interaction of light with materials on a nanometer scale. This interaction leads to a variety of new physical effects which are the basis of novel optoelectronic devices. The basic ideas and device concepts in the field of nanophotonics are discussed.

Wstęp

W ostatnich latach jesteśmy świadkami wysiłków mających na celu opanowanie technologii wytwarzania materiałów i struktur o rozmiarach nanometrowych. Najlepsze laboratoria uniwersyteckie i przemysłowe na świecie angażują znaczne środki w badania kwantowych zjawisk decydujących o własnościach fizycznych nanostruktur i leżących u podstaw działania wytwarzanych z nich przyrządów. Nanometr to kwintesencja małości – jedna miliardowa metra, dziesięć atomów wodoru ułożonych jeden za drugim, jedna tysięczna długości bakterii, jedna milionowa łebka od szpilki. Nanotechnologia to obecnie – po badaniach biomedycznych – najbardziej dynamicznie rozwijająca się dyscyplina nauki i techniki.

Z postępów nanotechnologii korzysta wiele klasycznych dziedzin nauki i techniki. Jednym z przykładów może być tu optoelektronika – dyscyplina zajmująca się współdziałaniem optyki i elektroniki. Już samo określenie zakresu znaczeniowego pojęcia „optoelektronika” wskazuje na jej silnie interdyscyplinarny charakter i łączenie ze sobą pozornie odległych zagadnień z dziedziny nauk podstawowych (fizyki kwantowej, elektrodynamiki) z zagadnieniami typowymi dla inżynierii materiałowej i elektroniki. Niezależnie jednak od korzeni tej dyscypliny podstawowym obiektem jej zainteresowań, jako działu szeroko pojętej elektroniki, są przyrządy i układy (systemy) optoelektroniczne. Zastosowania są motorem rozwoju optoelektroniki i to zarówno w sensie intelektualnym, jak i ekonomicznym. Optoelektronika wyodrębniła się z elektroniki w II połowie XX w. Za początek optoelektroniki półprzewodnikowej uważa się rok 1962, w którym wy-

naleziono laser półprzewodnikowy, przyrząd uznawany za jedną z głównych sił napędowych rozwoju tej dyscypliny techniki. Od samego początku optoelektronika była bardzo silnie związana z fizyką, w szczególności z fizyką ciała stałego i optyką kwantową.

W latach 80. pojawił się nowy termin – fotonika. Pojęciowo zakres terminu „optoelektronika” nakłada się w znacznym stopniu na zakres fotoniki. Fotonika zajmuje się sterowaniem własnościami światła oraz wykorzystaniem wiązki świetlnej do przesyłania i przetwarzania informacji. W obszarze jej zainteresowań pozostają: tworzenie optoelektronicznych i optycznych układów scalonych oraz struktur z fotonową przerwą energetyczną (pasmem zabronionym), gromadzenie danych (pamięci optyczne), wyświetlanie obrazów, pomiary i monitorowanie wielkości fizycznych oraz śledzenie różnego rodzaju procesów (czujniki optyczne). Do wyzwań przyszłości, które rozbudzają wyobraźnię badaczy, należą niewątpliwie komputery optyczne.

Niezależnie od rozlicznych zastosowań fotoniki w nauce, medycynie i technice, jej najważniejszym segmentem i motorem rozwoju pozostaje nadal komunikacja optyczna. Użycie elektronów do celów długosięgowej komunikacji datuje się od roku 1837, kiedy Morse i Wheatstone wynaleźli telegraf. Kolejnym krokiem było wynalezienie telefonu przez Grahama Bella w 1877 r. i lampy elektronowej przez Lee De Foresta w 1906 r., które umożliwiło rozwój komunikacji radiowej. Późniejsze wynalazki tranzystora i układów scalonych doprowadziły telekomunikację wykorzystującą do przesyłania sygnałów elektrony do poziomu szybkości rzędu 10^9 bitów na sekundę. Nowe technologie

*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVII Zjazdu Fizyków Polskich w Gdańsku (wrzesień 2003) w sesji plenarnej.

fotoniczne, wykorzystujące do przesyłania i przetwarzania sygnałów elektronicznych fale świetlne zamiast elektronów, powinny umożliwić szybkości transmisji na poziomie tera-, a nawet petabitów na sekundę.

Zaletą wykorzystania fotonów do przesyłania informacji jest wynikająca z częstotliwości światła olbrzymia przepustowość informatyczna łącz optycznych. Posługując się fotonami, zyskujemy na szybkości transmisji, która dla elektronów ograniczona jest rezystancją, pojemnością i indukcyjnością przewodów. Istotna jest także możliwość krzyżowania wiązek fotonowych bez występowania wzajemnych oddziaływań, związana z tym, że fotony nie mają ładunku.

Przyrządy fotoniczne, materiały i technologie

Do podstawowych przyrządów fotonicznych należą: źródła światła spójnego (lasery) i niespójnego (diody elektroluminescencyjne, lampy wyładowcze, źródła żarowe itd.), wzmacniacze promieniowania, fotodetektory – przyrządy zamieniające energię świetlną na inną, zwykle elektryczną (poprzez wewnętrzne i zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne, absorpcję itp.), modulatory optyczne – przyrządy zmieniające czasowe i przestrzenne własności promieniowania (np. amplitudę, fazę, polaryzację, kierunek propagacji, przestrzenny rozkład amplitudy i fazy), przełączniki optyczne (zmieniające tor propagacji fali). Głównymi elementami fotonicznymi są: optyczne włókna światłowodowe (jedno- i wielomodowe) służące do przesyłania sygnałów optycznych, a w przypadku włókien aktywnych – do generacji i wzmacniania promieniowania, elementy zintegrowanych układów optycznych, tj. światłowody planarne, sprzęgacze (kierunkowe, siatkowe, klinowe), złącza, interferometry, planarne pryzmaty i soczewki itp., optyczne elementy binarne, w których sterowanie parametrami wiązki świetlnej uzyskuje się w wyniku dyfrakcji na powierzchniach o odpowiednio ukształtowanym profilu, optyczne filtry przestrzenne itd.

Nieliniowości optyczne (w szczególności drugiego rzędu) oraz zjawisko elektrooptyczne obserwowane są również w wielu materiałach organicznych (polimerach), z których dzięki temu można budować powielacze częstotliwości oraz modulatory elektrooptyczne. Na szczególną uwagę zasługują ciekłe kryształy (polimery o długich łańcuchach), których własności optyczne – dwójłomność optyczna, zdolność skręcania płaszczyzny polaryzacji, rozpraszanie – zależą od warunków zewnętrznych (np. przyłożonego pola elektrycznego, temperatury). Dzięki tej własności wykorzystuje się je m.in. do budowy płaskich wyświetlaczy obrazu oraz modulatorów przestrzennych.

W fotonice wyróżnia się również dział zwany optyką zintegrowaną. Termin ten wprowadzono w roku 1969 przy okazji propozycji umieszczenia wielu elementów optycznych na wspólnym podłożu. koncepcja integracji elementów optycznych jest podobna do niepełna 10 lat wcześniejszej, datującej się na rok 1960

koncepcji scalenia na jednej płycie półprzewodnikowej pewnej liczby elementów mikroelektronicznych. Podobnie jak i w tamtym przypadku, pojawiła się nowa jakość w postaci funkcjonalnego układu optycznego, chociaż późniejszy rozwój optyki zintegrowanej nie był tak spektakularny jak rozwój technologii mikroelektronicznych układów scalonych. Optyka zintegrowana zapożyczyła pewne koncepcje z techniki mikrofalowej, w której 15 lat wcześniej w zupełnie odmiennej technologii zrealizowano ideowo podobne układy falowodów, sprzęgaczy i innych tego typu elementów.

Materiały i technologie wytwarzania układów optyki zintegrowanej narzucają ograniczenia na ich funkcjonowanie. Z jednej strony, pole manewru zawężają takie parametry materiałów, jak współczynnik załamania i tłumienność, z drugiej strony, funkcjonalne układy optyczne powinny być tak zaprojektowane, by do minimum ograniczyć wpływ krytycznych elementów procesu wytwarzania na ich parametry. Wśród materiałów stosowanych w optoelektronice główną rolę odgrywają materiały półprzewodnikowe wykorzystywane do budowy źródeł promieniowania, detektorów i modulatorów oraz monolitycznych optoelektronicznych układów scalonych. Są to heterostruktury, struktury niskowymiarowe ze studniami kwantowymi, druty i kropki kwantowe oraz supersieci wytwarzane przede wszystkim z materiałów półprzewodnikowych typu III–V (GaAs, AlGaAs, InGaAs, InGaAsP itp.) i II–VI. Półprzewodniki typu III–V pozwalają m.in. na generację promieniowania w oknach transmisji światłowodów (1,3 μm , 1,55 μm), które wykorzystuje się w telekomunikacji światłowodowej. W ostatnich latach rolę związków półprzewodnikowych II–VI przejmują z powodzeniem azotki metali III grupy (GaN, InGaN, AlGaN). Owa „niebieska optoelektronika” szerokoprzerwowych azotków jest szczególnie interesująca z uwagi na możliwość uzyskania generacji promieniowania niebieskiego i nadfioletowego, pożądanego w celu zwiększenia pojemności pamięci optycznych, rozdzielczości druku (druk obrazów, fotolitografia) czy uzyskania światła białego (niezbędnego do budowy płaskich kolorowych wyświetlaczy i ekranów). Fotodetektory azotkowe są nieczułe na promieniowanie widzialne, więc mogą służyć m.in. do wykrywania słabego promieniowania nadfioletowego w warunkach silnego nasłonecznienia.

Fotonika półprzewodnikowa wykorzystuje procesy epitaksjalne wytwarzania struktur przyrządowych (składających się niejednokrotnie z kilkuset warstw o grubościach rzędu nanometrów) i technologie planarne wytwarzania samych przyrządów opracowane wcześniej na potrzeby mikroelektroniki. Podobnie, metody montażu i hermetyzacji przyrządów zapożyczone zostały z mikroelektroniki, co umożliwia masową produkcję elementów optoelektronicznych. Postęp obserwowany w fotonice w ostatnim ćwierćwieczu stał się możliwy dzięki rozwojowi i komercjalizacji takich technologii wzrostu epitaksjalnego, jak epitaksja z wiązek

molekularnych (MBE, rys. 1) i epitaksja z fazy gazowej związków metaloorganicznych (MOVPE). Technologie te umożliwiają dobieranie parametrów rosnących warstw na niespotykanym do tej pory poziomie, pozwalając m.in. na nakładanie pojedynczych warstw atomowych dowolnych materiałów. Otworzyło to drogę do wytwarzania tzw. struktur niskowymiarowych, heterostruktur z materiałów różniących się parametrami sieci i materiałów funkcjonalnych niewystępujących w przyrodzie, których własności można odpowiednio kształtować (inżynieria przerwy zabronionej, inżynieria funkcji falowych).



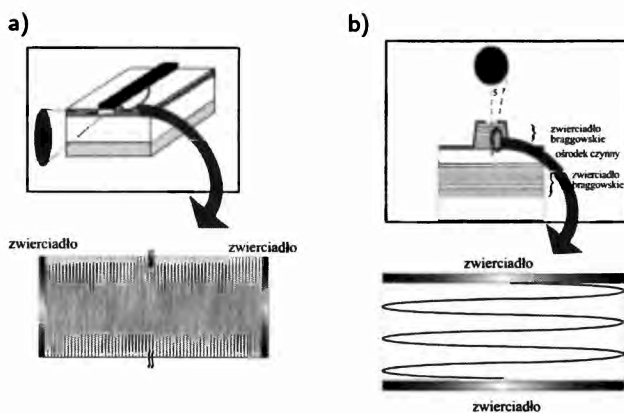
Rys. 1. Reaktor do epitaksji z wiązek molekularnych zainstalowany w ITE

Lasery złączowe – siła napędowa fotoniki

Lasery półprzewodnikowe znaleźć możemy w wielu urządzeniach, do których przyzwyczailiśmy się w życiu codziennym. Chyba najbardziej znane ich zastosowania to światłowodowe urządzenia telekomunikacyjne i odtwarzacze płyt kompaktowych. Od początków prac nad laserami złączowymi, sięgających lat 60., pojawiło się wiele udoskonaleń w ich konstrukcji. Nadal jednak znakomita większość laserów wykorzystuje geometrię rezonatora charakteryzującą się jego usytuowaniem w płaszczyźnie złącza. Lasery takie emitują ze swych krawędzi i w zasadzie nie nadają się do integracji. Ich zaletą jest natomiast łatwość wykonywania zwierciadeł, których rolę grają przelupane powierzchnie kryształu [1–4]. Istnieje jednak wiele zastosowań, np. dwuwymiarowe matryce laserowe czy układy do komunikacji optycznej między kartami w urządzeniach komputerowych, w których korzystna jest geometria rezonatora prostopadła do złącza. Lasery takie nazywa się laserami o emisji powierzchniowej, z pionowym rezonatorem (VCSEL, vertical cavity surface emitting lasers). Obie struktury laserowe pokazane są na rys. 2.

Podstawowa różnica między laserami krawędziowymi a laserami powierzchniowymi polega na tym, że w tych ostatnich długość rezonatora, a co za tym idzie droga, na której wytwarzane promieniowanie ulega wzmocnieniu, wynosi zaledwie kilka długości

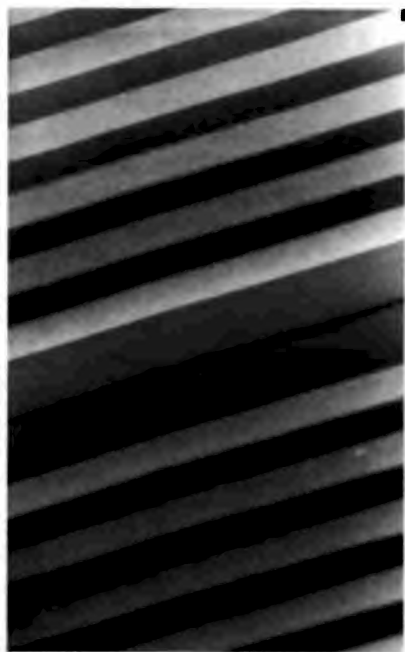
fali. W konsekwencji współczynniki odbicia zwierciadeł na końcach rezonatora muszą być bliskie 100% (w praktyce większe niż 99,5%), aby w ogóle udało się wzbudzić akcję laserową. Narzuca to niesłychanie wysrubowane wymagania na technologię tych zwierciadeł i sprawia, że spośród wszystkich przyrządów półprzewodnikowych realizacja laserów powierzchniowych z pionowym rezonatorem należy do najtrudniejszych. Główne zalety laserów VCSEL to praca w pojedynczym modzie podłużnym (nawet w warunkach dynamicznych) oraz mała rozbieżność wiązki i łatwość sprzęgania w pionie z innymi układami optoelektronicznymi. Najważniejsze obszary zastosowań laserów powierzchniowych obejmują: optyczne układy przetwarzania informacji, układy optycznego zapisu i odtwarzania informacji, sprzęgacze optyczne i układy optyki zintegrowanej, optyczne sieci neuronowe, komputery optyczne i łączność optyczna w powietrzu. Tak szeroki zakres zastosowań wynikający z ich szczególnych właściwości spowodował, że mimo złożonej i trudnej technologii wytwarzania zainteresowano się tymi przyrządami w licznych laboratoriach na świecie. Innym, nie mniej ważnym powodem zainteresowania laserami z pionowym rezonatorem jest to, że cały proces ich wytwarzania, włącznie z metalizacją, może być przeprowadzony na płytce, bez konieczności jej dzielenia na poszczególne struktury, co zwiększa uzysk i istotnie obniża koszty. To samo tyczy się możliwości testowania struktur na płytce.



Rys. 2. Struktura lasera o emisji krawędziowej (a) i lasera o emisji powierzchniowej, z pionowym rezonatorem VCSEL (b)

Kluczowym elementem lasera z pionową wnęką rezonansową są zwierciadła braggowskie. Ich idea polega na zastosowaniu układu naprzemianległych warstw o różnych współczynnikach załamania i grubości $\lambda/4$ każda, gdzie λ jest długością fali promieniowania [5]. Ze względu na rozłożone sprzężenie zwrotne dla fal przeciwbieżnych w takim układzie wartość współczynnika odbicia w obszarze pasma zabronionego w okolicy braggowskiej długości fali λ_B zależy od liczby par

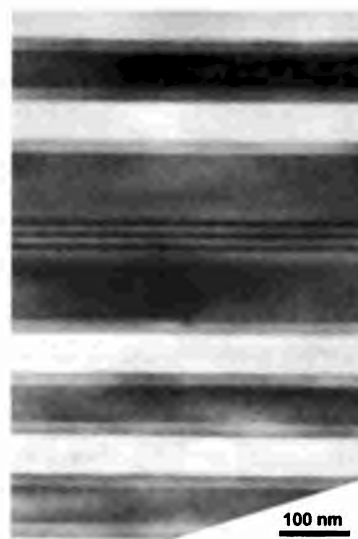
warstw tworzących zwierciadło, a także – w sposób oczywisty – od różnicy współczynników załamania. W układzie GaAs/AlAs różnica ta jest stosunkowo niewielka (odpowiednie wartości współczynników załamania wynoszą 3,5 i 3,0) i dla osiągnięcia wymaganego współczynnika odbicia $R > 99,5\%$ koniecznych jest ok. 30 par warstw. Przykład struktury tego typu pokazany jest na rys. 3.



Rys. 3. Zdjęcie (wykonane za pomocą transmisyjnego mikroskopu elektronowego, TEM) planarnej mikrownęki półprzewodnikowej z $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$ o rozmiarze rzędu długości fali λ , ze zwierciadłami braggowskimi z AlAs/GaAs. Struktura została wykonana metodą MBE w Zakładzie Fizyki i Technologii Struktur Niskowymiarowych ITE. Jasne obszary na zdjęciu odpowiadają AlAs, ciemne GaAs, a wąska ciemna linia w środku wnęki – studni kwantowej z InGaAs.

Optymalnie zaprojektowany laser typu VCSEL wymaga precyzyjnego zgrania trzech wielkości: maksimum wzmocnienia materiałowego obszaru czynnego, maksimum współczynnika odbicia zwierciadła braggowskiego i rezonansu podłużnego wnęki laserowej. Poza tym wszystkie trzy wielkości powinny odpowiadać założonej długości fali promieniowania, które ma generować laser [6]. Podstawowa różnica między laserem krawędziowym a laserem o emisji powierzchniowej z pionową wnęką rezonatora polega na tym, że źle zaprojektowany laser krawędziowy będzie działał na innej długości fali niż wymagana, natomiast źle zaprojektowany laser typu VCSEL nie będzie działał w ogóle. Typowy laser krawędziowy pracuje w bardzo wysokim rzędzie modu podłużnego ($n = 4000\text{--}5000$). Odstępy między kolejnymi modami podłużnymi wynoszą w tym przypadku kilka angstromów, zatem w obrębie krzywej wzmocnienia mieści się wiele rezonan-

sów podłużnych wnęki laserowej i niezależnie od dokładnego położenia maksimum wzmocnienia obszaru aktywnego któryś z modów podłużnych znajdzie się w jego bezpośrednim sąsiedztwie. W przypadku lasera typu VCSEL sytuacja jest diametralnie różna. Długość rezonatora wynosi zaledwie kilka długości fali, laser pracuje jednomodowo w niskim modzie podłużnym (zwykle $n < 10$), a odległości między kolejnymi rezonansami wnęki są rzędu szerokości krzywej wzmocnienia lub większe. Aby w pełni wykorzystać dostępne wzmocnienie materiałowe, we wnęcie rezonansowej lasera VCSEL wytwarza się zwykle kilka studni kwantowych (patrz rys. 4).



Rys. 4. Obszar aktywny lasera o emisji powierzchniowej z pionowym rezonatorem (VCSEL) zawierający 3 studnie kwantowe z InGaAs o grubości 80 Å każda, rozdzielone barierami z GaAs. Struktura została wykonana metodą MBE w Zakładzie Fizyki i Technologii Struktur Niskowymiarowych ITE.

Obecnie najbardziej obiecująca wydaje się konstrukcja z wewnętrzną aperturą z naturalnego tlenku ograniczającą rozplływ prądu. Konwersja AlAs w tlenek zachodzi w wyniku wygrzewania (zwykle ok. 400 °C, przez ok. 10 min) w wilgotnej atmosferze. Interesującą modyfikacją technologii jest zastosowanie utleniania do wytwarzania zwierciadeł braggowskich. Ponieważ współczynnik załamania tlenku jest znacznie mniejszy od współczynnika załamania AlAs i wynosi zaledwie 1,55, do uzyskania wymaganego dla lasera VCSEL współczynnika odbicia zwierciadła braggowskiego wystarcza 4–5 par warstw. Z uwagi na wspomniane wyżej trudności związane z wytwarzaniem grubych zwierciadeł braggowskich fakt ten stanowi o niewątpliwie atrakcyjności technologii ich utleniania.

Lasery o emisji powierzchniowej VCSEL ze względu na swoje szczególne właściwości wynikające z nowatorskiej konstrukcji i odmiennej od laserów krawędziowych zasady działania mogą w najbliższych la-

tach opanować znaczący segment rynku półprzewodnikowych źródeł światła. Tym jednak, co najprawdopodobniej zdecyduje o ich sukcesie, jest planarna technologia i naturalna zdolność do integracji.

Nanolasery – lasery na kropkach kwantowych

Szeroko zakrojone badania i prace rozwojowe prowadzone na całym świecie mają na celu poprawę parametrów eksploatacyjnych laserów złączowych, ich dalszą miniaturyzację, rozszerzenie zakresu długości fal ich pracy, sprawienie, by były jaśniejszymi i bardziej wydajnymi źródłami światła. Nowa klasa laserów półprzewodnikowych – lasery wykorzystujące kropki kwantowe – wiele obiecuje w tej dziedzinie [7].

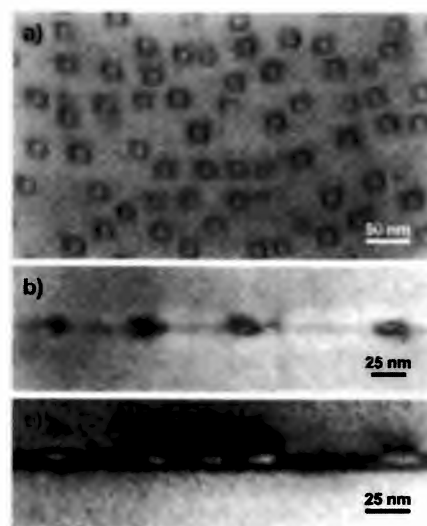
Pierwsze lasery z obszarem czynnym złożonym z warstwy samoorganizujących się kropek kwantowych zanurzonych w matrycy z materiału o większej przewodności powstały w połowie lat 90. i od tej pory są przedmiotem intensywnych badań w wielu laboratoriach na świecie [8,9]. Głównym powodem zainteresowania tym nowym typem laserów są przewidywane teoretycznie i częściowo już potwierdzone doświadczalnie zalety quasi-zero wymiarowego ośrodka aktywnego, jaki tworzą uporządkowane struktury kropek kwantowych: małe natężenie prądu progowego, wysoka temperatura charakterystyczna T_0 i duże wartości wzmocnienia materiałowego oraz wzmocnienia różniczkowego. Ze względu na istotnie różne zjawiska fizyczne, jakie leżą u podstaw działania laserów na kropkach kwantowych w porównaniu z klasycznymi planarnymi laserami z obszarem czynnym w postaci studni kwantowej, zainteresowanie tymi pierwszymi stymulowało rozwój badań podstawowych w tej dziedzinie, zarówno doświadczalnych, jak i teoretycznych.

W najprostszym modelu potencjał ograniczający ruch elektronów w kropce kwantowej może być przybliżony prostokątną studnią. W modelu tym odstęp między dyskretnymi poziomami energetycznymi jest odwrotnie proporcjonalny do rozmiarów kropki kwantowej. Rozmiary kropki muszą być rzędu 10 nm lub mniejsze, żeby odstęp między poziomami energetycznymi w studni kwantowej był większy od wartości energii termicznej w temperaturze pokojowej. Takie kropki kwantowe składające się z zaledwie kilku tysięcy atomów powinny emitować światło o energii określonej przez poziomy energetyczne w kropce, a nie przez wartość przerwy energetycznej półprzewodnika (rys. 5).

Lasery z kwantowym obszarem czynnym miały trzy główne zalety w porównaniu z wcześniej wytwarzanymi laserami: istotnie większy współczynnik wzmocnienia światła zwany wzmocnieniem optycznym, znacznie mniejsze gęstości prądu progowego (poniżej 100 A/cm²) i słabszą zależność parametrów lasera od temperatury. Wszystkie te zalety mają swoje źródło w koncentracji rozkładu energetycznego stanów obsadzonych przez elektrony i dziury w laserach ze studnią kwantową w porównaniu z rozkładem energetycznym stanów w półprzewodnikach objętościowych.

W przypadku laserów na kropkach kwantowych korzyści wynikające z dalszej redukcji wymiarów i idącej za nią modyfikacją gęstości stanów jeszcze bardziej się potęgują.

Dyskretność widma stanów energetycznych kropki kwantowej umożliwia wydajną akcję laserową dla ściśle określonej energii. Dwa główne warunki, których spełnienie jest konieczne w każdym laserze, to inwersja obsadzeń (powinno być więcej elektronów w stanie wzbudzonym niż w stanie podstawowym) i przewaga wzmocnienia optycznego nad stratami. Działanie lasera polega na emisji wymuszonej. W procesie tym foton o danej częstotliwości powoduje emisję innego fotonu o tej samej częstotliwości. W diodzie laserowej tylko te elektrony z okolicy dna pasma przewodnictwa, które rekombinują z dziurami z wierzchołka pasma walencyjnego, dają wkład do emisji wymuszonej. Ponieważ stany elektronowe w kropce kwantowej są na skali energii ściśnięte w grupy odpowiadające dyskretnym przejściom, liczba nośników ładunku wymagana dla osiągnięcia inwersji obsadzeń jest odpowiednio mniejsza, co w konsekwencji prowadzi do mniejszych natężeń prądów progowych niż te, z którymi mamy do czynienia w obecnych diodach laserowych.



Rys. 5. Kropki kwantowe z InAs zanurzone w matrycy z GaAs. Zdjęcia wykonane za pomocą TEM w projekcji planarnej (a) i w przekrojach bocznych (b,c). Struktury wykonane metodą MO VPE w Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (prof. A. Fiore).

Lasery na kropkach kwantowych powinny również wykazywać lepszą stabilność temperaturową. W konwencjonalnym laserze półprzewodnikowym rozrzut energetyczny stanów biorących udział w akcji laserowej powoduje silną zależność prądu progowego od temperatury. W laserze na kropkach kwantowych dyskretna natura stanów energetycznych i duży odstęp między poziomami energetycznymi praktycznie eliminują jakąkolwiek zależność temperaturową.

Nanotechnologia – wytwarzanie kropek kwantowych

Dla konstrukcji lasera wymagana jest duża liczba optycznie aktywnych kropek kwantowych o identycznych rozmiarach. Niestety, konwencjonalne techniki kształtowania materiałów półprzewodnikowych oparte na litografii i procesach trawienia stwarzają wiele problemów związanych z ograniczoną przestrzenną zdolnością rozdzielczą i wprowadzaniem defektów powierzchniowych w trakcie obróbki [10]. Prostszym pomysłem polega na wykorzystaniu wysp tworzących się w przypadku, gdy półprzewodnik nakładany jest na podłoże o znacznie różniącej się stałej sieci. Proces taki jest znany jako mechanizm wzrostu Stranskiego–Krastranowa [8]. Był on wykorzystywany do wytwarzania kropek kwantowych o rozmiarach liniowych rzędu kilku odległości międzatomowych. Ważną cechą takiego procesu jest to, że rozmiary struktur kwantowych są kontrolowane w trakcie procesu wzrostu epitaksjalnego w samoregulujący się sposób. Kilka pierwszych warstw atomowych rosnącego kryształu tworzy jednorodną, planarną warstwę zwilżającą. W kolejnych fazach wzrostu epitaksjalnego atomy skupiają się, tworząc klastery. Ich powstawanie jest uprzywilejowane energetycznie, bowiem w ten sposób na skutek odkształceń sprężystych można doprowadzić do relaksacji naprężeń ściskających w sieci krystalicznej i tym samym zmniejszyć energię naprężeń wewnątrz tworzących się wysp. W alternatywnym modelu wzrostu, znanym jako „wzrost pseudomorficzny”, warstwa epitaksjalna podlega kompresji w płaszczyźnie, by dopasować się do stałej sieci podłoża. Naprężenia ściskające w płaszczyźnie warstwy wprowadzane są automatycznie w trakcie procesu wzrostu.

Rozmiar kropek silnie zależy od ilości nakładanego materiału. Ponieważ poziomy energetyczne w kropce kwantowej zależą od jej rozmiarów, zależy od nich również długość fali emitowanej przez kropkę. Rozmiar kropek może być w pewnym zakresie regulowany przez zmianę warunków wzrostu. Zdolność do samoorganizowania się i tworzenia regularnych matryc skrajnie małych kropek kwantowych bez konieczności stosowania litografii i trawienia stanowi technologię niezwykle obiecującą w perspektywie wytwarzania laserów na kropkach kwantowych.

Aby skonstruować laser na kropkach kwantowych, potrzebne są: gęsta matryca kropek kwantowych jednakowych rozmiarów w obszarze aktywnym i zwierciadła na końcach tego obszaru, tworzące wnękę laserową. Energia emitowanego promieniowania zależy od przerwy energetycznej materiału kropek oraz wielkości naprężeń i jest odwrotnie proporcjonalna do rozmiarów kropek.

Chociaż prace badawcze nad samoorganizującymi się kropkami kwantowymi są ciągle na wstępnym etapie rozwoju, dotychczasowe eksperymenty wykazały ponad wszelką wątpliwość, że można w ten sposób

otrzymać dobre lasery o parametrach umożliwiającym zastosowanie w optycznych układach ultraszybkiej transmisji danych. Kluczowym problemem, który musi być rozwiązany, jest poprawa kontroli rozkładu rozmiarów kropek wytwarzanych w procesie samoorganizacji. Z uwagi na dotychczasowy szybki postęp na tym polu można spodziewać się tego w najbliższej przyszłości.

Nanostruktury fotoniczne – kropki kwantowe w mikrownękach rezonansowych

Kropki kwantowe w sposób naturalny powstają jako układy zanurzone w matrycy z materiału o innych właściwościach. Cecha ta czyni z nich potencjalny element konstrukcyjny półprzewodnikowych źródeł promieniowania z mikrownękami rezonansowymi, jak lasery VCSEL i diody elektroluminescencyjne z wnęką rezonansową (RC LED) [11]. W strukturach RC LED i bardziej zaawansowanych strukturach VCSEL pojedynczy mod wnękowy jest dobrze ograniczony w kierunku prostopadłym do zwierciadeł, podczas gdy ograniczenia bocznego brak lub jest ono dość słabe. Ekscytony (wzbudzenia elektronowe) w studni kwantowej umieszczonej we wnęce oddziałują z modem optycznym; wskutek tego we wnękach o dużej dobroci Q (w tzw. reżimie silnego sprzężenia) obserwuje się dwa maksima w transmisji będące konsekwencją zjawiska znanego pod nazwą rozszczepienia Rabiiego [12,13]. Posługując się klasycznym opisem pola, efekt ten formalnie można przypisać oddziaływaniu polarytonowemu światła z ośrodkiem. W opisywanym przypadku jest to jednak ciągle oddziaływanie wielu ekscytonów (atomów) z polem elektromagnetycznym we wnęce, a obserwacja dyskusowanych zjawisk staje się możliwa, jeśli czas życia fotonów we wnęce jest dłuższy niż czas życia wzbudzeń ekscytonowych (atomowych). Lokalizacja ekscytonów w kropkach kwantowych pozwala na drastyczne ograniczenie ich liczby i w konsekwencji na obserwację dyskretnej natury wymiany energii między wzbudzeniami elektronowymi a skwantowanym polem elektromagnetycznym we wnęce. Własności takiego w pełni kwantowego układu można zmieniać przez dodanie pojedynczego fotonu lub pojedynczego ekscytonu.

Obecnie wytwarzane struktury pracują w reżimie wieloelektronowym i wielofotonowym, a ich zachowanie może być opisane w sposób półklasyczny. Jednak stan technologii wytwarzania struktur wnękowych ze zwierciadłami braggowskimi i dotychczasowe wyniki badań nad wytwarzaniem samoorganizujących się kropek kwantowych pozwalają żywić nadzieję na ich połączenie, umożliwiające otrzymywanie matryc kropek kwantowych zanurzonych w mikrownękach rezonansowych. W granicy małych układów umożliwi to realizację w pełni kwantowych bramek optycznych (w pewnym sensie analogicznych do tranzystorów jednoelektronowych z blokadą kulombowską) przełączanych pojedynczym fotonem. Natomiast w przypadku dużych

matryce kropek kwantowych i układów warstwowych złożonych z tych matryc zanurzonych w obszarach aktywnych laserów krawędziowych i laserów VCSEL pozwoli to na konstruowanie przyrządów o parametrach jakościowo lepszych od tych, które charakteryzują ich klasyczne odpowiedniki.

Zakończenie

Wiek dwudziesty był wiekiem mikroelektroniki. Wynalezienie tranzystora, a następnie układów scalonych stworzyło cywilizację techniczną w otaczającym nas kształcie. Po to, byśmy mogli wykonać następny krok w kierunku społeczeństwa informatycznego, konieczne jest wprzęgnięcie fotonów w służbę człowieka. Zagadnieniami tymi zajmuje się nowa dyscyplina nauki i techniki zwana nanofotoniką. Jej powstanie i rozwój stały się możliwe dzięki postępom w dziedzinie nanotechnologii. Dzięki nanofotonice powstał jeden z najbardziej dynamicznie rozwijających się przemysłów przełomu wieków. Obszar jego zainteresowania nie ogranicza się tylko do telekomunikacji i szeroko pojętych technologii komputerowych. Elementy fotoniczne są obecne w naszym życiu codziennym: znajdują się w odtwarzaczach CD i DVD, drukarkach laserowych, czytnikach kodów paskowych i wyświetlaczach. Na szeroką skalę stosowane są w ochronie środowiska, automatyce, technice medycznej i wojskowej.

Autor dziękuje prof. Jerzemu Kątkiemu za możliwość wykorzystania wykonanych w Zakładzie Badań Materiałów i Struktur Półprzewodnikowych ITE zdjęć elektronomikroskopowych struktur niskowymiarowych.

Literatura

- [1] H.C. Casey, M.B. Panish, *Heterostructure Lasers* (Academic Press, New York 1978).
- [2] W.T. Tsang, „Quantum Confined Heterostructure Semiconductor Lasers”, w: *Semiconductors and Semimetals*, t. 24, red. R. Dingle (Academic Press, 1987).
- [3] C. Weisbuch, G. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures; Fundamentals and Applications* (Academic Press, New York 1991).
- [4] B. Mroziewicz, M. Bugajski, W. Nakwaski, *Physics of Semiconductor Lasers* (North Holland, Amsterdam 1991).
- [5] L.A. Coldren, S.W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Wiley, New York 1995).
- [6] *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, red. H. Li, K. Iga (Springer-Verlag, Berlin 2003).
- [7] L. Jacak, P. Hawrylak, A. Wójs, *Quantum Dots* (Springer-Verlag, Berlin 1998).
- [8] D. Bimberg, M. Grundman, N.N. Ledentsow, *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, Chichester 1999).
- [9] *Nano-optoelectronics, Concepts, Physics and Devices*, red. M. Grundman (Springer-Verlag, Berlin 2002).
- [10] M. Bugajski, *Low Dimensional Semiconductor Structures*, Tempus Series in Applied Physics (Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1997).
- [11] J. Muszalski, *Semiconductor Microcavities*, Biblioteka Elektroniki, t. 26 (ITE, Warszawa 2002).
- [12] Y. Yamamoto, F. Tassone, H. Cao, *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics* (Springer-Verlag, Berlin 2000).
- [13] *Spontaneous Emission and Laser Oscillation in Microcavities*, red. H. Yokoyama, K. Ujihara (CRC Press, Boca Raton 1995).



Prof. MACIEJ BUGAJSKI prowadzi badania w dziedzinie nanotechnologii i laserów półprzewodnikowych. Jego prace dotyczą m.in. technologii i własności optycznych półprzewodnikowych struktur z dwuwymiarowym gazem elektronowym, fizyki mikrowętek półprzewodnikowych i laserów na kropkach kwantowych. Kieruje Zakładem Fizyki i Technologii Struktur Niskowymiarowych oraz Centrum Doskonałości CEPHONA koordynującym badania w dziedzinie nanostruktur fonicznych. Wykłada na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej.

Fotochromizm, czyli nowa epoka O-świecenia*

Ryszard Naskręcki

Wydział Fizyki, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza, Poznań

Photochromism: a new Age of Enlightenment

Abstract: Photochromism is defined as a light-induced reversible change of color. More precisely it is a reversible transformation of a chemical species between two forms having different absorption spectra induced in one or both directions by absorption of electromagnetic radiation. Current applications of photochromism, related to the change in absorption or emission spectra, involve variable transmission optical materials, cosmetics industry, authentication systems and flowfield visualization. The most promising applications are related to optical data storage and optically controlled molecular switching, that ultimately may result in developments in molecular nanotechnology.

Wstęp

W roku 1949 czasopismo *Popular Mechanics*, ekstrapolując cechy ENIAC-a, przewidywało, że komputery przyszłości będą prawdopodobnie zawierały „zaledwie” 1500 lamp, ważyły niespełna 1,5 tony i miały wielkość samochodu. Od tego czasu szybkość przetwarzania danych w komputerach wzrosła kilkadziesiąt tysięcy razy przy ciągle rosnącej miniaturyzacji. Dziś nawet ostrożne ekstrapolacje pokazują, że w ciągu następnego półwiecza powinien powstać układ zdolny pomieścić i przetwarzać nie mniej niż 10^{16} bitów danych, czyli tyle, ile wiele tysięcy ludzkich mózgów razem. Coraz częściej więc słychać stwierdzenie, że stosowana obecnie w technice komputerowej technologia CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) nie wystarczy do zrealizowania tej prognozy.

Ubiegła dekada pokazała, że technologie optyczne stanowią wartościową metodę komunikacji i przechowywania informacji. Wydaje się jednak, że najbliższa przyszłość należeć będzie do elektronowo-optycznych systemów hybrydowych, w których przetwarzanie będzie nadal elektronowe, a przesyłanie i zapis informacji – optyczne. Dlatego obecnie trwają intensywne poszukiwania zarówno nowych materiałów, jak i nowych zjawisk oraz procesów, które mogłyby zostać wykorzystane do tych celów.

W artykule omówiono zjawisko fotochromizmu, którego istotną cechą jest bistabilność, czyli istnienie dwóch różnych form (stanów), mogących wzajemnie w siebie przechodzić pod wpływem wymuszającego od-

działywania czynnika zewnętrznego. Bistabilność jest podstawą wszelkich układów przełączających, zarówno szybkich (bramki logiczne), jak i długoczasowych (zapis informacji).

Podstawowe pojęcia i definicje

Początek badań nad zjawiskiem fotochromizmu sięga drugiej połowy XIX w., kiedy to zaobserwowano zmianę barwy roztworu tetracenu pod wpływem światła słonecznego i jej regenerację pod wpływem ciepła. Do końca XIX w. odkryto wiele związków chemicznych, które zachowywały się w taki właśnie sposób. W 1899 r. M. Markwald, badając zmianę zabarwienia tetrachloronaftalenu, wysunął przypuszczenie, że jest to proces fizyczny i nazwał go fototropią. Obecnie termin ten jest stosowany do określania indukowanych światłem oddziaływań z układami biologicznymi (roślinami, mikroorganizmami).

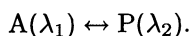
W pierwszej połowie XX w. istotny wkład w rozwój badań nad zjawiskiem fotochromizmu wniósł Y. Hirshberg, który zresztą w 1950 r. zaproponował nadanie mu takiej nazwy. Fotochromizm, związany z odwracalnym, indukowanym przez światło procesem fotochemicznym, którego efektem jest zmiana barwy substancji, występuje w różnych materiałach, zarówno organicznych, jak i nieorganicznych, stałych (kryształicznych i szklistych) oraz ciekłych.

Z punktu widzenia fizyki fotochromizm to odwracalna transformacja między dwoma stanami (o istotnie różnych widmach absorpcji) indywidualnie chemicznego, indukowana w jednym lub obydwu kierunkach

*Na podstawie wykładu ogłoszonego podczas XXXVII Zjazdu Fizyków Polskich w Gdańsku (wrzesień 2003) w sesji plenarnej.

(„tam” i „z powrotem”) przez promieniowanie elektromagnetyczne. Odwracalność procesu jest tutaj kryterium najważniejszym, bowiem reakcje nieodwracalne stanowią istotę reakcji fotochemicznych.

Zatem termodynamicznie stabilna forma wyjściowa A przechodzi w fotoprodukt P pod wpływem promieniowania elektromagnetycznego (światła):



Zwykle fotoprodukt P ma co najmniej jedno pasmo absorpcji w obszarze bardziej długofalowym niż pasmo absorpcji formy A. Zdecydowana większość związków fotochromowych ma formę wyjściową A bezbarwną lub delikatnie zabarwioną na żółto (ang. pale yellow). Fotoprodukt P jest wówczas barwny (czerwony, niebieski) i mówi się o fotochromizmie dodatnim. Jeśli $\lambda_{\max}(A) > \lambda_{\max}(P)$, to fotochromizm nazywa się ujemnym lub odwrotnym. Wówczas substancja fotochromowa jest początkowo barwna, a wybiela się po naświetleniu promieniowaniem nadfioletowym. Zmiany, jakie zachodzą w układzie fotochromowym, to nie tylko zmiana widm absorpcji oraz emisji formy wyjściowej A i produktu końcowego P, ale także przenikalności elektrycznej, współczynnika załamania światła i wielu innych własności fizycznych.

Formą wyjściową A może być cząsteczka lub jon, a fotoprodukt końcowy P może być zarówno pojedynczym indywiduum chemicznym, jak i tworem bardziej złożonym, np. formą *cis* stanu *trans*-A.

Szczegółowy mechanizm reakcji fotochromowej obejmuje co najmniej jeden stan wzbudzony indywiduum wyjściowego A; zwykle jest to wzbudzony stan elektronowy A^* . Jeśli proces zachodzi jednofotonowo, to forma fotochromowa P powstaje albo ze wzbudzonego stanu singletowego $^1A^*$, albo stanu trypletowego $^3A^*$, albo obydwu tych stanów jednocześnie. Fotoprodukt P może także powstać z wyższych stanów wzbudzonych, obsadzonych w wyniku jednoczesnej lub sekwencyjnej absorpcji dwóch fotonów.

Reakcja powrotna może zachodzić termicznie (mówi się wówczas o fotochromizmie typu T) lub fotochemicznie (fotochromizm typu P). Często reakcji termicznej, która jest dominująca, towarzyszy reakcja fotochemiczna. Dla takich związków fotochromowych, jak fulgidy czy aryleteny, w reakcji powrotnej dominuje reakcja fotochemiczna; mówi się wtedy, że forma fotochromowa P jest termicznie stabilna. W spiropyranach, spirookszazynach i chromenach reakcja powrotna zachodzi termicznie.

Termochromizm jest więc indukowaną termicznie, odwracalną zmianą barwy związku chemicznego. Zwykle związki o strukturze planarnej są termochromowe, a związki o strukturze niepłaskiej wykazują fotochromizm fotochemiczny. Znane są jednak substancje, które są jednocześnie termo- i fotochromowe. Należy pamiętać, że czas, w którym związek pozostaje w formie fotochromowej P, będący miarą trwałości zjawiska, jest tym krótszy, im większy udział w reakcji

powrotnej ma fotochromizm typu T (zachodzący samoistnie).

Fotochromizm jest z definicji procesem nieniszczącym, ale często równoległe do reakcji fotochromowej zachodzą pewne reakcje uboczne (fotodegradacja). Jest to związane z tym, że reakcji fotochromowej towarzyszy zawsze przegrupowanie wiązań chemicznych. Ogranicza to liczbę cykli reakcji fotochromowych (cykl obejmuje zamianę formy A w P oraz przejście powrotne). Taka utrata zdolności fotochromowych materiału w czasie nazywana jest jego zmęczeniem (ang. fatigue). Jeśli stopień degradacji w ciągu jednego pełnego cyklu wynosi x , to ułamek niezdegradowanych cząsteczek po n cyklach będzie dany wzorem $y = (1 - x)^n$. Na przykład, dla $x = 0,001$ (wydajność kwantowa 99,9%) po 10^3 cyklach pozostanie tylko ok. 37% cząsteczek formy wyjściowej A, a po 10^4 cyklach – już prawie żadna. Bakteriorodopsyna może podlegać ok. 10^5 fotochemicznym cyklom bez wyraźnych oznak zmęczenia. W optycznych szklach fotochromowych może to być 200 000 cykli. Najlepsze pod tym względem znane dzisiaj układy fotochromowe mogą być przełączane co najwyżej 10^7 – 10^8 razy.

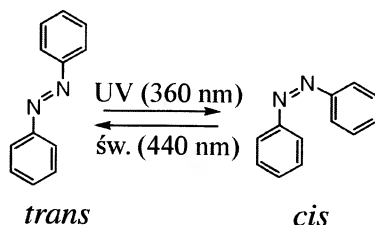
Związki fotochromowe

Zjawisko fotochromizmu obserwuje się w wielu materiałach, zarówno organicznych, jak i nieorganicznych. Nieorganiczne ciała stałe wykazujące fotochromizm są zwykle izolatorami lub półprzewodnikami o szerokiej przerwie energetycznej. Oznacza to, że w stanie niewzbudzonym mają pomijalnie słabe widmo absorpcji w zakresie widzialnym. Optyczne wzbudzenie tych materiałów fotonami o energii odpowiadającej szerokości pasma wzbronionego prowadzi do utworzenia metatrwałych centrów, które pochłaniają światło w zakresie widzialnym (pojawia się jedno lub więcej pasm absorpcji), co daje efekt zmiany barwy. Ponieważ elektrony i dziury są wychwytywane przez defekty, dyslokacje i zanieczyszczenia, fotochromizm nieorganicznych ciał stałych jest procesem silnie czułym na „strukturalną czystość” ośrodka.

Najbardziej znane rodziny fotochromowych związków organicznych to spiropyran, spirookszazyna, chromeny, fulgidy i fulgimidy, diaryleteny, kinony oraz zasady Schiffa. Obecnie wiele prowadzonych prac dotyczy przede wszystkim połączeń związków fotochromowych z innymi układami, np. cienkimi warstwami polimerów, lub wprowadzania cząsteczek fotochromowych (np. spiropyranów) do układów zorientowanych: cienkich warstw Langmuira–Blodgett, rozpuszczalników ciekłokrystalicznych lub bipolarnych membran.

Bardzo znanym związkiem fotochromowym jest azobenzen, który może występować w postaci dwóch izomerów. Izomer *trans* jest bardziej stabilny niż izomer *cis*; izomery te mogą w sobie wzajemnie przechodzić fotochemicznie lub termicznie (rys. 1). (Należy pamiętać, że cząsteczki izomerów mają nie tylko różną

strukturę, ale także odmienne własności fizyczne i chemiczne, wynikające z odmienności ich budowy. Częsteczki stereoizomerów różnią się położeniem atomów (lub grup atomów) względem wybranej płaszczyzny, przy czym atomy te są lub mogą być uznane za część sztywnego układu, tzn. nie mają możliwości swobodnego obrotu wokół wiązania podwójnego C=C (C=N, N=N) lub – w związkach cyklicznych – wokół wiązania pojedynczego C–C. Izomery, w których takie same atomy (grupy atomów) znajdują się po tej samej stronie podwójnego wiązania, nazywane są odmianami *cis*, a gdy są po przeciwnych stronach – odmianami *trans*.



Rys. 1. Częsteczka azobenzenu i jej izomery

W roku 1990 doniesiono w *Nature* o wykorzystaniu pochodnych azobenzenu do zapisu informacji. Aby zapobiec termicznemu powrotowi *cis*-azobenzenu do formy wyjściowej (a tym samym skasowaniu informacji), zastosowano proces utrwalania. W reakcji elektrodowej redukcji *cis*-azobenzen przechodzi w hydrazobenzen, który jest trwały. Jego utlenienie powoduje powrót do *trans*-azobenzenu, a tym samym skasowanie informacji. W układzie tym można było przeprowadzić kilkaset cykli zapis-odczyt.

Inny mechanizm odpowiedzialny jest za fotochromizm w cząsteczkach z grupy zasad Schiffa. Jest nim tautomeria, inaczej desmotropia, czyli występowanie związku chemicznego w dwóch odmianach izomerycznych (tautomerach), istotnie różniących się strukturą. Tautomery mogą wzajemnie przechodzić w siebie wskutek przegrupowania atomów w cząsteczce, a proces taki ma zazwyczaj charakter odwracalny.

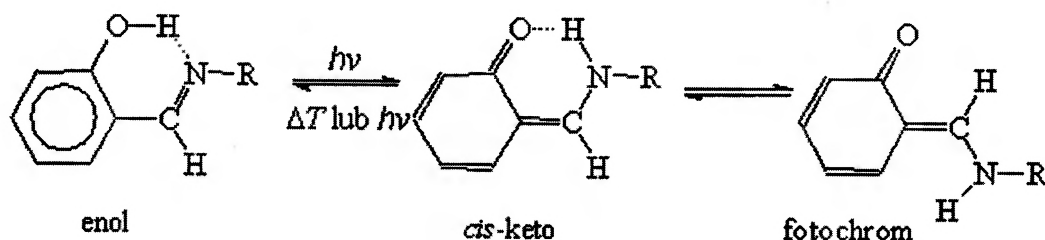
Tautomeria jest częstym zjawiskiem w przypadku związków chemicznych różniących się miejscem przy-

łączenia atomu wodoru. Dobrym przykładem jest tu tautomeria keto-enolowa (przemiana związku karbonylowego w enol). Tautomeryzacja pociąga za sobą zmianę struktury elektronowej cząsteczki, co prowadzi do dużych zmian momentu dipolowego i kształtu powierzchni ekwipotencjalnej. Innym przykładem zmian własności cząsteczek jest wzrost kwasowości lub zasadowości przy przejściu ze stanu podstawowego do stanu wzbudzonego. Tego typu zmiany umożliwiają związkom z wewnątrzcząsteczkowym wiązaniem wodorowym typu O–H···N bardzo szybkie przeniesienie atomu wodoru (protonu) i utworzenie tautomeru O···H–N (przeniesieniu protonu towarzyszy zmiana układu wiązań w cząsteczce). Należy podkreślić, że sam proces przeniesienia protonu należy do najszybszych znanych reakcji chemicznych. Zmiana geometrii cząsteczki objawia się dużym przesunięciem Stokesa, przy czym najczęściej nie obserwuje się fluorescencji pierwotnej.

Zasady Schiffa to grupa związków organicznych z wewnątrzcząsteczkowym wiązaniem wodorowym (utworzonym przez grupę hydroksylową z pierścienia salicylidenowego z atomem azotu, który ma wolną parę elektronów). Układy takie mają jedno lub dwa równocenne wiązania wodorowe, co umożliwia przeniesienie jednego (lub dwóch protonów) w stanie wzbudzonym. Reakcja ta stanowi pierwszy etap tworzenia izomeru fotochromowego.

W związkach tych po wzbudzeniu elektronowym $S_0 \rightarrow S_2(\pi, \pi^*)$ formy enolowej następuje przeniesienie protonu z atomu tlenu do atomu azotu i utworzenie formy *cis*-keto, a dalej w procesie *cis*–*trans* izomeryzacji zachodzi tworzenie układu fotochromowego (rys. 2). W rezultacie duża część cząsteczek tworzy stabilną, długo żyjącą formę z zerwanym wiązaniem wodorowym. Ze względu na powstanie nowego pasma absorpcji i związaną z tym zmianę barwy (widoczną szczególnie w przypadku kryształów) powstały tautomer nazywa się fotochromem. Powstanie tego tautomeru jest więc bardzo wydajnym kanałem dezaktywacji stanu wzbudzonego.

Do najlepiej zbadanych cząsteczek z grupy zasad Schiffa zalicza się N-salicylidenoanilinę (SA), która jest w ciemności żółta, a po naświetleniu UV – czerwona. Najbardziej znaną fotochromową zasadą Schiffa jest



Rys. 2. Tautomeria cząsteczki N-salicylidenoaniliny

niewątpliwie bakteriorodopsyna – białko, w którym funkcję aktywnego chromoforu pełni cząsteczka retinalu. W ciekłych roztworach cząsteczki z grupy zasad Schiffa charakteryzują się silną absorpcją w zakresie nadfioletu (widma absorpcji wykazują duże zróżnicowanie w zależności od rodzaju cząsteczki) oraz bardzo małą wydajnością kwantową fluorescencji (ze względu na bardzo krótki czas jej życia, równy kilku pikosekundom). Obecność wiązania wodorowego wpływa na dużą reaktywność tych cząsteczek w stanie wzbudzonym elektronowo.

Mimo intensywnych badań tej grupy związków, prowadzonych od ponad trzydziestu lat, fotochromizm tych cząsteczek jest wciąż słabo poznany. Ciągłe nie jest do końca jasne, jaka struktura tautomeryczna jest odpowiedzialna za efekt fotochromizmu oraz jaki jest mechanizm prowadzący do powstania formy fotochromowej. W przypadku zastosowań optoelektronicznych konieczne jest przejście do fazy stałej (szklistej lub krystalicznej), co w konsekwencji wymagać będzie określenia wpływu otoczenia na badane układy. Należy pamiętać, że fotochromizm zachodzący w fazach skondensowanych jest istotnie zaburzany przez naturę matrycy (szklistej, krystalicznej), dlatego coraz większego znaczenia nabierają materiały polimerowe, szczególnie w postaci cienkich płytek, cienkich warstw, włókien itp.

Zastosowania związków fotochromowych

Druga połowa XX w. to początek badań związków fotochromowych przede wszystkim pod kątem ich potencjalnych zastosowań. Gdy ulega deformacji kształt cząsteczki, a przez to wewnętrzny rozkład gęstości chmury elektronowej, zmieniają się także inne własności, niekoniecznie spektroskopowe. Dlatego możliwości zastosowań związków fotochromowych dzieli się zwykle na dwie kategorie: 1) te, w których wykorzystano zmiany widm absorpcji lub emisji (optyczny zapis informacji, materiały o zmiennej transmisji, farby, kosmetyki), 2) te, w których wykorzystano zmiany innych własności fizycznych lub chemicznych: współczynnika załamania, przenikalności elektrycznej, przewodności elektrycznej, lepkości, rozpuszczalności itp.

Obecnie najbardziej znane są zastosowania związków fotochromowych w optyce oftalmicznej w postaci soczewek fotochromowych. Stosowane początkowo fotochromowe związki nieorganiczne (głównie halogenki metali) wypierane są obecnie przez fotochromowe związki organiczne.

Bistabilność, czyli jak przełączać optycznie

Fotoprzełączające własności materiałów fotochromowych stanowią podstawę ich wykorzystania do zapisu informacji oraz jako szybkich przełączników optycznych (przełączniki molekularne). Podstawowym warunkiem jest tu bistabilność, czyli występowanie dwóch różnych form (stanów) cząsteczki, które mogą

wzajemnie w siebie przechodzić, stymulowane wymuszającym oddziaływaniem czynnika zewnętrznego. Te dwie stabilne formy powinny być możliwe do identyfikacji w każdej chwili oraz powinna istnieć możliwość odwracalnego ich przełączania. Bistabilność układu może wynikać z różnych własności cząsteczek (przeniesienie elektronu, przeniesienie protonu, izomeryzacja), a jako czynnik wymuszający zmianę stanów można wykorzystać światło, ciepło, ciśnienie, pole elektryczne lub magnetyczne oraz reakcje chemiczne. Obecne zastosowania optycznych układów bistabilnych dzieli się na zastosowania dotyczące: 1) pojedynczej cząsteczki, 2) polimerów, 3) cząsteczek biologicznych.

Układy fotochromowe, które mogą być wykorzystane do szybkiego przełączania lub zapisu informacji, powinny wykazywać następujące charakterystyczne własności: 1) obydwa izomery (zarówno forma wyjściowa A, jak i fotoprodukt P) powinny mieć szeroki zakres stabilności temperaturowej (od -10 do 80 °C), 2) widma absorpcji oraz inne własności optyczne (fizyczne) obu form powinny być istotnie różne, 3) związki powinny cechować się dużą odpornością na wielokrotne zapisywanie i odczyt, czyli nie ulegać łatwo zmęczeniu fotochemicznemu, 4) układy powinny mieć krótki czas reakcji, czyli umożliwiać szybkie przejście ze stanu A do P, a w przypadku szybkich przełączników – również bardzo szybki powrót do stanu wyjściowego, 5) użyty materiał powinien pozwolić na nieniszczący proces odczytu przy dużej czułości identyfikacji obu form, 6) układy powinny być czułe na długości fali laserów komercyjnych, najlepiej półprzewodnikowych.

Obecnie tylko nieliczne związki fotochromowe są w stanie spełnić, i to niecałkowicie, te wymagania. Duże nadzieje pod tym względem wiąże się szczególnie z grupami związków, w których fotochromizm zachodzi dzięki izomeryzacji *cis-trans*, fotocyklizacji lub tautomerizacji enol-keto. I chociaż ciągle typowym przedstawicielom tych grup cząsteczek daleko jest od spełnienia wszystkich wymagań niezbędnych do zastosowań praktycznych, to dzięki intensyfikacji fotofizycznych badań podstawowych niewątpliwie możliwe będzie efektywne wykorzystanie tych wyników w inżynierii molekularnej.

Badania spektroskopowe układów fotochromowych

Układy fotochromowe mogą stać się związkami o potencjalnie bardzo dużych zastosowaniach praktycznych pod warunkiem, że bardzo dobrze poznamy ich własności spektralne, fotofizyczne i fotochemiczne. Dlatego obecnie stosuje się bardzo wiele metod badawczych, szczególnie spektroskopowych, aby pozyskać informacje zarówno na temat charakterystyk oraz mechanizmów samego zjawiska fotochromowego, jak i różnych własności układów fotochromowych. Zbadanie własności spektralnych i fotofizycznych stanu podstawowego i stanów wzbudzonych oraz zidentyfikowa-

nie wszystkich powstających indywiduów wymaga zastosowania wielu komplementarnych metod pomiarowych, zarówno stacjonarnych, jak i z rozdzielczością czasową. Należy pamiętać, że procesy te mogą zachodzić w bardzo różnych skalach czasu – od 10^6 s do 10^{-14} s.

Metody stacjonarne pozwalają określić podstawowe parametry spektroskopowe układów fotochromowych. Podstawowym badaniem jest pomiar absorpcji układu przed i po wzbudzeniu. Pomiaru te można wykonać w funkcji różnych parametrów: rodzaju próbki (monokryształ, szkło, cienka warstwa), jej grubości, temperatury i polaryzacji światła. Istotne znaczenie ma określenie kinetyki procesu zabarwiania.

Niezwykle dużą wagę w badaniach spektroskopowych układów fotochromowych mają metody z rozdzielczością czasową, zarówno absorpcyjne oraz emisyjne, jak i ramanowskie. Wyniki takich badań prowadzonych w szerokim zakresie czasowym powinny pozwolić na określenie możliwych dróg dezaktywacji stanów wzbudzonych oraz wyjaśnienie kinetyki procesów prowadzących do powstania formy fotochromowej. Ponadto powinny one umożliwić identyfikację wszystkich powstających indywiduów przejściowych oraz stanów aktywnych w danym procesie. W szczególności należy określić ich własności spektralne i fotofizyczne – położenie stanów i ich czasy życia oraz prawdopodobieństwa wszystkich przejść promienistych i bezpromienistych, szybkości obserwowanych procesów oraz wydajności kwantowe. Istotne jest także zbadanie wpływu warunków zewnętrznych, które mogą modyfikować własności fotofizyczne badanych układów, tak by reakcja fotochromowa zachodziła według następujących kryteriów: możliwie największa zmiana (różnych własności), maksimum wydajności procesu, możliwie najkrótszy czas reakcji, minimum produktów ubocznych.

Zwykle trudno jest jednak osiągnąć wszystkie te cele jednocześnie, dlatego każda reakcja fotochromowa powinna być badana i optymalizowana w indywidualny sposób.

Dokąd zmierzamy?

Jest oczywiste, że próba odpowiedzi na tak postawione pytanie wymagałaby oddzielnego, wielostrońnicowego opracowania. Dlatego omówię krótko tylko dwa, jak się wydaje dość spektakularne, kierunki badań aplikacyjnych: holograficzny zapis informacji i fotochromizm polichromatyczny.

Holografia to trójwymiarowa rejestracja obrazów. Zapis interferencji fali przedmiotowej (rozproszonej lub odbitej od danego obiektu) i fali odniesienia pozwala zarejestrować informacje o zmianach natężenia oraz fazy. Cechą hologramu jest jego nielokalność, co oznacza, że każdy jego fragment zawiera informację o całym obiekcie. Jakże własności powinien posiadać idealny materiał holograficzny? Przede wszystkim dużą

wydajność dyfrakcji (możliwość zarejestrowania ponad 1000 linii na mm) i dużą czułość optyczną (możliwość zapisu przy niewielkim natężeniu światła), ponadto wystarczająco długi czas pracy przy pełnej odwracalności zachodzących procesów fizycznych i dużą szybkość zapisu-odczytu. Obecnie trwają poszukiwania materiałów fotochromowych, w których obrazy holograficzne w postaci olbrzymich matryc bitów można będzie zapisywać w niezwykle małej objętości, wielokrotnie i bardzo szybko. Bardzo ostrożne oszacowanie pojemności takiego holograficznego nośnika danych pozwala przypuszczać, że w 1 cm^3 zmieści się ponad 10^{14} bitów informacji!

Duże nadzieje aplikacyjne wiąże się także z fotochromizmem wielobarwowym (polichromatycznym). Najbardziej spektakularnym przykładem związków o takich własnościach są cienkie warstwy TiO_2 . Układy te w formie wyjściowej są brązowozielone, a po naświetleniu światłem monochromatycznym przybierają barwę odpowiadającą długości fali naświetlającej. Pod wpływem nadfioletu wracają ponownie do brązowozielonej formy wyjściowej. Badania fotochromizmu wielobarwowego prowadzone są przede wszystkim pod kątem takich zastosowań, jak odwracalny papier elektroniczny i pamięci optyczne o wielkiej gęstości zapisu (polichromatyczne).

Zakończenie

Obecnie istnieją już propozycje budowy fotochromowych układów logicznych. Do najważniejszych z nich zalicza się układy interferencyjne oraz układy oparte na generacji wyższych harmonicznych światła i mieszanii fal (w drugim przypadku wykorzystuje się nieliniowe własności związków fotochromowych). W dziedzinie zapisu informacji duże nadzieje wiąże się z pamięciami jedno- i dwufotonowymi, czyli układami, w których absorpcja światła zmienia własności ośrodka użytego do zapisu (wykorzystuje się różnice własności formy zapisanej i niezapisanej). Zastosowanie związków fotochromowych wiąże się także z możliwością dalszej miniaturyzacji pamięci masowych w układach mezoskopowych.

Po pierwszych sukcesach w zastosowaniu układów fotochromowych do zapisu informacji oraz do układów przełączających stało się jednak jasne, że istotny postęp w tej dziedzinie może nastąpić dopiero po dokładnym poznaniu i zrozumieniu mechanizmu całego cyklu fotochromowego i procesów (lub reakcji) prowadzących do fotodegradacji oraz skutecznych sposobów ich eliminacji. Wiele laboratoriów rozpoczęło więc systematyczne badania zarówno zjawiska fotochromizmu, jak i licznych materiałów fotochromowych.

Badania układów fotochromowych prowadzone są także w Polsce przez różne grupy badawcze, w tym także przez grupę fizyków i chemików związanych z Centrum Ultraszybkiej Spektroskopii Laserowej Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu.

Lektura uzupełniająca

- H. Bouas-Laurent, H. Dürr, „Organic Photochromism” (IUPAC Technical Report), *Pure Appl. Chem.* **73**, 639 (2001).
- *Photochromism: Molecules and Systems*, red. H. Dürr, H. Bouas-Laurent (Elsevier Science, 2002).
- J.C. Crano, R.J. Guglielmetti, *Organic Photochromic and Thermochromic Compounds* (Plenum Press, 1999).
- „Photochromism: Memories and Switches”, *Chem. Rev.* **100**, zes. 5 (2000), red. M. Irie.
- Fotochromizm wielobarwowy: Y. Ohko i in., *Nature Materials* **2**, 29 (2003); M. Morimoto i in., *J. Am. Chem. Soc.* **125**, 11080 (2003).
- M. Ziótek, J. Kubicki, A. Maciejewski, R. Naskręcki, A. Grabowska, „Excited state proton transfer and photochromism of an aromatic Schiff base. Pico- and femtosecond kinetics of the N,N'-bis(Salicylidene)-p-Phenylenediamine (BSP)”, *Chem. Phys. Lett.* **369**, 80 (2003).



Dr hab. RYSZARD NASKRĘCKI jest profesorem nadzwyczajnym UAM, a od września 2002 r. prodziekanem Wydziału Fizyki UAM. Jego główne zainteresowania naukowe to fotofizyka molekularna i spektroskopia laserowa, zwłaszcza dynamika ultraszybkich procesów molekularnych i femtosekundowa spektroskopia absorpcji przejściowej. W latach 1993–2001 odbył kilka staży naukowych w renomowanych ośrodkach naukowych we Francji. Aktywny popularyzator nauki – wygłosił wiele wykładów popularnonaukowych dla kilku tysięcy słuchaczy.



XXXVII Zjazd Fizyków Polskich (Gdańsk 2003): wręczenie nagrody PTF za popularyzację fizyki. Od lewej – laureaci: Jerzy Jarosz, Aneta Szczygielska i Janina Pawlik, oraz Katarzyna Chałasińska-Macukow i Maciej Kolwas.

Erwin-Félix Lewy-Bertaut (1913–2003)

6 listopada 2003 r. zmarł w Grenoble w wieku 90 lat prof. Erwin-Félix Lewy-Bertaut, twórca Laboratorium Krystalografii i *directeur de recherche* CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique), członek rzeczywisty francuskiej Akademii Nauk.

Erwin Lewy urodził się w Leobschutz (obecnie Głubczyce) w 1913 r. Jego ojciec był kierownikiem szkoły podstawowej, najpierw w miejscu urodzenia syna, a potem w Gliwicach, dokąd przeniosła się cała rodzina. Młody Erwin początkowo studiował prawo we Freiburgu, a następnie we Wrocławiu. Pod wrażeniem niestabilizowanej sytuacji politycznej w Republice Weimarskiej wcześniej przeczytał *Mein Kampf* i z chwilą dojścia do władzy hitlerowców w 1933 r. zdecydował się wyemigrować do Francji – najpierw do Paryża, a potem do Bordeaux, gdzie podjął studia chemiczne. Tam uzyskał dyplom inżyniera chemika, wedle popularnej plotki – słynnej szkoły winiarskiej. Profesor plotki tej nie dementował, a miała ona uzasadniać jego doskonałą znajomość win, co mogą potwierdzić ci z nas, którzy mieli przyjemność biesiadować w jego towarzystwie lub być podejmowani w jego domu. Już w czasie studiów ujawniły się wielkie zdolności Erwina Lewego do nauk ścisłych, o czym świadczyło zdobycie dyplomów również z matematyki i fizyki. Zajęcie przez Niemców Sudetów, a także innych rejonów Czechosłowacji spowodowało wywózkę, a następnie eksterminację jego rodziny. Pod wpływem tych wydarzeń zdecydował się przerwać pracę nad doktoratem (wodowanie pod ciśnieniem 300 atm kwasu abietynowego, katalizowane niklem Raneya) i wstąpić do francuskiej armii. Po klęsce Francji dowódca Lewego wyposażył go w nowy dowód tożsamości wystawiony na nazwisko Félix Bertaut; od tej pory posługiwał się już swą nową tożsamością. Ze względów bezpieczeństwa (żydowskie pochodzenie) rozpoczął pracę jako chemik w firmie na południu Francji w „strefie wolnej”. Tam wkrótce opracował model hamulca rowerowego zrobionego z kawałków zużytego korka. By uchronić go przed zainteresowaniem policji, Alfred Kastler (potem laureat Nagrody Nobla w 1966 r.), jego profesor fizyki z Bordeaux, zaproponował mu zatrudnienie w Laboratoire Central des Poudres w Paryżu i tam E.-F. Bertaut wszedł w bliższy kontakt z krystalografią. Jego przełożony doszedł jednak do wniosku, że pobyt w Paryżu może narazić młodego adepta krystalografii na poważne niebezpieczeństwo i polecił go Louisowi Néelowi, który tworzył wtedy w Grenoble ośrodek naukowy po opuszczeniu wcielonego do Rzeszy Strasburga. Néel (późniejszy laureat Nagrody Nobla w 1970 r.) szybko docenił wiedzę, zdolności oraz zapał młodego krystalografa i chemika, który zaczął wtedy wykazywać zainteresowanie fizyką magnetyzmu i materiałów magnetycz-

nych, i tej tematyce, jak też badaniom strukturalnym (oraz Grenoble) pozostał wierny do końca życia.



Erwin-Félix Lewy-Bertaut

Na początku swej działalności w Grenoble Bertaut uczestniczył w konstrukcji pierwszego generatora rentgenowskiego dla grupy badawczej skupionej wokół Néela. Po zakończeniu II wojny światowej utworzono w Grenoble Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal, którego twórcą i pierwszym dyrektorem został w 1946 r. Néel. Było to pierwsze laboratorium CNRS poza Paryżem. W roku 1949 Lewy-Bertaut, pracownik naukowy CNRS, obronił pracę doktorską „Badania domen braggowskich w proszkach polikrystalicznych za pomocą promieni rentgenowskich”. Taka analiza w owym czasie była całkowicie oryginalna i pozwalała lepiej zrozumieć różne własności materiałów magnetycznych, będących obiektem zainteresowania Néela i jego współpracowników. Opracowane wtedy przez Lewy-Bertauta zasady analizy wyników magnetycznej granulometrii proszkowej są dziś znane jako model Bertaut-Warrena-Averbacha.

W tym samym czasie Clifford G. Shull i J. Samuel Smart wyznaczyli po raz pierwszy strukturę magnetyczną MnO przy użyciu dyfrakcji neutronów. Struktura ta została wcześniej przewidziana teoretycznie przez Néela. Doświadczenie to zafascynowało Lewy-Bertauta, ukierunkowało jego zainteresowania na długie lata i spowodowało, że wysiłki jego oraz współpracowników były poświęcone budowie w Grenoble przodującego ośrodka badań neutronowych. W tym celu w 1951 r. podjął podróż informacyjną do czołowych laboratoriów USA, a w roku 1953, korzystając ze stypendium Fulbrighta, spędził rok w Brookhaven National

Laboratory. Tam we współpracy z Lesterem Corlisse i Julusem Hastingsem poszerzał swoją wiedzę o neutronografii. Równocześnie Néel przekonał rząd francuski o konieczności stworzenia w Grenoble ośrodka badań jądrowych (Centre d'Etudes Nucléaires, CENG). Lewy-Bertaut został w nim powołany w 1958 r. na stanowisko kierownika laboratorium dyfrakcji neutronów, które sprawował do roku 1976. Eksperymenty neutronowe prowadzono korzystając z reaktora Mélusine, a potem Siloe, jednych z najlepszych w owym czasie instalacji na świecie. Mimo posiadania takich urządzeń Lewy-Bertaut nie ustawał w doskonaleniu warsztatu pracy i – korzystając z pojednania francusko-niemieckiego – wspólnie z przyjacielem i współpracownikiem H. Maier-Leibnitzem zainicjował powstanie Institut Laue-Langevin, w którego dyspozycji jest reaktor o dużym natężeniu wiązki. W 15 lat później współdziałała w utworzeniu Europejskiego Laboratorium Promieniowania Synchrotronowego (ESRF), czyniącego Grenoble czołowym miejscem szeroko pojętych badań strukturalnych, wyjątkowym w skali światowej.

Obok troski o doskonałe urządzenia badawcze zawsze czynił starania, aby pracować na doskonałych materiałach, w miarę możliwości na monokryształach. W tym celu zabiegał o stworzenie właściwej bazy technologicznej do otrzymywania badanych materiałów oraz ich charakteryzacji fazowej, chemicznej i fizycznej. Takim celem służyło powołanie w CENG zespołu Cristmatec, prowadzenie syntez elektrolitycznych i syntez pod ciśnieniem. Trzeba podkreślić, że zespół pracujący pod kierunkiem Bertauta badał najrozmaitsze materiały. Obok magnetyków były to np. ferro- i piezoelektryki. W związku z tym musiano stosować najrozmaitsze metody syntezy. Jednak największą uwagę poświęcano magnetykom i nic dziwnego, że za pionierskie prace nad strukturą oraz własnościami magnetycznymi ferrytów otrzymywanych z granatów (krzemianów metali), zarówno w aspekcie poznawczym, jak i pod względem możliwości zastosowań, Lewy-Bertaut otrzymał w roku 1974 wraz z F. Forratem (CENG) oraz R. Pauthenetem (Service National des Champs Intenses, CNRS) nagrodę naukową „Le Grand Prix du Crédit Lyonnais”.

Oprócz badań doświadczalnych interesował się wieloma zagadnieniami teoretycznymi, np. teorią procesów dyfrakcyjnych i metod wyznaczania struktur magnetycznych. Na tym polu jego osiągnięcia są znaczące; w serii artykułów w *Acta Crystallographica* rozwinął swą algebrę czynników struktury, pracował też nad metodami bezpośrednimi określania struktur krystalicznych. Kierował też zespołem zajmującym się takimi zagadnieniami, jak analiza symetrii metodami teorii grup oraz makroskopowe i mikroskopowe metody wyznaczania struktur magnetycznych znane jako metody Bertaut (silnie kontestował je Władysław Opechowski). Wśród swoich współpracowników stymulował zainteresowanie dla pełnego wykorzystania ana-

lizy rentgenowskiej. Dzięki temu pierwsze udane próby uzyskania informacji o strukturze magnetycznej z badań rentgenowskich zostały przeprowadzone przez jego współpracowników François de Bergevin i Michela Brunela z Laboratoire de Cristallographie du CNRS w 1976 r. Nic też dziwnego, że ciekawa tematyka, doskonale wyposażenie aparaturowe i energiczny Szef ciągle występujący z nowymi pomysłami, niestroniący od bardzo merytorycznej dyskusji, a czasem kontrowersji, przyciągały do Grenoble zarówno doświadczonych badaczy, cieszących się często sławą światową, jak i młodych adeptów chcących dopiero poznać tajniki neutronografii. Jednym z pierwszych fizyków polskich, którzy odbyli staż po kierunku prof. Bertaut, był – teraz już profesor – Andrzej Murasik.

Działalność Lewy-Bertaut nie ograniczała się jedynie do macierzystego ośrodka naukowego. Jednym z pierwszych przedsięwzięć na skalę najpierw ogólnofrancuską, a potem światową była organizacja z jego inspiracji *Conférence sur les Composés Semi-Métalliques* w 1966 r., która przekształciła się w *International Conference on Solid State Compounds of Transition Elements* (w 1982 r. organizował ją w Grenoble znów Lewy-Bertaut). Okazał się on nie tylko doskonałym przewodniczącym i czarującym gospodarzem, ale dał się również poznać jako uzdolniony pianista. Kolejna, XI Konferencja odbyła się w 1994 r. we Wrocławiu, a jej organizacja w roku 2005 została powierzona ośrodkowi krakowskiemu.

Wspominając uzdolnienia pianistyczne prof. Bertaut, nie od rzeczy będzie podkreślić, iż był znawcą i miłośnikiem muzyki Chopina. W roku 1978 jako członek Komitetu Wykonawczego Międzynarodowej Unii Krystalografii był gościem XI Międzynarodowego Kongresu Krystalografii w Warszawie. Wracaliśmy razem z wycieczki do Żelazowej Woli okrężną drogą przez Wyszogród, gdzie zatrzymaliśmy się na krótki postój. Była niedziela, w pobliskim kościele odprawiana była msza święta i słychać było śpiewy. – Ależ ja tu słyszę Chopina! – zawołał Bertaut.

W uznaniu autorytetu naukowego był Lewy-Bertaut powoływany do komitetów redakcyjnych wielu czasopism, np. *Journal of Solid State Chemistry* (jako współredaktor), *Solid State Communications* i *Zeitschrift für Kristallographie*. Jako jeden z najwybitniejszych krystalografów wraz z Theo Hahnem kierował nowym wydaniem *Międzynarodowych Tablic Krystalograficznych*. Był też czynnym członkiem komitetów programowych licznych konferencji naukowych.

Nic więc dziwnego, że działalność Lewy-Bertauta zdobyła szerokie uznanie międzynarodowe, a społeczność uczonych nadała mu godności doktora honoris causa wielu uniwersytetów zagranicznych i wybierała na członka zagranicznego wielu akademii nauk. Posiadał liczne odznaczenia francuskie oraz, jak wspomnieliśmy, był członkiem rzeczywistym francuskiej Akademii Nauk.

Mimo podeszłego wieku, aż do wypadku drogowego, a nawet po nim, przebywając w szpitalu, do ostatnich chwil życia w dalszym ciągu przejawiał dużą aktywność naukową.

Żegnając wybitnego przedstawiciela nauki światowej, dołączamy się do międzynarodowej społeczności uczonych, wyrażając żal z powodu odejścia E.-F. Lewy-Bertaut i utraty osobistej jego przyjaźni, której dowody dawał wielokrotnie.

Wyrażamy serdeczne podziękowanie Danielowi Fruchart, obecnemu dyrektorowi Laboratoire de Cristallographie du CNRS w Grenoble, za przekazanie nam materiałów, które wzbogaciły to wspomnienie.

Kazimierz Łukaszewicz, Wojciech Suski

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
im. W. Trzebiatowskiego
Wrocław

Julian Jan Auleytner (1922–2003)

W dniu 7 grudnia 2003 r. odszedł od nas profesor Julian Auleytner, wybitny fizyk i organizator nauki, długoletni pracownik Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie. Urodzony w 1922 r. w Studziankach koło Tomaszowa Mazowieckiego, został dotkliwie doświadczony przez wojnę. Wiosną 1940 r. trafia z łapanki ulicznej w Warszawie do obozu koncentracyjnego Sachsenhausen-Oranienburg. Zwolniony dzięki usilnym i kosztownym staraniom ojca, działa następnie w Armii Krajowej. Po wkroczeniu Armii Czerwonej zostaje zadenuncjowany i aresztowany przez NKWD, a następnie zesłany do łagru koło miasta Stalino (obecnie Donieck) na Ukrainie, gdzie pracuje w kopalni węgla. Zwolniony na podstawie amnestii, wraca do kraju i wstępuje na Uniwersytet Warszawski, który kończy w 1952 r. Jeszcze podczas studiów zostaje zatrudniony w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW, gdzie rozpoczyna pionierskie badania struktury mozaikowej kryształów i defektów sieci krystalicznej w zorganizowanej przez prof. Stefana Pieńkowskiego pracowni rentgenowskiej. Doktoryzuje się w roku 1959. Po doktoracie odbywa półtoraroczny staż naukowy w Królewskim Uniwersytecie w Uppsali, gdzie zapoznaje się z metodami spektroskopii rentgenowskiej, rozwiniętymi tam przez prof. K.M. Siegbahna (laureata Nagrody Nobla w 1924 r.). Owocem tego stażu było uruchomienie w Warszawie rentgenowskiej spektroskopii izochromat widma ciągłego jako metody badania struktury elektronowej półprzewodników.

W 1962 r. habilituje się i rozpoczyna pracę w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, a w 1968 r. uzyskuje tytuł profesora nadzwyczajnego. Nieco wcześniej zostaje kierownikiem nowo utworzonego w Instytucie Zakładu Fizyki Promieni X (przemianowanego później na Zakład Rentgenografii i Spektroskopii Rentgenowskiej). W roku 1973, z jego inicjatywy, zostaje utworzone w Instytucie Środowiskowe Laboratorium Badań Rentgenowskich i Elektronomikroskopowych. Był to dla środowiska moment przełomowy, bowiem Laboratorium uzyskało wówczas pokaźny zastrzyk finansowy, który umożliwił zakup nowoczesnej aparatury pomiarowej. Profesor kierował Laboratorium przez 20

lat, aż do przejścia na emeryturę. W tym okresie Laboratorium stało się kuźnią młodej kadry naukowej. Profesor wypromował łącznie 27 doktorów(!), z których wielu pracuje obecnie w różnych ośrodkach badawczych w kraju i za granicą (w USA, Kanadzie, Australii i Brazylii).



Julian Auleytner

Wspaniałą inicjatywą Profesora było zorganizowanie serii Międzynarodowych Szkół Letnich poświęconych defektom strukturalnym w kryształach. Na wykładowców byli zapraszani wybitni uczeni z różnych stron świata podzielonego wówczas żelazną kurtyną. Pierwsza Szkoła odbyła się w 1966 r. w Zakopanem, a ostatnia – ósma – w w Szczyrku (1988). Szkołom towarzyszyły zazwyczaj specjalistyczne sympozja, a począwszy od IV Szkoły w 1973 r. materiały z nich były publikowane w formie książkowej. Dla wielu ówczesnych młodych adeptów nauki uczestnictwo w tych imprezach było jedyną okazją bezpośredniego kontaktu z uczonymi z Zachodu. Profesor dzięki tym Szkołom zyskał wielu szczerych przyjaciół pośród uczonych na

całym świecie. Szczególnie bliskie kontakty łączyły go z kolegami w Niemczech, na Ukrainie, we Francji, Włoszech i Japonii.

Szkoły organizowane przez Profesora stały się złączkiem serii międzynarodowych konferencji poświęconych defektom rozciąglą w półprzewodnikach (EDS, extended defects in semiconductors). Pierwsza z nich odbyła się w 1978 r. w Hünfeld (RFN). We wstępie do wydanych w formie książkowej materiałów organizatorzy tej konferencji podkreślają, że zainspirował ich przykład szkół organizowanych przez Auleytnera. Warto dodać, że Międzynarodowy Komitet Doradczy tegorocznej konferencji EDS 2004, która odbędzie się w Moskwie, uczynił znamieny gest, proponując dedykowanie tej konferencji pamięci prof. Auleytnera.



W gronie współpracowników (zdjęcie wykonane podczas Międzynarodowej Konferencji EDS 98, w Jaszowcu k. Ustronia w 1998 r.). Od lewej: Danuta Żymierska, Tadeusz Figielski, Maria Lefeld-Sosnowska, Zuzanna Lilateral-Weber, Elżbieta Mizera, Profesor, Jadwiga Bąk-Misiuk, Alicja Szczepańska, Jola Auleytnerowa.

Tematyka badawcza rozwijana przez Profesora miała na celu – jak on sam deklarował – ustalenie korelacji między realną strukturą kryształów a ich właściwościami fizycznymi. Obiektami jego zainteresowania były rozmaite materiały, ale przede wszystkim półprzewodniki. Na początku lat 60. ubiegłego stulecia opracował oryginalną konstrukcję kamery rentgenowskiej z oscylującym filmem do badania struktury mozaikowej kryształów. Opracował również prototyp małoogniskowej lampy rentgenowskiej do badań strukturalnych i medycznych. Zakład Doświadczalny UNIPAN na podstawie tego prototypu wyprodukował kilkanaście aparatów rentgenowskich, które zostały sprzedane różnym placówkom badawczym. Dwa z jego pomysłów zostały opatentowane: metoda monochromatyzacji promieni rentgenowskich i metoda obrazowania defektów w monokryształach.

W 1983 r. pracował przez trzy miesiące we Francji, gdzie miał możliwość zapoznania się z badaniami prowadzonymi za pomocą Wielkiego Narodowego Akceleratora Ciężkich Jonów (GANIL). Tam zainteresował się procesami towarzyszącymi oddziaływaniu szybkich jonów z siecią krystaliczną, w szczególności krzemu. Od chwili utworzenia Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów UW prowadził badania we współpracy z jego pracownikami. Tematyka defektów powstających w wyniku bombardowania półprzewodników ciężkimi jonami oraz uszkodzeń poimplantacyjnych wysunęła się na plan pierwszy jego ostatnich zainteresowań naukowych.

Profesor był autorem lub współautorem ponad 240 artykułów naukowych i trzech monografii, w tym jednej w języku angielskim (*X-ray Methods in the Study of Defects in Single Crystals*, Pergamon Press, 1967). Uczestniczył w pracach rad naukowych kilku instytutów i laboratoriów środowiskowych, w tym Międzynarodowego Centrum Mikroskopii Elektronowej w Halle. Był członkiem wielu towarzystw naukowych, a także wiceprzewodniczącym Komitetu Krystalografii PAN. Współorganizował XI Międzynarodowy Kongres Krystalografii, który odbył się w 1978 r. w Warszawie, gromadząc ponad 1600 uczestników z całego świata. Z jego współudziałem zostało utworzone w 1991 r. Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego, któremu wiceprzewodniczył. Jego zasługi dla rozwoju i zastosowań metod rentgenowskich i elektronomikroskopowych do badań materiałów półprzewodnikowych zostały wielokrotnie uhonorowane nagrodami zespołowymi Sekretarza Naukowego PAN i Ministra Nauki i Techniki, a także międzynarodową nagrodą Sekretarzy Naukowych PAN i Akademii Nauk NRD.

Był od 1952 r. członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, członkiem Zarządu Głównego PTF w latach 1965–73 i 1975–77.

W ostatnich latach heroicznie zmagał się z postępującą utratą wzroku, starając się do końca być aktywnym naukowo. Stosował przemyślnie konstrukcje optyczne umożliwiające mu czytanie. Przede wszystkim jednak korzystał z troskliwej opieki swojej żony Jolanty oraz życzliwej pomocy swojej bliskiej współpracownicy, Danuty Żymierskiej, dzięki którym mógł publikować, recenzować oraz prowadzić korespondencję. Był człowiekiem ciepłym. Jego uczniowie i współpracownicy wyrażają się o nim z najwyższą sympatią i uznaniem. Ale zdarzali się też w jego otoczeniu ludzie mu niechętni, nad czym głęboko bolał. Mnie osobiście najgłębiej w pamięci zapadły nasze dawne wspólne górskie wędrowki.

Tadeusz Figielski
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

■ Zbysław Wilamowski

Urodził się w 1946 r. w Olsztynie. Studia odbył na Wydziale Fizyki i Matematyki Uniwersytetu Warszawskiego. Pracę magisterską wykonał pod opieką profesorów Tadeusza Figielskiego i Leonarda Sosnowskiego. Po ukończeniu studiów w 1968 r. rozpoczął pracę w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk, gdzie pracuje do dzisiaj. Pracę doktorską obronił w 1976 r. w IF PAN (promotor prof. Karolina Leibler). Habilitację uzyskał również w IF PAN (1992), a tytuł profesora nauk fizycznych otrzymał 8 lipca 2003 r.



Od początku działalności naukowej zajmuje się różnymi aspektami fizyki półprzewodników ze szczególnym uwzględnieniem ich własności spinowych. Badał własności centrów paramagnetycznych w półprzewodnikach, korelacje w przestrzennym rozkładzie takich centrów, oddziaływanie spinów lokalnych z elektronami przewodnictwa, własności dwuwymiarowych struktur półprzewodnik-antyferromagnetyk, własności spinowe dwuwymiarowego gazu elektronowego, w szczególności relaksację spinową w takim gazie. Ostatnio za pomocą rezonansów magnetycznych bada półprzewodniki ferromagnetyczne.

Kierował wieloma projektami badawczymi KBN, obecnie dużym projektem zamawianym KBN „Elektronika spinowa”. Jest kierownikiem Oddziału Spektroskopii Półprzewodników w IF PAN.

Inna działalność: przewodniczący Rady Fundacji „Pro Physica”, członek Towarzystwa Popierania i Krzewienia Nauk.

Mazur z pochodzenia i charakteru. Poza fizyką lubi wszystko, co można znaleźć na Mazurach: jezioro, las, ziemię. Tam też ucieka, jak tylko czas i pogoda pozwalają. Na muzykę jest głuchy, za to dobrze odróżnia rzeczy ładne od brzydkich – męczy i denerwuje go brzydota, a uskrzydla piękno. Niestety, nie maluje, za to wyżywa się w urządzaniu wnętrz, z własnoręcznym projektowaniem i wykonywaniem mebli, oraz w robotach ziemnych i ogrodniczych.

Żonaty, ma troje dzieci (dwóch synów i córkę) oraz trzy pasierbice. Od kilku lat prawie nie używa samochodu. Znacznie bardziej woli rower lub spacer.

■ Roman Świetlik

Urodził się w 1953 r. w Poznaniu. W latach 1972–78 studiował fizykę na Uniwersytecie im. Adama Mickiewicza. Zaraz po ukończeniu studiów podjął pracę w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, gdzie pracuje do dnia dzisiejszego. W 1983 r. obronił pracę doktorską „Wpływ uporządkowania molekuł na widmo w podczerwieni wybranych soli TCNQ”, której promotorem był prof. Andrzej Graja, a w roku 1992 uzyskał stopień doktora habilitowanego na podstawie pracy „Oddziaływanie fal elektromagnetycznych z przewodnikami i półprzewodnikami organicznymi”. Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych otrzymał 11 grudnia 2003 r.



Zajmuje się fizyką ciała stałego, w szczególności fizyką krystalicznych przewodników organicznych. Jego specjalnością jest spektroskopia molekularna. Zasadniczy nurt badań dotyczy struktury elektronowej, oddziaływań elektron-elektron i elektron-fonon, a ostatnio zjawiska uporządkowania ładunkowego w przewodnikach organicznych. Badania te prowadził, wykorzystując głównie spektroskopię w podczerwieni i ramanowską. Opublikował 84 prace naukowe oraz przedstawił ponad 100 referatów i komunikatów na konferencjach krajowych i zagranicznych. Wypromował jednego doktora.

Przebywał na dłuższych stażach naukowych za granicą w następujących ośrodkach: Central Research Institute for Physics (Hungarian Academy of Sciences) w Budapeszcie (1980, 1985), Max-Planck-Institut für medizinische Forschung (Abteilung für Molekulare Physik) w Heidelbergu (1986–87), Centre de Recherche Paul Pascal (CNRS) w Bordeaux (1991), Institute of Chemistry (Chinese Academy of Sciences) w Pekinie (1999), Institute for Molecular Science (Okazaki, Japonia, 2001–02).

Od roku 1990 jest członkiem zarządu Oddziału Poznańskiego PTF (w latach 1990–96 był jego sekretarzem). W Instytucie Fizyki Molekularnej PAN od 1998 r. pełni funkcję zastępcy dyrektora ds. naukowych.

Jego żona Zofia jest z zawodu technologiem żywności. Mają dwoje dzieci: córkę Marię i syna Mikołaja.

■ Wojciech Kuczyński

Urodził się w 1941 r. w Pępowie (woj. wielkopolskie). Studiował fizykę na Uniwersytecie im. Adama Mickiewicza w Poznaniu, gdzie otrzymał tytuł magistra w 1965 r. Stopień doktora nauk fizycznych uzyskał w 1974 r. w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, habilitował się w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu w 1989 r., a tytuł naukowy otrzymał 16 kwietnia 2004 r.



Zajmuje się badaniami własności fizycznych ciekłych kryształów, głównie posiadających strukturę śrubową. Badania te doprowadziły m.in. do odkrycia ferroelektryczności indukowanej mieszaniami, dzięki czemu wytworzył ferroelektryczne ciekłe kryształy przez zmieszanie dwu składników nieferroelektrycznych. Jego prace dotyczące sfrustrowanych faz smektycznych doprowadziły do odkrycia fazy „skręconych ziaren” z lokalną strukturą smektyka C*. Opracował metodę pomiaru parametru porządku w nematycznych i smektycznych ciekłych kryształach oraz metodę wyznaczania lokalnej polaryzacji spontanicznej warstw smektycznych w różnych fazach. Przeprowadził pierwsze obserwacje modów kolektywnych w heksatycznych ciekłych kryształach. Bada też doświadczalnie procesy przełączania w chiralnych ciekłych kryształach mających fazy ferro-, ferri- i antyferroelektryczne, a także strukturę tych faz metodami optycznymi oraz spektroskopii elektrooptycznej i dielektrycznej.

Pracuje w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN, gdzie w latach 1992–98 był zastępcą dyrektora ds. naukowych, a od 2000 r. jest kierownikiem zakładu. Odbił długoterminowe staże naukowe na Uniwersytecie w Paderbornie (Niemcy) oraz na Politechnice Chalmersa w Göteborgu (Szwecja). Był profesorem gościem na Université de Picardie w Amiens oraz na Uniwersytecie w Paderbornie.

Jest współautorem 3 książek, 82 prac oryginalnych w czasopiśmie naukowych oraz 133 doniesień na międzynarodowych konferencjach naukowych, laureatem nagród Sekretarza Naukowego PAN oraz Ministra Edukacji Narodowej.

W latach 1980–92 był działaczem Komisji Zakładowej NSZZ Solidarność. Jego hobby to turystyka piesza i kajakowa.

■ Andrzej Burian

Urodził się w 1949 r. w Bytomiu. W 1972 r. ukończył studia fizyczne na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Śląskiego. Doktorat uzyskał w 1981 r. w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie (promotor prof. Julian Auleytner), a habilitację w 1994 r., także w IF PAN. Tytuł naukowy otrzymał 5 marca 2004 r.



Po ukończeniu studiów pracował w Zakładzie Fizyki Ciała Stałego PAN w Zabrze, a od 1995 r. jest pracownikiem Uniwersytetu Śląskiego. Prowadzi badania strukturalne układów niekryształicznych, jak amorficzne półprzewodniki, szkła, ciecze, nanorurki węglowe, fulereny, nieuporządkowane węgle, metodami dyfrakcji elektronowej, mikroskopii rentgenowskiej i neutronów, rentgenowskiej spektroskopii absorpcyjnej, mikroskopii elektronowej, mikroskopii sił atomowych i spektroskopii ramanowskiej. W badaniach dyfrakcyjnych wykorzystuje najnowocześniejsze narzędzia badawcze, jak promieniowanie synchrotronowe (LURE, Orsay i ESRF, Grenoble), reaktorowe (Institut Laue–Langevin, Grenoble) i spalacyjne źródła neutronów (Rutherford Appleton Laboratory). Za swoje najważniejsze osiągnięcia naukowe uważa opracowanie metody wyznaczania cząstkowych czynników struktury z danych anomalnego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego oraz opis struktury realnej nanorurek węglowych i nieuporządkowanych węgla.

Odbił wiele staży naukowych, m.in. w laboratoriach CNRS w Tuluzie i Grenoble. Jest autorem lub współautorem 77 prac naukowych i 47 doniesień konferencyjnych, wygłosił 10 wykładów na zaproszenie na międzynarodowych i krajowych konferencjach naukowych. Za działalność naukową otrzymał 2 nagrody Rektora Uniwersytetu Śląskiego. W latach 1995–97 był przewodniczącym Oddziału Katowickiego PTF. Od 1998 jest członkiem Zarządu Polskiego Towarzystwa Promieniowania Synchrotronowego.

Ma żonę Annę (chemika) i dwoje dzieci: Wojciecha i Agatę. Wypoczywa najchętniej podczas górskich wędrówek, biegów terenowych i wycieczek rowerowych.

75-lecie Profesora Antoniego Śliwińskiego

22 stycznia 2004 r. w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Gdańskiego odbyło się uroczyste seminarium z okazji 75. rocznicy urodzin prof. dr hab. Antoniego Śliwińskiego, zorganizowane przez IFD UG przy współudziale gdańskich oddziałów Polskiego Towarzystwa Akustycznego i Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W seminarium licznie uczestniczyli współpracownicy, uczniowie, przyjaciele i zaproszeni goście.

Prof. Bogumił Linde, dyrektor IFD UG, przedstawił sylwetkę Jubilata oraz jego osiągnięcia naukowe i społeczne. Docent Kazimierz Badziąg podzielił się ze zgromadzonymi swoimi osobistymi wspomnieniami związanymi z osobą Profesora. Wielu uczestników seminarium oraz zaproszonych gości wygłosiło krótkie przemówienia i wręczyło kwiaty lub upominki, odczytano również nadesłane gratulacje i podziękowania. Prof. Piotr Kwiek przedstawił wspólny z prof. Śliwińskim dorobek naukowy z ostatnich 30 lat, podkreślając istotny wkład Profesora w rozwój akustooptyki na świecie.

Na zakończenie uroczystości odbyło się towarzyskie spotkanie, podczas którego w miłej atmosferze przy kawie i szampanie odśpiewano tradycyjne „Sto lat” oraz złożono Jubilatowi wiele osobistych życzeń i podziękowań.

Antoni Śliwiński urodził się 15 listopada 1928 r. w Jarocinie, w woj. poznańskim. W roku 1942 ukończył szkołę powszechną w Gliniaku k. Mińska Mazowieckiego, a w roku 1947 – Państwowe Gimnazjum i Liceum dla Dorosłych w Bydgoszczy, zarabiając jednocześnie na własne utrzymanie. W październiku tegoż roku rozpoczął studia na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym (sekcja fizyki) Uniwersytetu Poznańskiego. Tytuł magistra filozofii w zakresie fizyki uzyskał w 1952 r.

Od lutego 1950 r. rozpoczął pracę naukową na Uniwersytecie Poznańskim, gdzie prawie od początku pozostawał pod opieką prof. Marka Kwieka aż do jego tragicznej śmierci w 1962 r. Doktoryzował się pod jego kierunkiem w 1960 r. Rozprawa dotyczyła zagadnień mechanizmu rozchodzenia się fal ultradźwiękowych w ośrodkach bliskich punktu krytycznego, gdzie występują duże fluktuacje parametrów stanu. W roku 1964 uzyskał stopień doktora habilitowanego, również na Uniwersytecie im. Adama Mickiewicza w Poznaniu, przedstawiając pracę dotyczącą zjawiska ugięcia światła na ultradźwiękach w ośrodkach krytycznych.

W roku 1970 przenosi się do nowo powstałego Uniwersytetu Gdańskiego, w którym jest jednym z głównych animatorów fizyki uniwersyteckiej. Tutaj daje się poznać jako doskonały organizator nie tylko na polu naukowym, ale i administracyjnym. W roku 1973 uzy-

skuje tytuł profesora nadzwyczajnego, a w roku 1979 – nominację na profesora zwyczajnego. Pełni wiele odpowiedzialnych funkcji, od kierownika zakładu, dyrektora Instytutu Fizyki Doświadczalnej i dziekana Wydziału Matematyczno-Fizyczno-Chemicznego do prorektora UG ds. nauki (z funkcji tej w połowie kadencji składa rezygnację, protestując przeciwko odwołaniu rektora UG prof. Karola Taylora w 1985 r.).



Życzenia dla Jubilata od prof. Stefana Weyny (z lewej) z Instytutu Budowy Okrętów Politechniki Szczecińskiej (fot. Bogdan Nienalowski)

Od samego początku działalności na UG był i jest inicjatorem prac naukowych dużego zespołu pracowników. Był założycielem Środowiskowego Laboratorium Akustyki i Spektroskopii w UG.

Prace prof. Śliwińskiego poświęcone są wielu aspektom akustyki. Do najważniejszych można zaliczyć: 1) prace z zakresu akustooptyki, dotyczące dyfrakcji światła na wiązkach ultradźwiękowych, ugięcia światła laserowego na fali ultradźwiękowej (efektów nieliniowych), zastosowania interferometrii holograficznej do badania pola ultradźwiękowego; przetworników ultradźwiękowych; 2) badania molekularne i spektroskopię ultradźwiękową, badania własności substancji organicznych (w tym polimerów i ciekłych kryształów), badania materiałów lepkosprężystych; 3) prace w dziedzinie akustyki wnętrza, badania hałasu i drgań, badania dźwiękochłonności materiałów i elementów; 4) badania hydroakustyczne w Bałtyku, badania zanieczyszczeń powierzchni wody; 5) spektroskopię fotoakustyczną.

Profesor Śliwiński wypromował dotychczas 27 doktorów, był recenzentem licznych krajowych i zagranicznych rozpraw doktorskich oraz habilitacyjnych,

opiniował i oceniał wiele wniosków o nominacje profesorskie. Dziewięć osób z grona jego współpracowników uzyskało habilitacje, pięciu jest już profesorami. Jubilat jest autorem lub współautorem ponad 390 publikacji (w tym autorem, współautorem lub redaktorem 14 książek, ok. 180 publikacji naukowych o zasięgu międzynarodowym i 10 opracowań patentowych), członkiem kilku towarzystw naukowych krajowych i międzynarodowych. Był członkiem założycielem Polskiego Towarzystwa Akustycznego w 1963 r., jego sekretarzem generalnym w latach 1963–70 oraz przewodniczącym od 1987 do 1997 r. Należy do kolegiów redakcyjnych wielu czasopism (*Ultrasonics* (London, 1965–2002), *Acoustics Letters* (London, 1980–2003), *Archives of Acoustics* (PAN, od 1985), *Oceanologia* (PAN, od 1980), *Acustica* (Stuttgart, 1990–96), *Akustyczny Żurnal* (RAN – Moskwa, od 1990), *Opto-electronics Review* (od 1995)). Jest członkiem Międzynarodowej Komisji Akustyki przy Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej – IUPAP (reprezentant Polski na kadencje 1981–84, 1984–87 i 1996–99 oraz obecnie do 2006), Komitetu Fizyki i Komitetu Akustyki PAN, którego był wiceprzewodniczącym. Był też członkiem Sekcji Fizyki Zespołu III KBN w latach 1993–99 oraz bywał zapraszany jako recenzent na sesje oceny grantów.

Bogaty i twórczy dorobek naukowy szkoły Profesora Śliwińskiego jest często cytowany w renomo-

wanych czasopismach naukowych i licznych monografiach. Odbił kilka staży zagranicznych (w Anglii, we Włoszech, w Rosji i Belgii). Wygłosił wiele referatów za granicą na zaproszenie. Był organizatorem wielu konferencji naukowych, w tym ośmiu Szkół (Schools on Acousto-Optics and Applications). Otrzymał wiele odznaczeń i nagród: Nagrody Ministra Edukacji (1971, 1975, 1978, 1989, 1994); Nagrodę Ministra Budownictwa i Materiałów Budowlanych (1975); Nagrody Sekretarza Naukowego PAN (1977, 1979); Order Polonia Restituta (1973); Medal Komisji Edukacji Narodowej (1986).

W roku 1999 przeszedł na emeryturę, ale nadal bardzo aktywnie angażuje się w badania naukowe, będąc kierownikiem dwóch grantów KBN i uczestnicząc w życiu naukowym środowiska akustyków. Dziś jest członkiem Międzynarodowej Komisji Akustyki IUPAP-u i zastępcą przewodniczącego Komitetu Akustyki oraz przewodniczącym komitetu narodowego ds. kontaktów z Międzynarodowym Komitetem Akustyki (ICA).

Warto podkreślić, że całą swoją pracę, zarówno naukową, jak i organizacyjną, Profesor poświęca zagadnieniom ściśle związanym z akustyką.

Bogumił Linde, Stanisław Zachara
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Gdański



XXXVII Zjazd Fizyków Polskich (Gdańsk 2003): Objazdowe Laboratorium Fizyki przygotowane i przedstawione przez Grupę Twórczą „Quarki” z Pałacu Młodzieży w Katowicach

Środowisko LabVIEW

Wiesław Tłaczała: *Środowisko LabVIEWTM w eksperymencie wspomaganym komputerowo*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 2002, s. 338.

Zintegrowane środowiska programowania to nowe narzędzia, które ułatwiają specjalistom z różnych dziedzin nauki i techniki samodzielne projektowanie systemów pomiarowych sterowanych komputerem PC i wykonanie eksperymentów w celu zebrania i analizy wyników pomiarów. Specyfiką tych programów jest ich graficzna natura, umożliwiającą koncentrowanie się na problemach do rozwiązania, a nie na szczegółach związanych z tworzeniem tekstu programu. Programy te są proste w obsłudze i przyjazne użytkownikowi, w związku z czym czas opracowania oprogramowania komputerowego może być znacznie skrócony w porównaniu z podejściem klasycznym.

Do najbardziej znanych pakietów oprogramowania, które umożliwiają projektowanie skomputeryzowanych systemów pomiarowo-diagnostycznych i tworzenie nowej klasy urządzeń pomiarowych, tzw. przyrządów wirtualnych, należą: HPVEE firmy Hewlett Packard, LabVIEW firmy National Instruments i Test Point firmy Keithley Instruments. Wyścig firm oferujących takie oprogramowanie trwa od początku lat dziewięćdziesiątych poprzedniego stulecia. Ponieważ największą popularnością cieszą się obecnie produkty firmy National Instruments, pojawienie się na polskim rynku wydawniczym podręcznika akademickiego Wiesława Tłaczały *Środowisko LabVIEWTM w eksperymencie wspomaganym komputerowo*, umożliwiającego zapoznanie się z nowymi narzędziami programowania firmy National Instruments, jest jak najbardziej uzasadnione.

Tematem książki jest język programowania graficznego LabVIEW, opracowany specjalnie do zastosowań w zaawansowanych systemach pomiarowych i automatyzacji. Zdaniem Autora, może on być dostępny dla każdego użytkownika komputera osobistego. Książka powstała na podstawie badawczych i dydaktycznych doświadczeń Autora w zakresie wprowadzania do fizyki doświadczalnej nowych narzędzi elektroniki i stanowi kontynuację jego wcześniej publikowanych prac.

Autor książki studiował na Wydziale Łączności Politechniki Warszawskiej i na Wydziale Technik Elektronicznych Moskiewskiego Instytutu Energetycznego. Pracę magisterską (1969) i doktorską (1975) obronił w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej. W latach 1987–88 przebywał jako stypendysta Towarzystwa Maksa Plancka na stażu naukowym w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN) w Szwajcarii. Jest członkiem wielu międzynarodowych zespołów realizujących prace badawcze w CERN-ie. Obecnie pracuje na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej, gdzie prowadzi zajęcia z fizyki i podstaw projektowania urządzeń wirtualnych. Wiesław Tłaczała znajduje także czas na popularyzację programu LabVIEW w szkołach i instytucjach po-

zauczelnianych. W ramach warszawskiego VI Festiwalu Nauki w laboratorium sterowania eksperymentem fizycznym odbywały się zajęcia zatytułowane „LabVIEW – oczy, uszy i ręce komputera”. O fascynacji Autora programem LabVIEW, historii i doświadczeniach związanych z jego wdrażaniem na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej można przeczytać w artykule Ewy Chybińskiej „LabVIEW trafia pod strzechy” (*Miesięcznik PW*, 11/99).

Podręcznik jest adresowany do studentów i specjalistów z różnych dziedzin nauki i techniki, korzystających z komputerowych systemów pomiarowych. Ponieważ użytkownik książki nie musi mieć przygotowania informatycznego, krąg czytelników może być bardzo szeroki. Nie bez znaczenia jest również fakt, że książka w języku polskim może być przydatna dla tych, którzy w zakresie uprawianej dyscypliny naukowej lub kierunku studiów biegle posługują się językiem angielskim, ale ich słaba znajomość języka informatyczno-elektronicznego utrudnia im korzystanie z anglojęzycznej literatury na temat programu LabVIEW.

Łatwość użycia i wszechstronność programu LabVIEW sprawiają, że zainteresowanie nim stale rośnie. Świadczy o tym również duża ilość informacji na temat tego programu na stronach internetowych. Przykładem może być polski serwis użytkowników LabVIEW firmy National Instruments (www.labview.pl). Można tam znaleźć przykłady różnych aplikacji, a w ramach forum dyskusyjnego wymienić poglądy i podzielić się doświadczeniami na jego temat.

Intencją Autora było pokazanie możliwości środowiska graficznego LabVIEW oraz wprowadzenie w tematykę związaną z projektowaniem wirtualnych przyrządów pomiarowych. Układ podręcznika jest tradycyjny. Składa się z trzech rozdziałów, dodatku, wykazu aplikacji, literatury i skorowidza. Objętość dwóch pierwszych rozdziałów stanowi 85% objętości całego podręcznika. Do książki dołączono CD-ROM z aplikacjami utworzonymi w środowisku LabVIEW, które – jak stwierdza Autor w przedmowie do rozdziału 2 – mogą i powinny pomóc czytelnikowi w zrozumieniu roli elektroniki w eksperymencie fizycznym.

Rozdział 1 rozpoczyna się od omówienia podstaw programowania w języku graficznym i sposobów tworzenia urządzeń wirtualnych, zawierających panel sterowania (interfejs użytkownika) oraz schemat blokowy programu graficznego. Po przedstawieniu narzędzi programowania w języku graficznym G, Autor opisuje podstawowe obiekty wejściowe, wyjściowe i funkcyjne. Sposób prezentacji obiektów jest bardzo czytelny. Krótkie komentarze na marginesie rozwijanego menu z informacją o jego składnikach ułatwiają studiowanie programu bez konieczności korzystania z objaśnień znajdujących się w tekście.

Rozdział 2 jest skierowany do użytkowników aparatury pomiarowej niemających wykształcenia specjalistycznego z zakresu elektroniki. Budowa modelu urządzenia i symulacja komputerowa ilustrująca zasadę jego dzia-

łania oraz sposoby realizacji określonych funkcji pomiarowych ułatwiają zapoznanie się z konkretnymi przyrządami pomiarowymi. W tym rozdziale poznajemy karty i przetworniki pomiarowe, a także układy elektroniczne spełniające określone funkcje: wzmacniania, wytwarzania i przetwarzania oraz transmisji sygnałów elektrycznych. Szczególny nacisk położono na zagadnienia dotyczące analizy odpowiedzi układów w domenie czasu i częstotliwości. Rozdział 2 kończy się przeglądem podstawowych układów cyfrowych wykorzystywanych w komputerowych układach pomiarowych.

Rozdział 3 poświęcony jest metodzie projektowania urządzeń wirtualnych na przykładzie analizatora natężenia promieniowania jonizującego, opracowanego na potrzeby laboratorium studenckiego. Po omówieniu schematu funkcjonalnego analizatora przeznaczanego do pomiarów natężenia promieniowania jonizującego za pomocą spektrometru scyntylicyjnego przedstawiono zasady tworzenia programu graficznego, obsługującego urządzenie wirtualne. Następnie pokazano, w jaki sposób następuje konfiguracja tego urządzenia i komunikacja z kartą pomiarową oraz analiza danych pomiarowych. Opisano oprogramowanie pomocnicze wraz z niezbędnym zakresem wiadomości z teoretycznych podstaw badanego zjawiska, instrukcją obsługi aparatury i oprogramowania oraz proponowaną procedurą wykonania ćwiczenia i sprawozdania. Przedstawiono również panel sterowania analizatora natężenia promieniowania jonizującego wraz z przykładowymi wynikami pomiarów testowych. Opracowana aplikacja wykorzystywana jest w zajęciach dydaktycznych Centralnego Laboratorium Fizycznego na Wydziale Fizyki PW.

W dwóch pierwszych rozdziałach na marginesach stron znajdują się numerowane ikony krótkich programów – aplikacji LabVIEW – zebranych na płycie CD dołączonej do książki. Aplikacje te, w liczbie 85, znakomicie ułatwiają zrozumienie poszczególnych zagadnień rozważanych w książce. I tak, sprzężone z rozdziałem 2 aplikacje A2.01–2.71 ilustrują działanie poszczególnych elementów systemu pomiarowego. Zamieszczone przykłady symulacji dotyczą takich podstawowych funkcji realizowanych przez te elementy, jak przetwarzanie wstępne, kondycjonowanie, transmisja sygnałów pomiarowych oraz zapamiętywanie danych i wizualizacja wyników pomiaru.

Książka umożliwia studentom zapoznanie się z budową, oprogramowaniem i działaniem współczesnych systemów pomiarowo-diagnostycznych. Może być także pomocna w nauczaniu wielu przedmiotów na wszystkich rodzajach studiów w zakresie przedmiotów przygotowujących do wykonywania eksperymentów narzędziami współczesnej elektroniki. Chodzi tu o umiejętność skorzystania z nowoczesnej techniki pomiarowej, w której komputer nie tylko steruje przebiegiem eksperymentu, ale także umożliwia zbieranie wyników pomiaru, ich analizę i przedstawienie w wygodnej formie, nadającej się do publikacji.

Tematyka przykładów zamieszczonych w podręczniku obejmuje podstawowe informacje z zakresu wykładanych na elektronice przedmiotów, jak Teoria obwodów,

Układy elektroniczne, Metrologia, Czujniki i przetworniki, Teoria sygnałów, Technika cyfrowa i analogowa, Przyrządy półprzewodnikowe itp. Część aplikacji wirtualnych przyrządów pomiarowych, omawianych w książce, została opracowana przez studentów i absolwentów Wydziału Fizyki PW.

Książka *Tłaczały* jest napisana w sposób bardzo interesujący i przystępny. W następnym wydaniu sugerowałbym uporządkowanie treści rozdziału 2 zarówno w zakresie nazewnictwa, jak i klasyfikacji omawianego materiału. Przedstawiony tu wybór zagadnień i kolejność ich omawiania, według pomysłu Autora, są dyskusyjne. Nie jest to jednak wada, ponieważ książka z założenia powinna umożliwić korzystanie z programu LabVIEW, a nie uczyć elektroniki. Zauważyłem również, że zamieszczone w pracy pozycje literatury uzupełniającej nie są cytowane.

Omówione w książce narzędzia i metody programowania graficznego z pewnością będą miały duży wpływ na efektywność badań naukowych i procesu kształcenia studentów, a jej walory dydaktyczne gwarantują wzrost grona czytelników.

Karol Nitsch

Wydział Elektroniki Mikrosystemów
i Fotoniki
Politechnika Wrocławska

Statystyka dla fizyków

Roman Nowak: *Statystyka dla fizyków*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2002, s. 663 oraz *Statystyka dla fizyków – Ćwiczenia*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2002, s. 127.

Dla kogo i o czym. Jak sam Autor pisze we Wstępie, „zadaniem tego podręcznika jest przedstawienie w szczegółach pewnych podstawowych pojęć i standardowych metod, jakich każdy fizyk doświadczalnik używa przy opracowywaniu swoich danych eksperymentalnych”. Autor świadomie eliminuje te tematy, które nie są dla fizyka „materiałem pierwszej potrzeby”, wyczerpująco zaś omawia narzędzia teoretyczne rachunku prawdopodobieństwa i statystyki przydatne do analizy błędów pomiaru. Adresatami książki są przede wszystkim fizycy eksperymentatorzy i studenci fizyki, ale będzie ona cenną lekturą dla wszystkich, którzy zetknęli się z problemem opracowywania danych. Książka nie jest popularnonaukowym opracowaniem tematu i wymaga od czytelnika dużego obycia matematycznego, chociaż zakłada się, że musi on znać jedynie rachunek różniczkowy i całkowy oraz algebrę liniową na poziomie elementarnym (I rok wyższych studiów).

Książka liczy 663 strony. Dołączono do niej zbiór ćwiczeń (127 stron) zawierający ponad 500 ciekawych zadań z rachunku prawdopodobieństwa i statystyki matematycznej. Większość zadań związana jest z fizyką. Żadna z istniejących (i wymienionych we Wstępie) książek poświęconych analizie danych nie podaje tak głębokiego i nowoczesnego ujęcia tematu. Warto podkreślić, że

Autor w rozdz. 9 omawia alternatywne podejścia do problemu wnioskowania z niepewnych (losowych) danych, m.in. metodę bayesowską, nieobecną w większości polskojęzycznych książek poświęconych statystyce.

Krótkie omówienie treści. Książka podzielona jest na pięć części: Dane (rozdz. 1), Język (rozdz. 2–4), Modele (rozdz. 5–6), Wnioski (rozdz. 7–9) i Dodatki. Wprowadzenie do problemu opracowywania danych znajdziemy w rozdziale pierwszym. Następnie wprowadzono podstawowe pojęcia probabilistyczne: rozkład prawdopodobieństwa, prawdopodobieństwo warunkowe, zdarzenia niezależne, zmienną losową, jej momenty i krzywe regresji. Rozdział piąty przedstawia kombinatorykę i szczegółowe omówienie wielu rozkładów, w tym dwumianowego, wykładniczego, Poissona i Gaussa. W następnym rozdziale została opisana metoda Monte Carlo. Estymacja parametryczna, metoda największej wiarygodności, przedziały ufności i metoda najmniejszych kwadratów wypełniają rozdział 7. Dalej omawia się testowanie hipotez (rozdz. 8) i bayesowskie podejście do wnioskowania (rozdz. 9). Dodatki zawierają dowody faktów, na które powoływano się w podstawowym tekście, wraz z twierdzeniem Shannona i przeglądem rozkładów prawdopodobieństwa.

Książkę czyta się bardzo dobrze. Autor nawiązuje dialog z czytelnikiem, ułatwiając mu opanowanie ogromnego materiału. Ładny papier, profesjonalny skład, różnego typu urozmaicenia (np. fotografie uczonych) sprawiają, że wrażenia przy jej studiowaniu są bardzo pozytywne.

Sugestie ulepszeń. Nie oceniam poprawności materiału dotyczącego fizyki, gdyż nie jestem fizykiem. Nie przyjąłem też postawy ortodoksa matematycznego, zwłaszcza że Autor zastrzega we Wstępie, iż „do formalizmu odwołujemy się sporadycznie i dość liberalnie”. Ponadto jestem już od dawna zwolennikiem poglądów W.I. Arnolda (patrz artykuł „O nauczaniu matematyki” w *Postęпах Fizyki* 51, 140 (2000)) i szukam raczej porozumienia niż waśni między fizykami i matematykami. Otrzymaliśmy pierwsze wydanie książki napisanej przez jednego Autora (!), zatem zdziwiłbym się, gdyby nie było w niej żadnych potknięć. Listę 70 uwag szczegółowych przesłałem Autorowi. W tej recenzji zamieszczę tylko kilka najważniejszych komentarzy uzupełniających lub korygujących napotkane nieścisłości.

s. 37–38: Prace Theodore’a Hilla dostępne na stronie www.math.gatech.edu/~hill/ zawierają ciekawe próby uzasadnienia prawa Benforda; patrz w szczególności artykuł „One-dimensional dynamical systems and Benford’s Law”.

s. 46: Dlaczego pojawiają się dwa określenia dla tego samego pojęcia: zdarzenia ekskluzywne (s. 46, 47) i zdarzenia wykluczające się (s. 47, 107 i dalej)?

s. 49: Autor używa zwrotu „losowy wybór”, mając na myśli „wybór zgodnie z rozkładem jednostajnym na danej przestrzeni”. Proponuję używać określenia „wybór na chybił-trafił” dla drugiego typu eksperymentu, ponie-

waż wybór np. zgodnie z rozkładem normalnym też jest losowym wyborem.

s. 58: W żarcie Paulinga trzeba wprowadzić oznaczenie N_i dla zdarzenia „zdobycie Nobla po raz i -ty” dla $i = 1, 2$ i zamienić m.in. $P(N|N)$ na $P(N_2|N_1)$, ponieważ $P(N|N) = 1$ zamiast $P(N_2|N_1) = 1/100$.

s. 89: Wprowadzono oznaczenia: $f_y(y|x)$ i $f_x(x|y)$ dla warunkowych gęstości, a w dalszej części książki zastępuje się je (bez komentarza) oznaczeniami: $f(y|x)$ i $f(x|y)$, aby niekiedy wrócić do dawnych oznaczeń (s. 134).

s. 124: Interpretacja skośności i kurtozy zawsze była trudna. Istnieje wiele przykładów rozkładów niesymetrycznych względem stałej c (tzn. takich, że $f(c-x) \neq f(c+x)$ dla dowolnego $x > 0$, gdzie f oznacza gęstość), które mają współczynnik skośności równy zeru. Ponadto rozkład może być symetryczny, a mimo to współczynnik skośności nie istnieje. Podobny problem pojawia się przy obliczaniu kurtozy. Wydaje mi się, że aktualnie jedyna poprawna interpretacja polega na zacytowaniu twierdzenia Edgewortha (o szybkości zbieżności dystrybuanty sumy zmiennych losowych do dystrybuanty rozkładu normalnego) lub twierdzenia Cornisha–Fishera (o szybkości zbieżności kwantyli sumy zmiennych losowych do kwantyli rozkładu normalnego); patrz np. V.V. Petrov, *Limit theorems of probability theory* (Oxford University Press, 1995) lub P. Hall, *The Bootstrap and Edgeworth expansion* (Springer-Verlag, 1992). Mówiąc krótko, szybkość zbieżności rozkładu sumy $X_1 + \dots + X_n$ złożonej z niezależnych kopii zmiennej X_1 do rozkładu normalnego jest największa wtedy i tylko wtedy, gdy skośność i kurtoza zmiennej losowej X_1 są równe zeru.

s. 168: Autor podaje inną definicję dystrybuanty empirycznej (patrz wzór (4.16)) niż standardowa, tzn. $\hat{F}(t) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n 1(X_i \leq t)$, $-\infty < t < \infty$, gdzie $1(z) = 1$, gdy zdanie z jest prawdziwe, i 0, gdy jest fałszywe (przy założeniu, że przyjmujemy definicję dystrybuanty zmiennej X postaci $P(X \leq t)$). Funkcja (4.16) nie jest dystrybuantą, gdyż nie spełnia warunku $F(\infty) = 1$.

s. 169₆: Powinno być „ h jest ściśle rosnąca”. Gdy h jest ściśle malejąca, kwantyl rzędu p zmiennej $h(X)$ równa się $h(x_{1-p})$.

s. 231: Jeśli czas życia mierzymy w sposób dyskretny (np. w latach), to własność braku pamięci ma rozkład geometryczny, ponieważ $P(X \geq k) = p^{k-1}$, gdzie X ma rozkład geometryczny. Warto zatem dodać, że brak pamięci charakteryzuje rozkład wykładniczy w klasie wszystkich rozkładów ciągłych (o ciągłej dystrybuancie), ponieważ równanie funkcyjne (Cauchy’ego) postaci $Q(x+y) = Q(x)Q(y)$, gdzie $x, y \in R$, ma tylko jedno rozwiązanie, jeśli Q jest funkcją ciągłą.

s. 311: Centralne twierdzenie graniczne (CTG) w wersji podanej na tej stronie nie jest prawdziwe. Po pierwsze, zmienna z_n nie musi mieć gęstości (rozkład x_1 jest dowolny), a po drugie, gęstość nie musi dążyć do gęstości rozkładu Gaussa (patrz np. W. Feller, *Wstęp do rachunku prawdopodobieństwa*, t. II (1981), s. 455–457).

s. 316: Korelacja równa zero pociąga za sobą niezależność nie tylko dla rozkładu Gaussa, np. jeśli wektor (X, Y) ma rozkład Gumbela o dystrybuancie $F(x, y) = xy[1 + 3\theta(1-x)(1-y)]$, $0 \leq x, y \leq 1$, gdzie $|\theta| < 1/3$, to korelacja między zmiennymi X i Y równa się θ i jeśli $\theta = 0$, to zmienne X i Y są niezależne.

s. 456: Autor podaje inną definicję przedziałów ufności (wzór (7.61)) niż powszechnie używana i podana dalej na s. 465. Według mnie obie definicje określają ten sam obiekt w przypadku, gdy wartość dystrybuanty w dowolnym ustalonym punkcie x jest monotoniczną funkcją nieznanego parametru θ . Gdy tak nie jest, możemy otrzymać dwa różne obiekty.

s. 470–477: Problem opisany w p. 7.4.5 przyciągnął również uwagę statystyków teoretyków. Ciekawe propozycje wnioskowania (predykcja) można znaleźć w pracach: M. Woodroofe, H. Wang, „The problem of low counts in a signal plus noise model”, *Annals of Statistics* **28**, 1561 (2000) i M. Woodroofe, T. Zhang, „Admissible minimax prediction of the signal with known background” (2003), www.stat.purdue.edu/people/homepages/tlzhang/ oraz w bibliografiach cytowanych prac.

s. 503: W przykładzie 9.1.2 nie mamy do czynienia z problemem estymacji, ale z problemem predykcji (przewidywania, jaką wartość przyjął zmienna losowa równa liczbie cząstek, które przeszły przez licznik). W problemach predykcji nie stosuje się metody największej wiarygodności, gdyż może to dać błędne wnioski, jak na s. 504. Zmodyfikowaną metodę największej wiarygodności

można znaleźć w pracy: J.F. Bjornstad, „On the generalization of the likelihood function and the likelihood principle”, *Journal of American Statistical Association* **91**, 791 (1996).

s. 569–614: Do p. 9.4 warto dodać omówienie wyboru początku w książce E.L. Lehmana i G. Casella *Theory of Point Estimation* (Wiley, 2000), a w szczególności pracę B.S. Clarke'a i A.R. Barrona „Jeffreys' prior is asymptotically least favorable under entropy risk”, *Journal of Statistical Planning and Inference* **41**, 37 (1994).

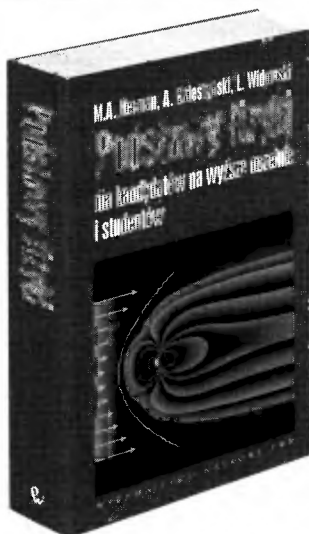
Do spisu literatury dodałbym trzy pozycje: J. Koronacki, J. Mielniczuk, *Statystyka* (WNT, Warszawa 2001), J. Jakubowski, R. Sztencel, *Wstęp do teorii prawdopodobieństwa*, wyd. II (Script, 2001), R. Wieczorkowski, R. Zieliński, *Komputerowe generatory liczb losowych* (WNT, Warszawa 1997) – do rozdziału Metoda Monte Carlo.

Podsumowanie. W książce można znaleźć najważniejsze metody opracowywania danych wraz z mnóstwem przykładów zastosowania tych metod w fizyce. Uważam, że książka będzie bardzo pożyteczną pozycją dla praktyków, wykładowców fizyki i studentów. Jest bardzo dobrze napisana, starannie wydana oraz bezkonkurencyjna pod względem bogactwa zawartego materiału i może stać się podstawową pozycją w tej dziedzinie.

Marek Kałuszka
Instytut Matematyki
Politechnika Łódzka



WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN



Popularny podręcznik podstaw fizyki!

M.A. Herman, A. Kalestyński, L. Widomski

PODSTAWY FIZYKI

dla kandydatów na wyższe uczelnie i studentów

- zwięzły wykład podstawowych działów fizyki: mechaniki, elektrodynamiki i nauki o substancji
- przejrzysty układ tekstu
- zagadnienia zilustrowane licznymi rysunkami, przykładami i rozwiązanymi zadaniami
- każdy rozdział zakończony podsumowaniem oraz zadaniami i pytaniami ułatwiającymi przyswojenie wiedzy
- książka zawiera także podstawowe wiadomości z matematyki, wartości podstawowych stałych fizycznych, tablice jednostek fizycznych układu SI

Cena: 49,90 zł

Zamów przez telefon: 0 801 351 929 (0,35 zł za impuls) • Zamów przez Internet: www.pwn.pl

■ Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 16 kwietnia 2004 r.: Wojciech Franciszek Kuczyński (IFM PAN, Poznań) i George Melikidze (Uniwersytet Zielonogórski).

www.prezydent.pl

B. W.

■ Rada EPS

W dniach 26–27 marca 2004 r. odbyło się w Miluzie kolejne coroczne posiedzenie Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Przypomnijmy, że najwyższą władzą EPS jest Zebranie Ogólne, zbierające się raz na trzy lata – następne odbędzie się w Bernie w dniach 11–15 lipca 2005 r. Rada EPS jest najwyższym organem ustawodawczym, w szczególności mającym prawo do zmiany statutu i regulaminów, jak również prawo do wyboru Komitetu Wykonawczego (Executive Committee), w tym prezesa i wiceprezesów. Rada zajmuje się także przyjmowaniem nowych członków i nowych narodowych towarzystw fizycznych, określeniem wysokości składek, przyjmowaniem sprawozdań i budżetu, tworzeniem nowych grup i oddziałów EPS. W skład Rady wchodzi przedstawiciele (razem ok. 110 osób) narodowych towarzystw, Oddziałów (Divisions) i członków indywidualnych.

Tegoroczne posiedzenie poświęcone było przyjęciu sprawozdań, wyborom nowych władz oraz przyjęciu nowego statutu EPS-u i nowej wysokości składek, obliczanej według dość złożonego algorytmu.

Nowe władze wybrane zostały w następującym składzie: prezes – Martin C.E. Huber (Laboratory for Astrophysics, Paul Scherrer Institute, Szwajcaria), prezes-elekt – Ove Poulsen (NKT Research & Innovation A/S, Dania), skarbnik – Maria Allegrini (Dipartimento di Fisica, Università di Pisa, Włochy), członkowie – Gerardo Delgado Barrio (Instituto de Matematica y Fisica Fundamental, CSIC, Hiszpania), P. Hoyer (Department of Physical Sciences, University of Helsinki, Finlandia), H. Kelder (Royal Netherlands Meteorological Institute (KNMI), Holandia), P.H. Melville (The Institute of Physics, Wielka Brytania), Berndt Feuerbacher (Deutsche Forschungsanstalt für Luft- u. Raumfahrt (DLR), Niemcy), Maciej Kolwas (Instytut Fizyki PAN, Polska), Anne-Marie Levy (Confederation of Danish Industries Dansk Industri, Dania), Z.R. Rudzikas (State Institute of Theoretical Physics and Astronomy, Academy of Sciences of Lithuania, Litwa).

Władze EPS wybierane są co rok na okres roku. Prezes może być wybrany dwukrotnie, także na okres roku. Nowym prezesem od 2005 r. będzie Ove Poulsen. Zyskał on dwa razy więcej głosów niż kontrkandydat, Dalibor Krupa, wieloletni członek władz EPS-u. Członkowie mogą być wybierani do pięciu razy na roczną kadencję. Nowi kandydaci są zwykle wybierani wówczas, gdy albo

upływa czyjaś piąta kadencja, albo któryś z dotychczasowych członków zrezygnuje z kandydowania. W tym roku „wolne” były trzy miejsca, które zostały obsadzone przez Berndta Feuerbachera, Macieja Kolwasa i – po dogrywce wyborczej – przez Anne-Marie Levy.

Po kilkuletnich pracach specjalnej komisji uchwalony został nowy statut EPS-u. Największe zmiany są następujące. 1) Uproszczenie i zmiana nazw kategorii członkostwa: Individual Ordinary Member staje się Individual Member, Ordinary Member → Member Society, Interdivisional Group → Group, Individual Member of Exceptional Merit → Fellow, natomiast kategoria National Society Member przestanie istnieć od początku 2005 r. 2) Zmieniono podział głosów wyborczych, co zostało spowodowane znacznym wzrostem liczby Oddziałów, Grup i Towarzystw (Member Societies). 3) Wprowadzono nową jednostkę opłaty członkowskiej (unit fee).

Po zatwierdzeniu przez stosowne władze państwowe (francuskie) statut zostanie umieszczony na stronie EPS-u (www.eps.org).

W czasie dyskusji dużo czasu poświęcono obchodom Światowego Roku Fizyki 2005. Podkreślano konieczność intensyfikacji działań, szczególnie w zakresie zdobywania funduszy. Polskie propozycje odpowiednich działań spotkały się z dużym zainteresowaniem.

Maciej Kolwas

■ Program NESTOR

Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej rozpoczęła w 2003 r. program NESTOR. Jego celem jest wykorzystanie intelektualnego potencjału wybitnych, emerytowanych, lecz nadal aktywnych zawodowo uczonych przez finansowanie ich kilkumiesięcznych wyjazdów naukowych do wybranej krajowej placówki naukowej w innym mieście, aby tam mogli prowadzić badania, seminaria, wykłady, udzielać konsultacji itp.

W pierwszej edycji programu FNP finansuje wyjazdy pięciorga emerytowanych uczonych. Jest wśród nich jeden fizyk, prof. Jan Żylicz (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego), który otrzymał stypendium na czteromiesięczny pobyt w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu.

www.fnp.org.pl

B. W.

■ Nagroda Laboratorium

Profesor Takashi Thomas Inamura, który był w latach 1998–2002 profesorem-gościami w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego, a w 2001 r. został udekorowany Medalem Uniwersytetu Warszawskiego, ufundował Nagrodę Laboratorium w wysokości 5000 dolarów amerykańskich, która będzie przyznawana co 2 lata.

Celem ustanowienia Nagrody było promowanie wybitnych osiągnięć doświadczalnych i technicznych w dziedzinie fizyki jądrowej i atomowej oraz ich zastosowań.

Jest ona przyznawana osobie, która nie ukończyła 36 lat, wykorzystującej w swej pracy głównie cyklotron ciężkich jonów U-200P lub inne urządzenie Laboratorium, albo współpracującej z nim. Laureat jest wybierany przez Kapitułę Nagrody na podstawie wybitnych prac, które zostały opublikowane w międzynarodowych czasopismach naukowych lub przedstawione na międzynarodowych konferencjach. Specjalną uwagę zwraca się na kandydatów, którzy mają znaczące osiągnięcia w rozwoju interdyscyplinarnych zastosowań cyklotronu.

Pierwszą laureatką została mgr Magdalena Zielińska z UW. Nagrodę wręczył jej 31 maja 2004 r. sam fundator, prof. Inamura. Podczas tej samej uroczystości Nagrodę Fundacji „Budowa i Promocja Warszawskiego Cyklotronu U-200P” otrzymał Siergij Mezhevych z Kijowa, współpracujący z kolegami z Instytutu Problemów Jądrowych. Nagrodę wręczył prof. Jerzy Jastrzębski, przewodniczący Fundacji.

Jan Kownacki

■ Wspaniali w Jachrance

Jest zwyczajem Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej, że po pewnym czasie od zakończenia każdego programu organizuje spotkanie jego beneficjentów poświęcone przedstawieniu uzyskanych wyników oraz wymianie doświadczeń i ocenie samego programu. W dniach 27–28 marca 2004 r. w Jachrance k. Warszawy odbyło się spotkanie laureatów Subsydium profesorskich z roku 1999, kiedy po

raz pierwszy przyznano takie subsydia przedstawicielom nauk ścisłych (o czym pisaliśmy w Kronice zesz. 5/1999; obecnie rozstrzygnięto już drugi taki konkurs – patrz Kronika 6/2003). Otrzymali je wówczas: matematycy – Andrzej Białynicki-Birula (UW), Ewa Damek (UWr), Andrzej Lasota (UŚI), Feliks Przytycki (IM PAN) i Andrzej Skowroński (UMK), chemicy – Jerzy Gębicki (PŁ), Janusz Jurczak (UW i IChO PAN), Lechosław Latos-Grażyński (UWr) i Mieczysław Mąkosza (IChO PAN), fizycy – Andrzej Białas (UJ), Tomasz Dietl (IF PAN), Jerzy Kijowski (CFT PAN), Kazimierz Rzążewski (CFT PAN), Stanisław L. Woronowicz (UW) oraz astrofizyk – Andrzej A. Zdziarski (CAMK). Tych „piętnaścioro wspaniałych” z roku 1999 (w rzeczywistości obecna była tylko czternastka, gdyż prof. Lasocie choroba nie pozwoliła wziąć udziału w Spotkaniu) spotkało się w Jachrance nie tylko w swoim gronie, lecz także z grupą ekspertów zaproszonych przez Fundację (byli wśród nich m.in. profesorowie Zbigniew R. Grabowski, Janusz Lipkowski, Tomasz Dohnalik, Jan Mostowski, Czesław Radzewicz i Józef Szudy) oraz ze swoimi młodymi współpracownikami i uczniami.

W ciągu piątkowego popołudnia i sobotniego przedpołudnia laureaci subsydium wygłosili wykłady trwające po 20–30 minut, w których przedstawili wykonane przez siebie prace, umieszczając je na ogół w kontekście rozwoju reprezentowanej przez siebie dyscypliny (obrazy prowadziła bardzo sprawnie prof. Marta Kicińska-Habior).



Uczestnicy spotkania w Jachrance (fot. Katarzyna Sagatowska)

Ciekawe były zwłaszcza wystąpienia (lub ich teksty zawarte w materiałach konferencji, na ogół obszerniejsze niż same wykłady), w których wykładowcy pokusili się o pewne refleksje natury ogólnej. Przytoczę tu trzy przykłady: prof. Ewa Damek przedstawiła bardzo ciekawe uwagi na temat matematyki z perspektywy Wrocławia, czyli o tym, jak optymalnie wykorzystać możliwości uprawiania nauki w określonym miejscu i czasie, prof. Jerzy Gębicki na podstawie własnych badań nowych leków omówił drogę od badań podstawowych przez badania z zarysowanym celem zastosowań aż do produktu rynkowego, a prof. Jerzy Kijowski sformułował bardzo interesujące refleksje o fizyce matematycznej i niektórych korzyściach płynących z jej uprawiania. Miło mi poinformować naszych Czytelników, że prof. Kijowski zgodził się na opublikowanie w *Postęпах* tekstu swego wykładu, co zamierzamy uczynić w jednym z najbliższych zeszytów. Teksty wszystkich referatów zawarte w materiałach Spotkania są dostępne na stronie internetowej Fundacji: www.fnp.org.pl.

Znakomitym pomysłem Fundacji było umożliwienie laureatom zaproszenia swoich młodych współpracowników i uczniów, na ogół biorących też udział w badaniach finansowanych w ramach subsydiów. Laureaci zapewne też byli tego zdania, gdyż niemal wszyscy skorzystali z tej możliwości i stawili się w towarzystwie młodzieży, dla której udział w spotkaniu był niewątpliwie bardzo kształcący i ciekawy. Obecność tych młodych ludzi w Jachrance była najlepszym dowodem na to, że został w znacznym stopniu osiągnięty jeden z celów Fundacji, jakim jest wspieranie tych, którzy rozumieją, że istotą profesorskiej powinności jest wychowywanie następców.

Jak powiedział w jednym z wystąpień prof. Marian Grynberg, wiceprezes FNP, celem Spotkania było też poznanie się i nawiązanie dialogu między – wybitnymi starszymi i obiecującymi młodymi – przedstawicielami różnych nauk ścisłych, co z pewnością się udało. Atmosfera spotkania była niezwykle serdeczna i miła, także dzięki perfekcyjnej jego organizacji. Była to naprawdę ciekawa i pożyteczna impreza, która z pewnością pokazała wszystkim jej uczestnikom, że program subsydiów profesorskich spełnia zarówno oczekiwania naukowców, jak i cele stawiane mu przez Fundację – wspiera badania aktywnych uczonych o znaczącym dorobku i rozwój ich następców.

M. Ł.

■ Międzynarodowy status CERN-u

Państwa członkowskie CERN-u przyjęły projekt protokołu o międzynarodowych przywilejach i immunitacie tego laboratorium. Stawiałoby to CERN na równi z takimi organizacjami międzypaństwowymi, jak Europejska Agencja Przestrzeni Kosmicznej czy Europejskie Obserwatorium Południowe, które mają już status ułatwiający przemieszczanie się personelu oraz przesyłanie aparatury i materiałów między krajami członkowskimi (międzynarodowy status uwalnia od płacenia cła i podatków, w tym VAT-u, w kolejnych krajach, przez które przechodzą transporty).

Do protokołu mogą przystąpić również kraje niebędące członkami CERN-u, lecz mające z nim umowę o współpracy.

W marcu 2004 roku 9 krajów członkowskich już przystąpiło do porozumienia w tej sprawie (Francja i Szwajcaria zawarły takie porozumienie już w latach sześćdziesiątych). W dalszych dziewięciu krajach rozpoczęta została procedura mająca doprowadzić do podpisania umowy uznającej międzynarodowy status CERN-u.

CERN Courier 44, nr 4 (2004)

B. W.

■ Convallaria Copernicana dla prof. Mariana Kryszewskiego

W dniu Święta Uczelni, 19 lutego 2004 r., po raz pierwszy wręczono wyróżnienie Uniwersytetu Mikołaja Kopernika o nazwie „Convallaria Copernicana”. Statuetkę – wykonaną przez artystkę rzeźbiarkę Alicję Majewską – stanowiącą wyraz uznania za wybitny wkład w rozwój nauki światowej oraz zasługi dla rozwoju badań naukowych na UMK otrzymał prof. dr hab. Marian Kryszewski.

Urodzony w 1925 r. w Toruniu, prof. Kryszewski ukończył studia na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym UMK (mając indeks z numerem 1). Pracując w Katedrze Fizyki Doświadczalnej UMK pod kierunkiem prof. Aleksandra Jabłońskiego, zapoczątkował interdyscyplinarne badania z pogranicza chemii i fizyki nad luminescencją roztworów polimerowych i związków organicznych. Po uzyskaniu tytułu doktora (1955) odbył dwuletni staż naukowy w Sztrasburgu. W roku 1958 przeniósł się do Łodzi, gdzie objął stanowisko kierownika Katedry Fizyki Wydziału Chemii Politechniki Łódzkiej. Wkrótce został dyrektorem utworzonego z jego inicjatywy Instytutu Polimerów. W roku 1966 uzyskał tytuł profesora nadzwyczajnego, a sześć lat później – zwyczajnego.

Prof. Kryszewski jest członkiem Komitetu Fizyki, Komitetu Chemii i kilku rad naukowych jednostek PAN. Opublikował 350 prac oryginalnych, 3 książki i ponad 40 artykułów monograficznych, posiada 22 patenty krajowe i zagraniczne, wypromował 44 doktorów. Jest pierwszym laureatem Nagrody im. Marii Skłodowskiej-Curie (za wybitne osiągnięcia w dziedzinie chemii polimerów), a także doktorem honoris causa PŁ. Pomimo przejścia do Łodzi nigdy nie stracił kontaktu z toruńskim środowiskiem naukowym, biorąc udział w szkoleniu kadry UMK.

Wincjusz Drozdowski

■ Nagrody akceleratorowe EPS

Międzyoddziałowa Grupa Akceleratorowa Europejskiego Towarzystwa Fizycznego przyznała swoje nagrody za rok 2004. Otrzymali je Igor Meszkow i Vladimir Shitsev.

Meszkow (ZIBJ, Dubna) dostał nagrodę za wybitne prace prowadzone w ciągu ostatnich 40 lat w dziedzinie fizyki akceleratorowej, a także za wspomaganie współpracy międzynarodowej w tej dziedzinie.

Shitsev (Fermilab) został wyróżniony nagrodą dla młodych naukowców za istotny wkład w teorię fizyki akceleratorowej i pionierskie prace nad zastosowaniem soczewek elektronowych do sterowania wiązkami.

CERN Courier 44, nr 4 (2004)

B. W.

■ Finał 53. Olimpiady Fizycznej

26 kwietnia 2004 r. w auli Instytutu Fizyki PAN w Warszawie odbyła się uroczystość zakończenia 53. Olimpiady Fizycznej. Po raz pierwszy w ponadpięćdziesięcioletniej historii Olimpiad zwyciężyła kobieta – Magdalena Gulewicz. Wśród fizyków przeważają mężczyźni, dotyczy to również uczestników OF, dlatego bardzo się cieszę, że został wreszcie przełamany męski monopol na zajmowanie pierwszego miejsca w zawodach finałowych.

W tym roku w finale Olimpiady uczestniczyło 66 uczniów. Komitet Główny przyznał uprawnienia laureatów 20 osobom, a finalistów – 46 osobom. Najmłodszy finalista – Tomasz Smoleński z Radomia – jest uczniem trzeciej klasy gimnazjum. Jak co roku, wszyscy finaliści uzyskali zwolnienie z egzaminu maturalnego z fizyki, mając automatycznie wystawioną najwyższą ocenę. Wiele wyższych uczelni przyjmuje finalistów (lub tylko laureatów) Olimpiady bez egzaminów albo udziela im preferencji przy przyjmowaniu na studia. Finaliści i laureaci, jak również ich nauczyciele, otrzymali też niewielkie nagrody książkowe i pieniężne. Przewodniczący Olimpiady wręczył ponadto laureatce pierwszej nagrody wielki bukiet kwiatów. Nagrody zostały ufundowane przez Wydawnictwo Naukowe PWN, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne oraz Komitet Główny OF. Laureaci i ich nauczyciele otrzymali także roczną prenumeratę *Postępów Fizyki*.

A oto jak przebiegały zawody. W dniach 23 i 24 kwietnia uczestnicy rozwiązywali zadania doświadczalne i rachunkowe. Zadanie doświadczalne polegało na wyznaczeniu grubości przezroczystej płytki oraz współczynnika załamania materiału, z którego była wykonana. Do dyspozycji był laser, linijka oraz papier milimetry. Zadanie to okazało się stosunkowo łatwe. Zadania rachunkowe dotyczyły ruchu samochodu na zakręcie, siły nośnej balonu na ogrzane powietrze i na parę wodną oraz lewitacji przewodników z prądem nad nadprzewodzącą powierzchnią.

Po zawodach uczestnicy mieli możliwość obejrzenia „Wniebowstąpienia” Tadeusza Konwickiego w Teatrze Współczesnym.

Dzień po zawodach (25 kwietnia) był dniem „naukowym”. W auli Instytutu Fizyki PAN zawodnicy wysłuchali trzech wykładów. Prof. Tadeusz Skośkiewicz z IF PAN i Uniwersytetu Kardynała Stefana Wyszyńskiego pokazał doświadczenia uzasadniające konieczność kwantowego opisu materii. Największe wrażenie wywarł chyba pokaz zjawiska nadciekłości w helu – niewiele jest miejsc, gdzie można je zobaczyć. Prof. Robert Gałuszka z IF PAN mówił o badaniach przestrzeni kosmicznej wokół Ziemi i ich zastosowaniach. Ostatni wykład (pod mało mówiącym tytułem „Indeksy siły” – tematyka wykładu miała

być niespodzianką) wygłosił dr hab. Wojciech Słomczyński z Wydziału Matematyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Wykład dotyczył zastosowania teorii gier do sformułowania zasad „sprawiedliwych” wyborów. Wykład ten wzbudził olbrzymie zainteresowanie, przede wszystkim ze względu na odniesienia do aktualnych wydarzeń, jak polityczna dyskusja związana z Konstytucją Europejską. Uczestnicy Olimpiady przekonali się, że działalność naukowców dotyczy również aktualnych zagadnień społecznych.

Wieczorem uczestnicy finału Olimpiady oraz ich nauczyciele spotkali się z członkami Komitetu Głównego i omówili zadania finałowe. To spotkanie jest od kilku lat bardzo istotnym elementem finału. Bezpośrednia rozmowa między uczestnikami finału, ich nauczycielami i członkami KG jest dla wszystkich niezwykle pouczająca.

Zadania tegorocznego finału były trudne; przede wszystkim dotyczy to zadań rachunkowych. Od wielu lat nauka fizyki nawet w najlepszych polskich szkołach w znacznej mierze sprowadza się do rozwiązywania zadań obliczeniowych. Na doświadczenia pokazowe i uczniowskie brakuje czasu, a pewnie również ochoty. Wykonanie doświadczeń wymaga znacznie większego wkładu czasu, pracy i zaangażowania ze strony nauczyciela. Ani na egzaminach maturalnych, ani egzaminach wstępnych na wyższe uczelnie umiejętność wykonywania doświadczeń nie jest wymagana. Nauczyciele nie widzą więc powodu, aby angażować się w naukę prowadzenia doświadczeń czy analizy danych. Pracownie fizyczne zostały zlikwidowane w wielu szkołach, nawet tych prestiżowych. Olimpiada Fizyczna jest jednym z niewielu miejsc, gdzie wymaga się od uczniów umiejętności wykonywania doświadczeń oraz opracowywania danych. Z konieczności zadania doświadczalne są jednak łatwiejsze niż zadania rachunkowe, choć to właśnie te pierwsze sprawiają często największą trudność zawodnikom.

W tym roku po raz ostatni w Olimpiadzie Fizycznej uczestniczyli uczniowie czteroletnich liceów ogólnokształcących. W przyszłym roku wszyscy uczestnicy OF będą uczniami liceów trzyletnich. Czy nowy system nauczania i egzekwowania wiedzy w zreformowanych szkołach przyczyni się do podniesienia poziomu najlepszych uczniów? O tym przekonamy się za rok. Na razie przewidywania są pesymistyczne. Struktura nauczania w trzyletnim liceum nie preferuje nauk ścisłych. Wymagania maturalne, jak w poprzednich latach, nastawione są na wiedzę typu encyklopedycznego; nie dążą do sprawdzania umiejętności, lecz egzekwują wyuczone informacje. Ale dopiero za rok przekonamy się, czy ten pesymizm jest uzasadniony. Przewidując nieco mniejszą wiedzę uczestników Olimpiady, Komitet Główny postanowił na pierwszy stopień przyszłorocznej Olimpiady przygotować prostsze zadania.

A oto pełna lista laureatów 53. OF i ich nauczycieli (pięcioro pierwszych laureatów, którzy otrzymali największą liczbę punktów, weźmie udział w zawodach Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej, która odbędzie się w lipcu w Korei Południowej):

1. Magdalena Anna Gulewicz (V LO im. ks. Józefa Poniatowskiego w Warszawie, nauczyciel – mgr Anna Marzurkiewicz, klasa IV),

2. Piotr Migdał (V LO w Bielsku-Białej, nauczyciel – mgr Ewa Gajda, klasa II),

3. Sieciech Czajka (V LO im. ks. Józefa Poniatowskiego w Warszawie, nauczyciel – mgr Andrzej Majerowski, klasa II),

4. Łukasz Krysiak (V LO w Piotrkowie Trybunalskim, nauczyciel – mgr Zbigniew Krysiak, klasa IV),

5. Krzysztof Choromański (II LO im. Stefana Batorego w Warszawie, nauczyciel – mgr Tomasz Gorazdowski, klasa IV),



Od lewej: Łukasz Krysiak, Sieciech Czajka, dr Paweł Janiszewski, Magdalena Gulewicz, Krzysztof Choromański, Piotr Migdał, prof. Jan Mostowski

6. Bartłomiej Maciej Szczygieł (Zespół Szkół Ogólnokształcących nr 2 im. Cypriana Kamila Norwida w Jeleniej Górze, nauczyciel – mgr Andrzej Jarnuszkiewicz, klasa IV),

7. Piotr Findeisen (XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, nauczyciel – dr Elżbieta Zawistowska, klasa IV),

8. Jan Marcin Grzybowski (LO nr 1 im. Komisji Edukacji Narodowej w Stalowej Woli, nauczyciel – mgr Stanisław Szymonik, klasa II),

9. Tomasz Karol Pietrzak (II LO im. Marii Skłodowskiej-Curie w Piotrkowie Trybunalskim, nauczyciel – mgr Jarosław Szyda, klasa IV),

10. Mateusz Michał Nowaczyk (I LO im. Mikołaja Kopernika w Łodzi, nauczyciel – mgr Hanna Szyburska, klasa IV),

11. Lesław Adam Rachwał (I LO im. Bolesława Krzywoustego w Głogowie, nauczyciel – mgr Anna Suliga, klasa IV),

12. Marcin Suszczewicz (XIII LO w Szczecinie, nauczyciel – mgr Krzysztof Łyszczek, klasa IV),

13. Grzegorz Łukasz Golonka (IV LO im. Hanki Sawickiej w Kielcach, nauczyciel – mgr Alicja Wciśło, klasa IV),

14. Jacek Paweł Puchta (I LO im. Stefana Żeromskiego w Kielcach, nauczyciel – mgr Grażyna Kręcisz, klasa IV),

15. Piotr Rafał Guzik (I LO im. Mikołaja Kopernika w Krośnie, nauczyciel – mgr Grzegorz Depczyński, klasa IV),

16. Łukasz Piotr Bąk (V LO im. Augusta Witkowskiego w Krakowie, nauczyciel – dr Sławomir Brzezowski, klasa IV),

17. Piotr Eugeniusz Kuśka (II LO im. Andrzeja Frycza Modrzewskiego w Rybniku, nauczyciel – mgr Grzegorz Łopatka, klasa IV),

18. Bartłomiej Romański (XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, nauczyciel – dr Elżbieta Zawistowska, klasa IV),

19. Wojciech Marański (LO im. Stefana Banacha w Żaganiu, nauczyciel – mgr Mirosław Augustyniak, klasa IV),

20. Marcin Paweł Kisielowski (I LO im. Władysława Broniewskiego w Bolesławcu, nauczyciel – mgr Joanna Misiura, klasa IV).

Jan Mostowski

■ Miasteczko nauki w Zurychu

Renomowana Politechnika w Zurychu (ETH) planuje budowę „miasteczka nauki” – ma to być ośrodek łączący szkolenie i badania zaawansowanych technologii. Koszt projektu jest szacowany jako równoważność 300 mld dolarów. W miasteczku ma pracować 480 naukowców i kształcić się 750 studentów z całego świata.

Ogłaszając ten projekt, finansowany częściowo z budżetu Konfederacji Szwajcarskiej, a częściowo przez prywatne fundacje, Olaf Kübler, rektor ETH, powiedział, że chodzi o to, aby ETH utrzymała się wśród najlepszych instytucji naukowych świata, oraz aby powstrzymany został odpływ ze Szwajcarii młodych utalentowanych ludzi, którzy często szukają zatrudnienia w innych krajach.

Miasteczko ma być gotowe w 2010 r., choć niektóre laboratoria (np. przetwarzania informacji i symulacji numerycznych) będą czynne już wcześniej.

Science, nr 5671 (2004)

B. W.

■ Ujemne załamania

Czy współczynnik załamania może być ujemny? Wygląda na to, że tak. Już w 1968 r. fizyk rosyjski Wiktor Wiesiełago zwrócił uwagę na to, że równania Maxwella dopuszczają rozwiązania o ujemnym współczynniku załamania. Właściwości tych rozwiązań są bardzo niestandardowe, lecz do niedawna można to było uważać tylko za ciekawostkę teoretyczną, gdyż przyroda takich substancji nie stworzyła.

Sytuacja uległa zmianie, gdy zaczęto eksperymentować z tzw. metamateriałami, czyli strukturami okresowymi w postaci sieci bardzo małych obiektów, np. drucików oraz pierścieni, i badać rozchodzenie się w nich fal elektromagnetycznych. Okazało się wówczas, że można wytworzyć takie metamateriały, których oddziaływanie

z polem elektromagnetycznym trzeba opisać właśnie za pomocą ujemnego współczynnika załamania.

Jakie to ma konsekwencje? Najbardziej uderzające są niezwykle cechy załamania fali. Fala wchodząca z „normalnego” ośrodka do ośrodka o ujemnym współczynnikiem ulega załamaniu, lecz biegnie w ośrodku nie po przeciwnej, lecz tej samej stronie normalnej do powierzchni granicznej! Oznacza to, że taki ośrodek skupia wiązkę rozbieżną nawet wtedy, gdy nie ma powierzchni zakrzywionych. Wiązka rozbieżna padająca np. na płytkę płasko-równoległą ośrodka o ujemnym współczynnikiem załamania zostanie skupiona w ośrodku, a potem drugi raz – po przejściu przez drugą powierzchnię graniczną.

Co więcej, symulacje i wstępne doświadczenia wskazują na to, że taka soczewka może być „doskonała”, tzn. może wytwarzać obraz o takiej samej jakości jak przedmiot, czyli – innymi słowy – niepodlegający rozmyciu dyfrakcyjnemu. Naukowcom z Uniwersytetu w Toronto udało się już zarejestrować obraz wprawdzie nie tak ostry jak przedmiot, lecz o szerokości mierzalnie mniejszej od szerokości głównego maksimum dyfrakcyjnego.

Ze względu na rozmiary elementów metamateriałów wszystkie dotychczasowe doświadczenia wykonano dla mikrofal, lecz ich autorzy nie tracą nadziei, że dalsze prace – zwłaszcza dotyczące kryształów fotonowych – mogą doprowadzić do zaobserwowania analogicznych zjawisk w zakresie widzialnym widma fal elektromagnetycznych, co mogłoby doprowadzić do prawdziwej rewolucji w dziedzinie jakości odwzorowania optycznego.

Phys. World 17, nr 5 (2004)

M. Ł.

■ Zwiastuny optyczne

Wiadomo, że impuls światła rozchodzi się bez zmiany kształtu tylko w próżni – w ośrodku materialnym ulega wydłużeniu, gdyż składowe o różnej długości fali rozchodzą się z różną prędkością. Jeśli ośrodek przy tym pochłania światło – zwykle selektywnie – to impuls może zostać podzielony na kawałki. Te, które rozchodzą się najszybciej, można nazwać zwiastunami (prekursorami), choć dostatecznie daleko od źródła nie bardzo już one cokolwiek zwiastują, gdyż absorbowane części impulsu mogą już nie istnieć.

Choć brzmi to dość prosto, wykonanie odpowiednich doświadczeń wcale nie jest łatwe. Dopiero całkiem niedawno dwóm fizykom z Dartmouth College w Hanover (USA) udało się zaobserwować takie zwiastuny dla promieniowania widzialnego. Badali oni rozchodzenie się w wodzie impulsu laserowego o długości 100 fs, a więc o bardzo szerokim widmie, i zarejestrowali zwiastuny na końcu metrowej rury z wodą, tzn. w odległości od źródła, w której główna część impulsu powinna już być całkowicie pochłonięta.

Obserwacja zwiastunów w tak pospolitym ośrodku jak woda może mieć zastosowania w przesyłaniu sygnałów pod wodą (o oczywistym znaczeniu dla wojska), a także w medycynie, gdyż takie impulsy mogą służyć do obrazowania głębszych warstw ciała pacjenta.

Phys. Rev. Focus, 12 maja 2004

M. Ł.

■ Nauka cenniejsza od złota?

Rząd Niemiec postanowił sprzedać 600 ton sztab złota i przeznaczyć odsetki z tak uzyskanego funduszu (które wyniosłyby ok. 250 mln euro) na rozwój badań naukowych i innowacji. Rezerwy złota niemieckiego są drugie co do wielkości na świecie i wynoszą ok. 3500 ton, obecnie wartych ok. 37 mld euro.

Dotychczas Bank Centralny Niemiec nie udzielał pozwoleń na sprzedawanie rezerw dla uzupełniania luk w budżecie państwa. Prezes Banku, Ernst Welteke, oświadczył, że popiera ten projekt, lecz użycie zasobów Banku na cele specjalne będzie wymagało zmian w jego statucie.

Nature 427, nr 6973 (2004)

B. W.

■ We Francji też

Według informacji czasopisma *Science* Bank Francji zgodził się sprzedać część swojej rezerwy złota dla wsparcia nauki francuskiej. Jean-Pierre Raffarin, premier rządu francuskiego, ogłosił w maju 2004 r., że Bank sprzeda sztabę wartości ok. 100 mln dolarów w ciągu roku 2005, a w następnych latach będzie sprzedawał corocznie złoto wartości 200 mln dol.

Według minister badań naukowych, Françoise d'Aubert, uzyskane fundusze będą zasilają najważniejsze projekty naukowe, obiecujące inicjatywy przemysłowe, a także będą zachętą dla młodych naukowców do pozostawania w kraju, a nawet powrotu z emigracji.

Science 304, nr 5674 (2004)

B. W.

■ Moja Fizyka

Internetowy portal z informacjami dla nauczycieli *Moja Fizyka*, prowadzony przez Wojciecha Dindorfa, zmienił formułę – od kwietnia 2004 r. artykuły są grupowane w formie miesięcznika. Drugi, majowy numer zdominowały materiały dotyczące matur, również matury międzynarodowej.

Moja Fizyka ma służyć pomocą w przygotowywaniu lekcji (w każdym numerze mają być przykłady ciekawych doświadczeń, zadania lub zagadki, gotowe testy i scenariusze lekcji), informować o najnowszych wydarzeniach oraz stać się dla nauczycieli fizyki miejscem wymiany poglądów.

draco.uni.opole.pl/moja.fizyka/

M. W.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2004 r. wynosi 36,00 zł za pół roku, 72,00 zł za rok. Prenumeratę przyjmują:

I. „RUCH” S.A.

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.
2. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział Prenumerat i Współpracy z Zagranicą, ul. Jana Kazimierza 31/33, 01-248 Warszawa, tel. (+4822) 5328731, e-mail: prenumerata@okdp.ruch.com.pl, Internet: www.ruch.pol.pl.
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. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową pod wskazany adres.

III. ODDZIAŁY PTF

Opłata dla członków PTF oraz studentów wynosi 48,00 zł. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być dostępne dla ogółu fizyków. Prace należy nadsyłać pod adresem redakcji. O przyjęciu pracy do druku decyduje komitet redakcyjny. Maszynopisów prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku redakcja nie zwraca. Bardziej szczegółowe informacje na temat układu i sposobu przygotowania pracy znajdują się na stronie internetowej *Postępów Fizyki*.

REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

Zapraszamy – szczególnie przedstawicieli producentów aparatury oraz sprzętu i oprogramowania komputerowego, wydawców podręczników i książek naukowych oraz popularnonaukowych – do zamieszczania ogłoszeń reklamowych w *Postępach Fizyki*. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których wielu decyduje o bieżących zakupach uczelni, instytutów i szkół. Zainteresowanych prosimy o kontakt z redakcją pod adresem: postepy@fuw.edu.pl.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

founded in 1949, published bimonthly in Polish with titles 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 (for details see <http://www.ruch.pol.pl>).

NOWE KSIĄŻKI

- Władysław Bulanda, Marek Sowa, Helena Murlak-Stachura, *Ćwiczenia eksperymentalne z fizyki – mechanika, termodynamika, fizyka molekularna*, Wyd. UMCS, Lublin 2003, s. 316, cena 28 zł.
- Wojciech Rdzanek, *Analiza akustyczna płaskich źródeł dźwięku*, Wyd. Uniwersytetu Rzeszowskiego, Rzeszów 2004, s. 159, cena 10 zł.
- Stanisław Bajtlik, *Kosmiczny alfabet*, Prószyński i S-ka, Warszawa 2004, s. 112 + 24 nlb., cena 22 zł.
- *Lekcje Marii Skłodowskiej-Curie – notatki Isabelle Chavannes z 1907 roku*, z jęz. francuskiego tłum. Małgorzata Jarosiewicz; WSiP, Warszawa 2004, s. 126, cena 18 zł.
- Jay Orear, *Fizyka*, z jęz. angielskiego tłum. Barbara Wojtowicz-Natanson, Wanda Doborzyńska-Głazek, Eugenia Kaczmarek-Morawiec, Perła Kacman, Ewa Rondio; wyd. VII, WNT, Warszawa 2004, t. I i II, s. 352 i 249, cena 60 zł.

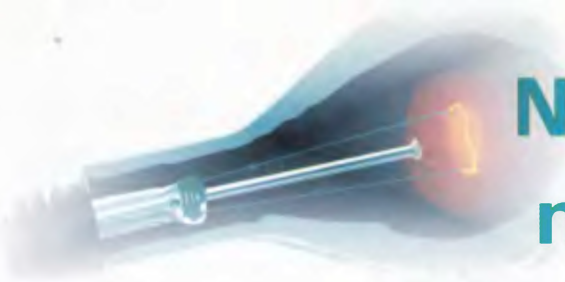
POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

Zapraszamy do odwiedzania naszej strony internetowej www.fuw.edu.pl/~postepy, na której można znaleźć:

- szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.,
- materiały dodatkowe, uzupełniające treść niektórych artykułów,
- materiały XXXV Zjazdu Fizyków Polskich w Białymstoku w 1999 r. i XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu w 2001 r.
- PEŁNE TEKSTY WYBRANYCH ARTYKUŁÓW:
 - Wolfgang Ketterle – Gdy atomy zachowują się jak fale: kondensacja Bosego–Einsteina i laser atomowy
 - Janusz Zakrzewski – Na 50-lecie odkrycia hiperjader
 - Andrzej Kasiński – Jak powstawała teoria względności
 - Janusz Zakrzewski – Cząstki Modelu Standardowego: co nowego?
 - Raymond Davis Jr. – Pół wieku z neutrinami słonecznymi
 - Masatoshi Koshihba – Narodziny astrofizyki neutrin
 - Riccardo Giacconi – Narodziny astronomii rentgenowskiej
- NOWOŚĆ: archiwum zawierające spisy treści z lat 1949–1992

WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Wykłady noblowskie Aleksieja Abrikosowa, Witalija Ginzburga i Anthony’ego Leggetta*
- *Jerzy Kijowski o fizyce matematycznej i niektórych korzyściach płynących z jej uprawiania*
- *Helen Quinn – Asymetria między materią i antymaterią*



Nowe lasery w naszej ofercie



32 OPO
55 OPO
66 OPO
UV-M-1
UV-D-1
UV-D-1

Impulsowe przestrajalne systemy laserowe
Spektroskopia, LIDAR, LIBS, PLD, PIV
Czyszczenie powierzchni, medycyna

200 400 600 800 1500



Lasery na ciele stałym, TEM₀₀
375, 405, 440, 460, 488, 635 nm



Miniaturowy laser ekscimerowy
157, 193, 248, 308 nm



Eurotek International Sp. z o. o. (od 1992 r.)

Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa

Tel./faks: (22) 843 79 40 / 843 61 43, inbox@eurotek.com.pl