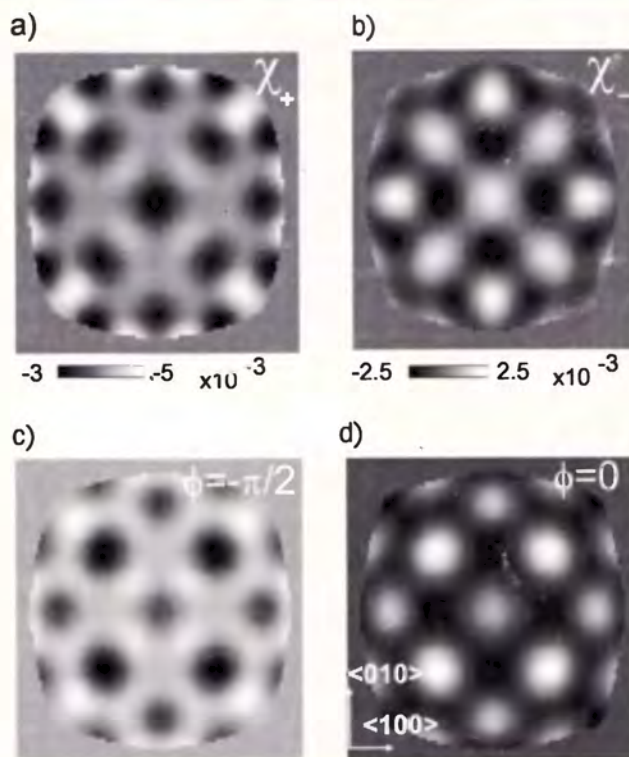


# POSTĘPY FIZYKI

TOM **52** ZESZYT **5** ROK **2001**



DWUMIESIĘCZNIK  
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



## HOLOGRAFIA GAMMA

MECHANIKA KWANTOWA W CZORAJ, DZIŚ I JUTRO  
O TRAJEKTORIACH CHAOTYCZNYCH  
PROJEKT TESLA W DESY

---

---

## POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

---

---

### ZARZĄD GŁÓWNY

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

### REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

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

### PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

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

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

---

---

## POSTĘPY FIZYKI

---

---

### RADA REDAKCYJNA

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

### KOMITET REDAKCYJNY

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

### KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

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

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

---

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

---



# Holografia $\gamma$ – trójwymiarowe obrazowanie lokalnej struktury z rozdzielczością atomową

Paweł Korecki\*

*Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński, Kraków*

Józef Korecki\*

*Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków*

---

## Gamma-ray holography – 3D imaging of structure with atomic resolution

*Abstract:* Principles of  $\gamma$ -ray holography, using an internal sources/detectors scheme of holography and allowing for three-dimensional model free imaging of local atomic structure with nuclear resonant scattering of  $\gamma$ -radiation (Mössbauer effect), are presented. First experimental results for a test system:  $^{57}\text{Fe}/\text{MgO}(001)$  epitaxial film are discussed. The idea of complex holography, solving the twin-image problem, is presented and the possibility of studying local magnetic structure on atomic level is elucidated.

---

### 1. Wstęp

Analiza strukturalna w skali atomowej i molekularnej to podstawowy element wszystkich badań z zakresu fizyki ciała stałego, chemii, nauki o materiałach oraz biologii molekularnej. Rozwój metod dyfrakcyjnych, których historia dobiega już prawie stu lat, jest ogromny i większość problemów strukturalnych, nawet najbardziej skomplikowanych, można dzięki nim rozwiązać, jeśli nie przy użyciu promieniowania X, to ze wspomaganie ze strony elektronów i neutronów.

Trzeba jednak pamiętać, że o ile symulacja obrazu dyfrakcji promieniowania rozpraszanego na znanej strukturze jest problemem raczej elementarnym, to zadanie odwrotne, czyli odtworze-

nie struktury z obrazu dyfrakcyjnego, jest znacznie bardziej skomplikowane. Przyczyną tego jest tzw. problem fazowy polegający na tym, że w konwencjonalnych metodach wyznaczania struktury rejestruje się jedynie natężenia fal ugiętych  $I = |A \exp(i\phi)|^2 = |A|^2$ , gdzie  $A$  jest amplitudą fali; tak więc nie można w ten sposób wyznaczyć fazy  $\phi$  fali. Standardowy algorytm wyznaczania struktury z pomiaru dyfrakcyjnego polega zatem nie na jego bezpośredniej transformacji do przestrzeni rzeczywistej, ale obliczaniu obrazu dyfrakcji dla postulowanych struktur i porównywaniu go z danymi doświadczalnymi, aż do uzyskania najlepszej zgodności. Jeśli struktura jest skomplikowana, to liczba parametrów, które trzeba uwzględnić w symulacjach jest duża i obliczenia mogą być bardzo

---

\*Autorzy są laureatami Nagrody Naukowej PTF im. Wojciecha Rubinowicza za rok 1999 za wybitne i twórcze prace badawcze z zakresu holografii przy użyciu promieniowania  $\gamma$  (przypr. Red.).

uciażliwe. Istniejące metody numeryczne, pozwalające na skrócenie czasu tej analizy i wykorzystujące symetrię translacyjną, mogą być zastosowane przede wszystkim do próbek z uporządkowaniem krystalicznym dalekiego zasięgu.

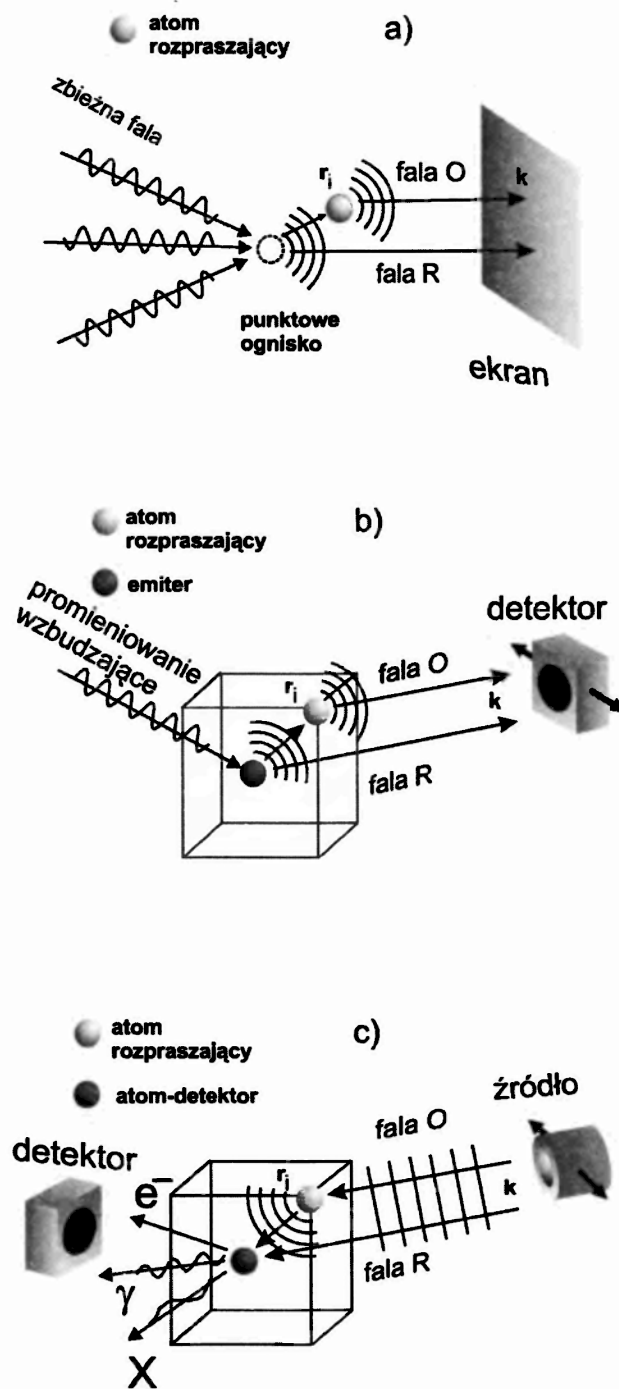
Nic więc dziwnego, że poszukiwane są alternatywne metody wyznaczania struktury; należy do nich holografia z użyciem wewnętrznych źródeł lub detektorów. Metoda ta bezpośrednio odwołuje się do idei Gabora sprzed ponad 50 lat [1], którą dziś wszyscy kojarzą z trójwymiarowymi obrazami, a która w zamyśle wynalazcy – o czym się obecnie często zapomina – miała służyć właśnie do uzyskania obrazów materii z atomową zdolnością rozdzielczą.

Oryginalna idea holograficznego mikroskopu Gabora polegała na punktowym zogniskowaniu wiązki elektronów w pobliżu badanej próbki i fotograficznym rejestrowaniu, na płaskim ekranie, obrazu interferencji sferycznej fali odniesienia z falami przedmiotowymi rozproszonymi na obiekcie (rys. 1a). Zarejestrowany obraz miał być w procesie rekonstrukcji oświetlany promieniowaniem o większej długości fali, co pozwalałoby na uzyskanie powiększonego obrazu badanego przedmiotu. Uzyskane powiększenie byłoby równe stosunkowi długości fali promieniowania użytego w procesie tworzenia i rekonstrukcji hologramu. Inną istotną zaletą holografii w stosunku do innych metod obrazowania jest to, że trójwymiarowa informacja jest zapisywana na dwuwymiarowej powierzchni.

Hologramy Gabora można również rejestrować przy użyciu promieniowania rentgenowskiego. Jednak i w tym przypadku, mimo odpowiedniej długości fali, atomowa zdolność rozdzielcza nie została osiągnięta. Dla jej osiągnięcia punktowe źródło przestrzennie spójnej wiązki odniesienia powinno być jak najmniejsze, a jego wymiar jest ograniczony przez zdolność rozdzielczą soczewek rentgenowskich i w najlepszym wypadku wynosi ok. 10 nm [2].

Problem ogniskowania fali odniesienia przestaje istnieć, gdy jako źródło promieniowania wykorzystuje się emiter atomowy lub jądrowe zlokalizowane bezpośrednio w ciele stałym (rys. 1b), tak jak to zaproponował Szöke [3]. Wewnętrzne emiterzy są wzbudzone przy oświetlaniu próbki promieniowaniem (np. twardym promieniowaniem X) z zewnętrznego źródła, a hologram tworzą np. elektrony z procesu fotoemisji lub fo-

tony fluorescencji. W prostym obrazie falowym fala emitowana bezpośrednio w kierunku detektora jest holograficzną falą odniesienia, a fala jednokrotnie rozproszona na sąsiednich atomach – falą przedmiotową. Hologram, będący dwuwymiarowym obrazem interferencji fali odniesienia i fali przedmiotowej, rejestrowany jest w całości, np. na ekranie (najczęściej hemisferycznym),



Rys. 1. Schematy układów holograficznych: a) oryginalna geometria Gabora, b) holografia z użyciem wewnętrznych emiterów, c) holografia z użyciem wewnętrznych detektorów.

lub zbierany punkt po punkcie za pomocą ruchomego detektora znajdującego się w dalekim polu. Obrazy przestrzeni rzeczywistej uzyskiwane są w procedurze numerycznej rekonstrukcji. Tego typu holografie można także zrealizować w sposób „odwrotny” do opisanego powyżej, czyli z użyciem wewnętrznych detektorów [4]. Wykorzystując twierdzenie o odwracalności biegu promienia świetlnego można zamienić miejscami źródło i detektor hologramu (rys. 1c). Fala odniesienia pochodzi wtedy z zewnętrznego źródła, a atom lub jądro atomowe wewnątrz ciała stałego jest mikroskopowym detektorem hologramu. Fale przedmiotowe są falami rozproszonymi na sąsiednich atomach, zbiegającymi się w miejscu atomu reemitującego promieniowanie we wszystkich kierunkach. W takim eksperymencie mierzy się zależność całkowitego sygnału produktów deekscytacji atomu (jądra) detektora od orientacji próbki względem kierunku padającego promieniowania. W obu przypadkach, które ogólnie będą tu nazywane holografia wewnętrzną, struktura wyznaczana jest względem wyróżnionego atomu (emitera lub detektora).

Rentgenowska holografia „odwrotna” z użyciem wewnętrznych detektorów ma jedną zasadniczą przewagę nad holografia z użyciem wewnętrznych źródeł. Podczas gdy w drugim przypadku mamy do dyspozycji tylko ograniczoną możliwość wyboru długości fali (energii) związaną z promieniowaniem charakterystycznym dla danego pierwiastka, wariant odwrotny pozwala w zasadzie na wybór długości fali odniesienia w szerokich granicach.

W holografii wewnętrznej każdy atom próbki (źródło lub detektor) biorący udział w procesie wytwarza hologram swojego własnego otoczenia. Hologramy te powstają w statystycznie niespójnych procesach, a więc dodają się niekoherentnie. By powstał wypadkowy hologram, otoczenia wszystkich źródeł muszą być takie same i jednakowo zorientowane. Rekonstrukcja hologramu do przestrzeni rzeczywistej jest zatem obrazem uśrednionej atomowej struktury krystalicznej. Ogranicza to stosowanie metody do układów w pewien sposób uporządkowanych (monokryształów lub próbek, w których obrazowane kryształity lub klastry mają jednakową orientację), z tym, że nie jest wymagane uporządkowanie dalekiego zasięgu. W przypadku metod obrazują-

cych strukturę atomową w przestrzeni rzeczywistej, tj. skaningowej mikroskopii tunelowej (STM), mikroskopii sił atomowych (AFM) czy też mikroskopii elektronowej, atomowa zdolność rozdzielcza oznacza możliwość „obserwowania pojedynczych atomów”, a raczej gęstości stanów elektronowych czy potencjałów atomowych. W przypadku holografii wewnętrznej termin „atomowa zdolność rozdzielcza” dotyczy tylko rozdzielczości, z jaką można wyznaczyć średnie położenie atomów względem emitera. Wynika ona z długości fali używanego promieniowania i zazwyczaj nie przekracza 0,05 nm, a ponieważ do rejestracji i rekonstrukcji hologramu nie są używane soczewki, jest ona ograniczana tylko przez zasadę nieoznaczoności.

## 2. Zasada holografii z wykorzystaniem wewnętrznych źródeł (detektorów)

Idea holografii wewnętrznej, zaproponowanej przez Szökego [3], została kilka lat później sformalizowana przez Bartona [5] dla fotoelektronów i może być uogólniona dla każdego rodzaju promieniowania użytego do holografii opartej na wewnętrznych emiterach. Poniżej przedstawiony zostanie najprostszy, klasyczny, falowy opis powstawania hologramu z wewnętrznego źródła, zawierający wiele uproszczeń, których zasadność będzie dyskutowana w dalszej części artykułu.

W najprostszym przybliżeniu można założyć, że emiter wysyła kulistą skalarną falę odniesienia

$$R = \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (1)$$

a atomy lub jądra rozpraszające są traktowane jako źródła fal kulistych o postaci

$$O_i = \frac{e^{ikr_i}}{r_i} f(\theta_i) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|}, \quad (2)$$

gdzie  $\mathbf{r}_i$  jest położeniem  $i$ -tego atomu względem atomu-emitera,  $k$  – długością wektora falowego promieniowania użytego w procesie tworzenia hologramu,  $\theta_i$  – kątem rozproszenia, a  $f(\theta_i)$  – tzw. amplitudą rozproszenia fali płaskiej na  $i$ -tym atomie. Dla dużych odległości od emitera ( $r \gg r_i$ ) fale przedmiotowe można zapisać jako

$$O_i = \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta_i) \frac{e^{i(kr_i - kr_i)}}{r_i}. \quad (3)$$



Natężenie mierzone w detektorze w kierunku  $\mathbf{k}$  jest dane przez spójną sumę emitowanych fal

$$I(\mathbf{k}) = |R + \sum_i O_i|^2 \\ = |R|^2 + 2\text{Re}(R^* \sum_i O_i) + |\sum_i O_i|^2. \quad (4)$$

Pomijając ostatni człon we wzorze (4) (zakładamy, że rozpraszanie jest słabe), z mierzonego rozkładu kąтового

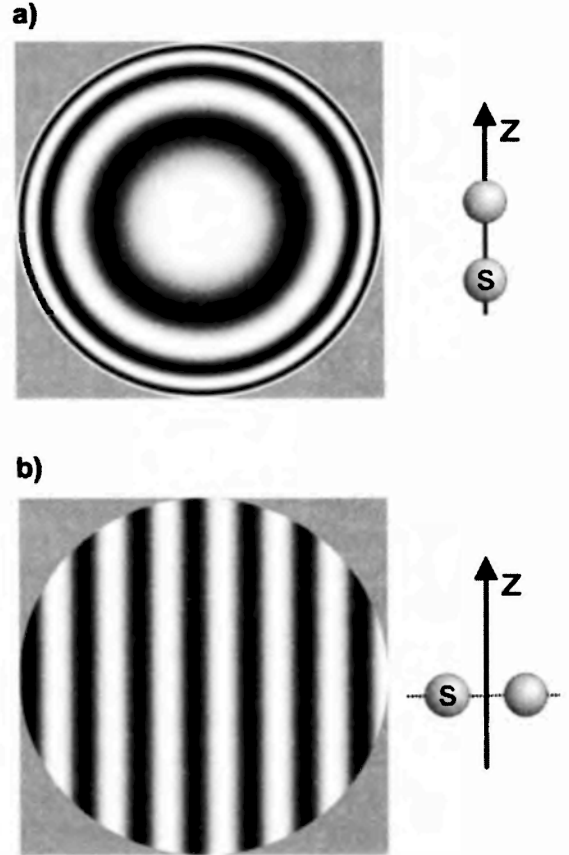
$$I(\mathbf{k}) = I_0(\mathbf{k})[1 + \chi(\mathbf{k})], \quad (5)$$

po odjęciu wolnozmiennego tła  $I_0(\mathbf{k})$ , uzyskuje się względne oscylacje holograficzne  $\chi(\mathbf{k})$  dane przez

$$\chi(\mathbf{k}) \approx \sum_i \frac{|f(\theta_i)|}{r_i} \cos[kr_i - \mathbf{k}\mathbf{r}_i + \phi(\theta_i)] \\ = \sum_i \chi_i(\mathbf{k}), \quad (6)$$

gdzie zespolona amplituda rozpraszania została zapisana jako  $f(\theta_i) = |f(\theta_i)| \exp[i\phi(\theta_i)]$ . Wypadkowy hologram można więc rzeczywiście traktować jako sumę (niespójną) elementarnych hologramów  $\chi_i$  od pojedynczych centrów rozpraszających.

Rysunek 2 przedstawia hologramy z wewnętrznego źródła, czyli obrazy interferencji fali odniesienia z falami przedmiotowymi obliczone na podstawie wzoru (6) dla dwóch różnych położań obiektu (atomu rozpraszającego) względem emitera przy założeniu rozpraszania izotropowego. W obliczeniach przyjęto stosunek długości fali promieniowania do odległości obrazowanego emitera  $\lambda/a = 0,3$ , co odpowiada typowemu promieniowaniu stosowanemu w holografii z użyciem wewnętrznych emiterek i pozwala na uzyskanie atomowej zdolności rozdzielczej. Symulowane hologramy zawierają pełną, trójwymiarową informację o strukturze: odległości międzyatomowe odzwierciedlone są w odległościach pomiędzy prążkami interferencyjnymi, natomiast charakter geometrycznej struktury prążków daje informację o orientacji atomu rozpraszającego względem emitera. Widać też, że rozkład natężenia na hologramie najbliższego otoczenia jest wolnozmienną funkcją kątów rozproszenia (kilka oscylacji w pełnej hemisferze).



Rys. 2. Hologramy dla różnych orientacji atomu emitera (S) i atomu rozpraszającego, obliczone dla  $\lambda/a = 0,3$ , gdzie  $\lambda$  jest długością fali użytego promieniowania, zaś  $a$  odległością obu atomów.

Mimo że hologramy zawierają informację fazową, niedostępną w konwencjonalnych metodach krystalografii, pewnego rodzaju „problem fazowy” jednak istnieje. Mierzony obraz dyfrakcji zawiera jedynie informacje o rzeczywistej części członu interferencyjnego ze wzoru (4). W wyniku tego oprócz rzeczywistych obrazów atomowych lub jądrowych w obrazie struktury pojawiają się także nie istniejące fizycznie obrazy urojone (twin-images).

Numeryczny algorytm rekonstrukcji hologramu został zaproponowany przez Bartona [5] i jest oparty na twierdzeniu Helmholtza–Kirchhoffa [6]. Fizyczny model rekonstrukcji można sobie wyobrazić jako oświetlenie hologramu rejestrowanego na sferze przez zbieżną falę sferyczną. Numeryczna rekonstrukcja polega na transformacji oscylacji holograficznych  $\chi(\mathbf{k})$  wg wzoru

$$U(\mathbf{r}) = \iint_S \chi(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\sigma, \quad (7)$$

gdzie całkowanie odbywa się po wszystkich kie-

runkach emisji. Położenia atomów w przestrzeni rzeczywistej obrazuje wtedy rozkład  $|U(\mathbf{r})|^2$ .

Obraz rzeczywisty pojedynczego rozpraszającego atomu lub jądra można uzyskać podstawiając oscylacje holograficzne (6) do wzoru (7). Jeśli  $f(\theta)$  nie zależy od kąta rozproszenia, a warunek ten spełniony dla punktowych centrów rozpraszających jest całkiem dobrym przybliżeniem np. dla rezonansowego rozpraszania jądrowego, otrzymuje się:

$$U(\mathbf{r}) \propto \exp[i(kr_i + \phi_i)]j_0(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|) + \exp[i(-kr_i - \phi_i)]j_0(k|\mathbf{r} + \mathbf{r}_i|). \quad (8)$$

Widać, że obrazem punktowego centrum rozpraszającego jest sferyczna funkcja Bessela  $j_0$ , a ponadto, że w położeniu symetrycznym względem atomu odniesienia powstaje obraz urojony, znany dobrze z holografii optycznej i utrudniający wyznaczenie struktury. Eliminacja obrazów urojonych to jeden z podstawowych problemów holografii wewnętrznej<sup>1</sup>. Szczególnie uciążliwe okazać się mogą obrazy urojone dla struktur krystalicznych o wysokiej symetrii, ponieważ w tym przypadku obraz pozorny jednego atomu tworzy się w tym samym miejscu, co obraz rzeczywisty innego. Ponieważ, jak wynika ze wzoru (8), fazy obrazów rzeczywistych i urojonych zmieniają się w różny sposób, prowadzić to może do całkowitego wygaszania obrazów atomów w pewnych pozycjach. Problem ten można częściowo rozwiązać poprzez zbieranie hologramów dla kilku długości fali, co powoduje, że obrazy wygaszane dla jednej z nich pojawiają się dla innej. Wymaga to zastosowania potem specjalnych, „wieloenergetycznych” algorytmów rekonstrukcji [7].

### 3. Holografia wewnętrzna a rodzaj użytego promieniowania

Przedstawiony powyżej ideowy, klasyczny opis tworzenia się hologramu z wewnętrznego źródła nie uwzględnia osobliwości związanych z rodzajem użytego promieniowania. W opisie tym przyjęto, że rozpraszanie jest słabe i izotropowe, co odpowiada modelowi rozpraszania dla długich fal. Różnice w holografii z zastosowaniem różnego

rodzaju promieniowania wynikają z różnej siły oddziaływania z materią i różnego charakteru rozpraszania.

Po raz pierwszy (i zresztą do tej pory najczęściej) holografia wewnętrzna zrealizowana została za pomocą elektronów: głównie fotoelektronów, elektronów Augera oraz elektronów rozproszonych kwazisprężycie w kryształach (elektronów Kikuchiego) [8]. Elektrony bardzo silnie oddziałują z materią i przez to obrazowana może być tylko przypowierzchniowa warstwa ciała stałego, co oczywiście czyni tę metodę bardzo atrakcyjną w badaniu samej powierzchni. Pamiętać jednak należy, że w przejściu ze wzoru (4) do (6) założono, że człon zawierający kwadraty fal przedmiotowych można pominąć. W przypadku hologramów elektronowych to podstawowe założenie holografii nie jest jednak spełnione. Duży przekrój czynny na rozpraszanie powoduje, że istotne mogą stać się rozproszenia wielokrotne. Co więcej, zarówno rozpraszanie elektronu na atomie, jak i emisja fotoelektronów są silnie anizotropowe, z czego wynika trudność opisu zarówno fali odniesienia, jak i fali obiektowej. Wszystko to powoduje, że rekonstrukcje holograficzne otrzymane z hologramu elektronowego zebranego dla pojedynczej energii są złej jakości. Obrazy atomów są przesunięte względem rzeczywistych pozycji, a artefakty mogą nawet uniemożliwić prawidłowe wyznaczenie struktury.

Mimo tych trudności holografia elektronowa rozwija się dość intensywnie ze względu na swe niewątpliwe zalety. Przy wykorzystaniu fotoelektronów i elektronów Augera oraz selektywności chemicznej możliwe jest obrazowanie wybranych emiterów w kryształach. Zastosowanie źródeł synchrotronowych o płynnej regulacji energii promieniowania pozwala na stosunkowo szybkie rejestrowanie hologramów tworzonych przez fotoelektrony, z dużą energetyczną zdolnością rozdzielczą. Możliwe jest nawet otrzymywanie obrazów wybranych atomów o różnym otoczeniu, np. atomów na samej powierzchni czy też w głębszych warstwach.

Od strony doświadczalnej holografia elektronowa jest bardzo zbliżona do powierzchniowych metod dyfrakcyjnych z użyciem elektronów. W wielu przypadkach jedyna różnica po-

<sup>1</sup> W holografii optycznej zwykle obserwuje się właśnie obrazy urojone, a próbuje się wyeliminować obrazy rzeczywiste. W holografii z użyciem wewnętrznych emiterów, w związku z numeryczną rekonstrukcją hologramu, przyjęto konwencję, w której obrazy urojone są niepożądanymi.

lega na odmiennym sposobie interpretacji danych doświadczalnych. Ten rodzaj holografii niesie też z sobą wszelkie ograniczenia dyfrakcyjnych metod elektronowych, związane z koniecznością eksperymentowania na niezwykle czystych powierzchniach, w ultrawysokiej próżni. Jest to też metoda przydatna jedynie do badania powierzchni. Aby holograficznie zobrazować wnętrze kryształu, trzeba użyć promieniowania elektromagnetycznego (X lub  $\gamma$ ) [9].

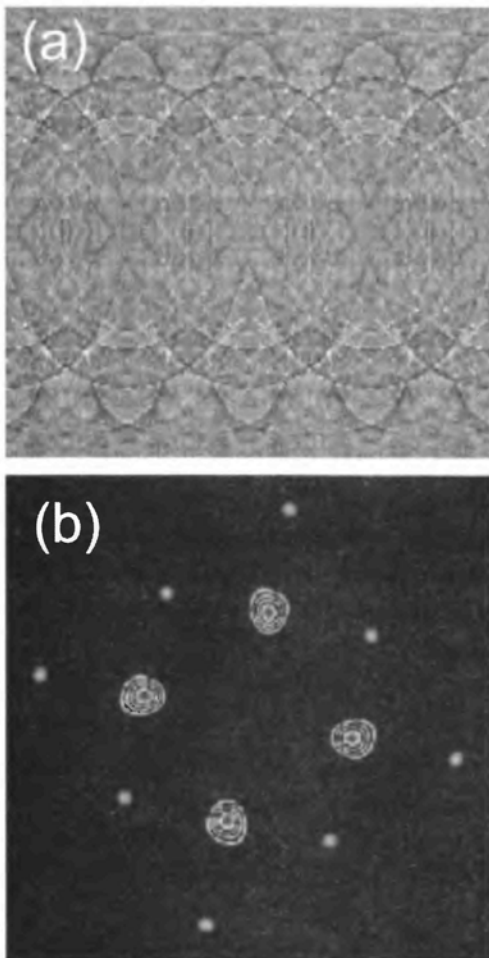
Podstawową cechą rozproszenia promieniowania rentgenowskiego, określającą charakter hologramów z wewnętrznego źródła z użyciem promieniowania tego typu, jest mały przekrój czynny na rozpraszanie i wynikające z tego faktu bardzo słabe oddziaływanie z materią. Rozpraszanie fotonów rentgenowskich na elektronach jest ponad 1000 razy słabsze niż rozpraszanie elektronów. Główny przyczynek do amplitudy rozpraszania  $f_0(\theta)$  wnosi spójne rozpraszanie Thomsona na swobodnych elektronach, którego amplituda dla rozpraszania w przód jest proporcjonalna do  $Zr_0$ , gdzie  $Z$  jest liczbą atomową pierwiastka, a  $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2,82 \cdot 10^{-15}$  m jest klasycznym promieniem elektronu. Mała wartość amplitudy rozpraszania powoduje, że niesprężysta droga swobodna dla promieniowania rentgenowskiego jest rzędu  $10 \mu\text{m}$ . Pozwala to na obrazowanie całej objętości kryształu. Z drugiej jednak strony spodziewane oscylacje holograficzne są niezwykle słabe; dla elementarnego hologramu, ze wzoru (6) należy spodziewać się względnego natężenia poniżej  $10^{-3}$ , nawet dla ciężkiego pierwiastka. Oszacowania oscylacji natężenia na hologramach dają wartości nie przekraczające 0,1–0,3%, co oznacza niezwykle długi czas rejestrowania hologramu, a wydobycie sygnału holograficznego z tła staje się poważnym problemem. Dlatego też zakrawa prawie na cud, że w 1996 r. Tegze i Faigel [10] za pomocą tradycyjnej lampy rentgenowskiej uzyskali po raz pierwszy hologram z użyciem promieniowania X, mierząc rozkład kątowy fluorescencji monokryształu  $\text{SrTiO}_3$ . W tym trwającym miesiące eksperymencie atomy Sr, zajmujące pozycje w prostej sieci regularnej, wzbudzone były promieniowaniem charakterystycznym  $\text{Mo K}_\alpha$ , a emitowana linia  $\text{Sr K}_\alpha$  ( $E = 14,165$  keV,  $\lambda = 0,0877$  nm) była rejestrowana za pomocą detektora półprzewodnikowego. Natężenie dwuwymiarowego hologramu, który powstał w wy-

niku zmiany kierunku rejestracji promieniowania X względem osi krystalograficznych, było na poziomie szumów, a mimo to w zrekonstruowanej przestrzeni rzeczywistej można było zaobserwować atomy Sr w najbliższym otoczeniu emitera (amplituda rozpraszania dla innych atomów w kryształach – tytanu, a zwłaszcza tlenu jest znacznie mniejsza niż dla strontu). Ten wariant holografii opartej na promieniowaniu X (zresztą do dziś nie powtórzony bez użycia wiązki synchrotronowej) nosi nazwę XFH (X-ray Fluorescence Holography).

Natomiast wielokrotnej realizacji doczekał się już wariant odwrotny, umożliwiający dzięki zastosowaniu promieniowania synchrotronowego rejestrowanie hologramów dla wielu wartości energii, tzw. MEXH (Multiple Energy X-ray Holography) [4]. Eksperyment MEXH przebiega dokładnie wg schematu z rys. 1c. Mierzony jest całkowity (tzn. scałkowany po możliwie dużym kącie) sygnał fluorescencji, modulowany holograficznie w zależności od orientacji próbki względem kierunku rozchodzenia się padającego promieniowania. Po raz pierwszy za pomocą MEXH zobrazowano otoczenia atomów Fe w kryształach  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Ze względu na niewielkie modulacje natężenia na hologramie nie udało się zobrazować atomów tlenu, znacznie słabiej rozpraszających promieniowanie X. Kolejna próba dla kryształu  $\text{Cu}_3\text{Au}$  pozwoliła na zobrazowanie zarówno atomów Au jak i Cu, chociaż uwidoczniła też wyraźnie pewne ograniczenia holografii rentgenowskiej [11]. Jednym z najistotniejszych problemów holografii wewnętrznej z użyciem promieniowania X jest niewielka amplituda holograficznych modulacji natężenia, co na razie ogranicza zakres zastosowania do próbek litych monokryształów. W połączeniu z dużą objętością próbkowaną przez fotony X, istotny czynnik utrudniający eksperyment holograficzny stanowi symetria translacyjna dalekiego zasięgu. By to zrozumieć, należy sobie przypomnieć, że dla holograficznej interpretacji obrazu interferencji promieniowania wewnętrznego źródła musieliśmy założyć, że ostatni człon we wzorze (4) można pominąć. Taki krok jest oczywisty, jeśli liczba atomów, dla których przeprowadza się sumowanie we wzorze (4) jest niewielka i ogranicza się do kilku pierwszych stref koordynacyjnych atomu źródła (detektora), ale przestaje być uzasadniony dla monokryształów. Konstruktywna interferen-



cja, zachodząca w kierunkach, w których dla fotonów emitowanych z atomu-źródła spełniony jest warunek Bragga, prowadzi do powstania tzw. linii Kossela, widocznych na rys. 3a, przedstawiającym hologram uzyskany we wzmiankowanym powyżej eksperymencie dla monokryształu  $\text{Cu}_3\text{Au}$ . Dominujący i skądinąd atrakcyjny graficznie wzór linii Kossela nie zawiera jednak informacji holograficznej, której odtworzenie możliwe było dzięki odfiltrowaniu z obrazu dużych częstości przestrzennych, jako że wkład do nich dają atomy „nieholograficzne”, odległe od źródła. Przefiltrowany, a następnie zsynchronizowany hologram (rys. 3a) posłużył do rekonstrukcji sieci rzeczywistej. Na obrazie rekonstrukcji przedstawionym na rys. 3b widać atomy Cu i Au w otoczeniu centralnego (niewidocznego) atomu Cu jako odpowiednio mniejsze i większe plamki.



Rys. 3. Hologram rentgenowski zmierzony dla kryształu  $\text{Cu}_3\text{Au}$  (a) i jego rekonstrukcja do przestrzeni rzeczywistej (b) [11].

Holografia rentgenowska poczyniła ostatnio olbrzymi postęp dzięki zastosowaniu promieniowania synchrotronowego [12]; postęp ten polega na znacznym skróceniu czasu zapisywania hologramów, a także częściowym rozwiązaniu problemu obrazowania lekkich atomów [13]. Mimo to nie ma ona raczej szans zastąpienia tradycyjnych metod dyfrakcyjnych dla litych i jednorodnych kryształów. Ponieważ jednak symetria translacyjna dalekiego zasięgu nie jest konieczna (a wręcz stanowi utrudnienie), holografia rentgenowska może stać się użyteczna do obrazowania struktur wykazujących tylko uporządkowanie bliskiego zasięgu, jak makromolekuły, adsorbaty, cienkie warstwy lub, jak to zostało już zademonstrowane, do obrazowania otoczenia atomów domieszek [14] i kwazikryształów [15]. Przy obecnym stanie rozwoju układów doświadczalnych metoda ta ma jednak wciąż za małą czułość – co wynika ze stosunkowo słabego oddziaływania promieniowania X z powłoką elektronową – by można było obrazować układy niskowymiarowe. Pod pewnymi względami znacznie lepiej do tego celu nadawać się może holografia wewnętrzna z użyciem promieniowania  $\gamma$ .

#### 4. Zasada holografii $\gamma$ z wykorzystaniem jądrowej fluorescencji rezonansowej

Idea holografii z użyciem wewnętrznych emiterów w postaci źródeł jądrowych i promieniowania  $\gamma$  emitowanego w czasie deekscytacji jądra pochodzi także od Tegzege i Faigela [16]. Promieniowanie  $\gamma$  może ulegać rozpraszaniu thomsonowskiemu na elektronach atomu, tak jak w metodach XFH i MEXH, ale także w procesie konkurencyjnym i w pewnych warunkach dużo silniejszym: jądrowym rozpraszaniu rezonansowym, znanym jako zjawisko Mössbauera.

Energia najbardziej popularnego przejścia mössbauerowskiego w  $^{57}\text{Fe}$  wynosi 14,41 keV. Odpowiadająca jej długość fali wynosi 0,086 nm i pozwala na osiągnięcie atomowej zdolności rozdzielczej. Dla tej długości fali jądro można traktować jako punktowe centrum rozpraszania, co powoduje, że anizotropia rozpraszania jest związana tylko z efektami polaryzacyjnymi. Dla  $^{57}\text{Fe}$  przejścia są typu M1. W kryształach, w których ze względu na oddziaływania nadsubtelne istnieje rozszczepienie poziomów jądrowych, roz-

proszenie jest czułe na wewnętrzne pola elektryczne i magnetyczne. Pojawia się dzięki temu możliwość obrazowania – oprócz struktury geometrycznej – także struktury magnetycznej kryształu. Jest to więc jedyna metoda, w której możliwe jest wybieranie nie tylko atomu odniesienia, ale także atomów rozpraszających, i obrazowanie wybranych podsieci krystalicznych, opisanych pewnym zbiorem parametrów oddziaływań nadsubtelnych. W pobliżu rezonansu amplituda rozpraszania jest stosunkowo duża (wynosi kilkadziesiąt  $r_0$ ), co – dając kilkuprocentowe oscylacje holograficzne – pozwala jednak ciągle na pominięcie zjawisk interferencji fal przedmiotowych (por. wzór (4)). Linie mössbauerowskie są niezwykle wąskie (rzędu  $10^{-9}$  eV), a przez dopplerowskie dostrajanie się do nich można łatwo zmieniać amplitudę rozpraszania i jej fazę. Czasy życia poziomów mössbauerowskich są bardzo długie w porównaniu z charakterystycznym czasem termicznych drgań atomów, co powoduje, że opisujący je termiczny czynnik Lamba–Mössbauera jest izotropowy. Ponieważ przejścia jądrowe następują pomiędzy dobrze rozdzielonymi poziomami, zależność amplitudy rozpraszania od energii jest opisana typową funkcją Lorentza. Wszystkie te cechy jądrowego rozpraszania rezonansowego sprawiają, że nadaje się ono znakomicie do realizacji holografii z użyciem wewnętrznych emiterów.

Holografia  $\gamma$  może być zrealizowana w kilku wariantach. Najprostszy polegałby na wprowadzeniu do kryształu promieniotwórczej domieszki. Emitowane promieniowanie ulegałoby wtedy – podobnie jak w holografii rentgenowskiej – rozpraszaniu thomsonowskiemu na elektronach w atomie i zewnętrzne źródło promieniowania X byłoby niepotrzebne. Aby do rejestracji hologramu można było wykorzystać silniejsze, rezonansowe rozpraszanie jądrowe, jądra izotopu  $^{57}\text{Co}$  należałoby wprowadzić do substancji (monokrystalicznej) wzbogaconej w  $^{57}\text{Fe}$  (zawartość tego izotopu w naturalnym żelazie wynosi tylko 2,17%). Taka idea Tegzego i Faigela tzw. holografii emisyjnej jest jednak trudna do zrealizowania, głównie z powodu konieczności każdorazowego przygotowania specjalnej próbki, będącej jednocześnie źródłem promieniotwórczym. Znacznie wydajniej holografię  $\gamma$  można zrealizować, stosując przedstawiony dalej wariant odwrotny zaproponowany przez autorów niniejszego artykułu i wynikający z twier-

denia o odwracalności biegu promieni, uogólnionego na układy magnetoptyczne.

Fotony ze źródła  $^{57}\text{Co}$  umieszczonego w dalekim polu, emitowane w kierunku próbki wzbogaconej w izotop  $^{57}\text{Fe}$  mogą być absorbowane w kryształach w procesie bezdrzutowym. Jądro ulegające deekscytacji może reemitować foton  $\gamma$  w procesie (bezdrzutowej lub odrzutowej) rezonansowej fluorescencji jądrowej lub powrócić do stanu podstawowego w procesie niesprężystym, emitując elektron konwersji. Dla  $^{57}\text{Fe}$  przejścia bezpromieniste są bardziej prawdopodobne – współczynnik konwersji wewnętrznej wynosi 8,19. W przybliżeniu kinematycznym (pierwszym przybliżeniu Borna) foton może być zaabsorbowany przez jądro bezpośrednio (fala odniesienia) lub po uprzednim jednokrotnym rozproszeniu na sąsiednich jądrach w procesie fluorescencji rezonansowej (fale przedmiotowe). Interferencja tych procesów prowadzi do powstania holograficznych oscylacji mierzonej zależności całkowitej liczby emitowanych elektronów (czy też innych produktów procesów niesprężystych) od kąta orientacji próbki względem kierunku padania promieniowania.

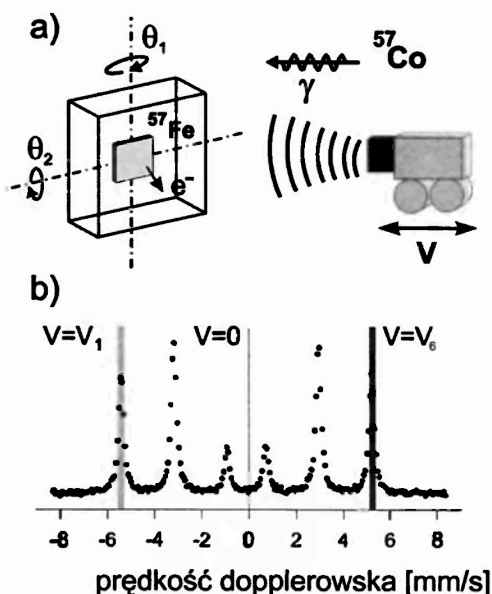
Najbardziej wydajna w przypadku  $^{57}\text{Fe}$  jest detekcja elektronów konwersji K o energii 7,3 keV i L (13,6 keV) oraz elektronów Augera KLL (5,4 keV) i KLM (6,2 keV). Niewielka, w porównaniu do promieniowania X, droga ucieczki elektronów rozproszonych niesprężysto (ok. 200 nm) w tym zakresie energii oznacza, że sygnał może być zbierany tylko z cienkiej warstwy. Efekt ten jest jednak z nawiązką kompensowany przez dużą wartość współczynnika konwersji i łatwą detekcję elektronów w pełnym kącie bryłowym z użyciem proporcjonalnych detektorów przepływowych.

## 5. Holografia $\gamma$ – pierwsze wyniki

Pierwszy eksperyment holograficzny z użyciem promieniowania  $\gamma$  [17] został zrealizowany dla obrazowania struktury epitaksjalnej warstwy  $^{57}\text{Fe}$  o grubości 200 nm na monokrystalicznym podłożu MgO(001); lite monokryształy tego izotopu są raczej nieosiągalne. Warstwa ta, otrzymana w procesie epitaksji z wiązki atomowej (MBE) składała się z małych, jednakowo zorientowanych kryształków Fe(001) o rozmiarach rzędu 10 nm. Zastosowana próbka idealnie spełnia warunki konieczne do uzyskania hologramu. Więk-

szość jąder ma identyczne i tak samo zorientowane lokalne otoczenie, natomiast – za względu na małe rozmiary krystalitów – uporządkowanie dalekiego zasięgu praktycznie nie występuje.

Eksperyment holograficzny przeprowadzono z użyciem zmodyfikowanego spektrometru mössbauerowskiego elektronów konwersji (rys. 4a). Próbkę umieszczoną była wewnątrz przepływowego proporcjonalnego licznika elektronów. Detekcji podlegały praktycznie wszystkie elektrony emitowane z próbki w półpełny kąt bryłowy w procesach konwersji: elektrony konwersji, elektrony Augera oraz elektrony wtórne.

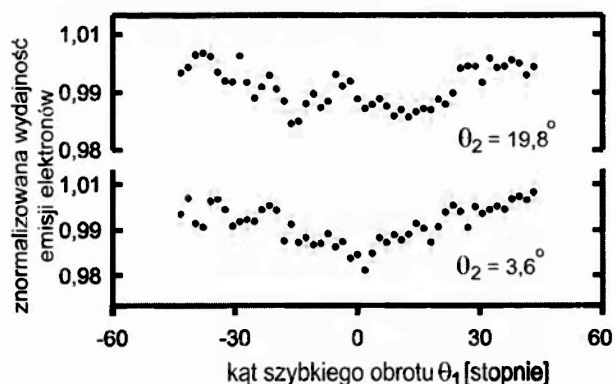


Rys. 4. Schemat eksperymentu holograficznego z użyciem promieniowania  $\gamma$ . a) Zmodyfikowany spektrometr mössbauerowski elektronów konwersji. b) Widmo Mössbauera zmierzone dla próbki  $^{57}\text{Fe}/\text{MgO}(001)$ . Zaznaczone są linie rezonansowe wykorzystane do uzyskania hologramu.

Próbka wraz z detektorem była obracana za pomocą silników krokowych wokół dwóch wzajemnie prostopadłych kierunków szybkiego i wolnego „skanu”, leżących w płaszczyźnie próbki; elementarny krok wynosił  $1,8^\circ$ . Warstwa  $^{57}\text{Fe}/\text{MgO}(001)$  była namagnesowana w kierunku osi  $[010]$  Fe za pomocą przymocowanego do tylnej części licznika magnesu trwałego. Źródło  $^{57}\text{Co}$  promieniowania  $\gamma$ , o aktywności 100 mCi, poruszane było ze stałą prędkością przez typowy mössbauerowski przetwornik elektromechaniczny. Przetwornik pracował w modzie trzech

stałych prędkości. Dwie z nich,  $v_1$  i  $v_6$ , odpowiadały dwóm zewnętrznym liniom klasycznego widma Mössbauera żelaza, zmierzonego dla badanej próbki i pokazanego na rys. 4b. Trzecia prędkość,  $v = 0$ , odpowiadała warunkowi pozarezonansowemu i służyła do normalizacji danych. Rejestrację przeprowadzano osobno dla każdej prędkości za pomocą analizatora wielokanałowego, zsynchronizowanego z sygnałem napędzającym. Sumę zliczeń w kanałach odpowiadających stałej i dobrze zdefiniowanej prędkości, znormalizowaną do całkowitej liczby zliczeń nierezonansowych ( $v = 0$ ), przyjmowano za natężenie dla pojedynczego punktu w mierzonej mapie kątowej.

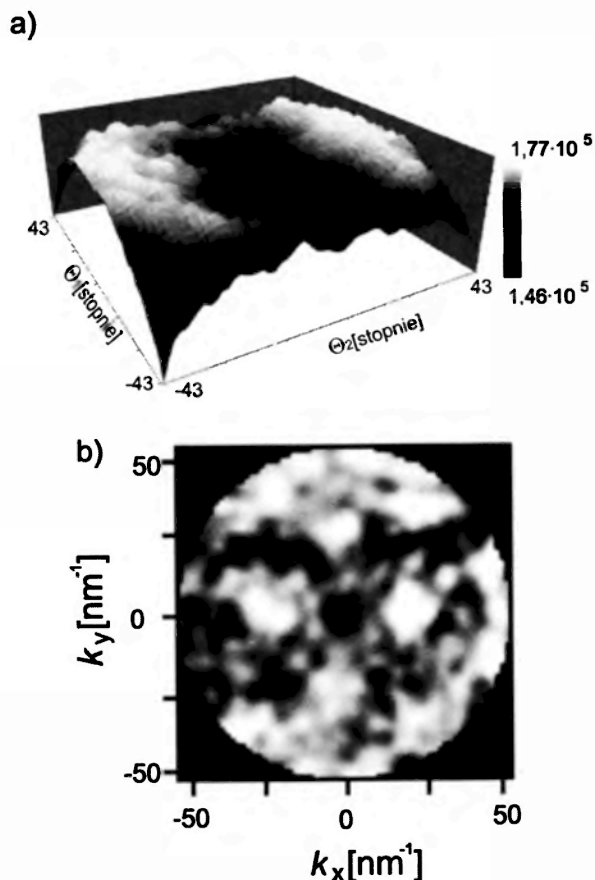
Rysunek 5 przedstawia pojedyncze profile zależności całkowitej liczby emitowanych elektronów od kąta szybkiego obrotu  $\theta_1$ , dla danego kąta obrotu wolnego  $\theta_2$ . Widać na nim wyraźną modulację całkowitej liczby rejestrowanych elektronów, wynikającą z efektów holograficznych.



Rys. 5. Pojedyncze profile hologramu dla epitaksjalnej warstwy  $^{57}\text{Fe}/\text{MgO}(001)$  – zależności całkowitej emisji elektronów konwersji od orientacji próbki względem kierunku padania promieniowania  $\gamma$  [15].

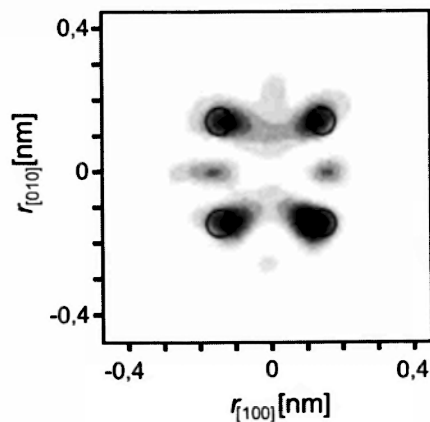
Dwuwymiarową mapę kątową konstruowano na podstawie pełnego zbioru takich profili. Pełny rozkład kątowy został zarejestrowany w czasie ok. 120 godzin. Liczba zliczeń rezonansowych w jednym punkcie sięgała  $5 \cdot 10^5$ . Amplituda oscylacji holograficznych wynosiła ok. 2% całkowitego mierzonego sygnału. Rysunek 6 przedstawia zmierzoną zależność kątową jako mapę natężenia oraz wycinek hologramu (brany jako dane wejściowe do transformacji holograficznej) uzyskanego z niej po odjęciu wolnozmiennego tła oraz transformacji do przestrzeni  $k$ .





Rys. 6. Hologram  $\gamma$  dla epitaksjalnej warstwy  $^{57}\text{Fe}/\text{MgO}(001)$ : a) „surowe” dane doświadczalne, b) hologram po eliminacji tła przedstawiony w skali wektora falowego [15].

Obraz struktury żelaza w przestrzeni rzeczywistej został uzyskany przez transformację holograficzną opisaną wzorem (7). Na rys. 7 pokazane jest cięcie przestrzeni rzeczywistej w odległości 0,143 nm (połowy stałej sieci  $\alpha\text{-Fe}$ ) nad jądrem odniesienia, zawierające obrazy najbliższych sąsiadów w strukturze A2. Pomimo dość dobrej statystyki zliczeń w hologramie obrazom jądrowym towarzyszą artefakty. Zgodnie z wyjaśnieniami w następnym rozdziale, słaba jakość rekonstrukcji wynika z obecności obrazów urojonych. Ponadto, ze względu na słabą rozdzielczość kątową hologramu, dalsze jądra są niewidoczne. Ograniczenie kątowej zdolności rozdzielczej w tym pierwszym eksperymencie wynika stąd, że dla uzyskania dużej liczby zliczeń zdecydowano się na niewielką odległość próbka-źródło. Pomimo nie najlepszej jakości rekonstrukcji eksperyment ten dowiódł możliwości rejestracji hologramu za pomocą promieniowania  $\gamma$  i uzyskania obrazów jąder atomowych w ciele stałym.



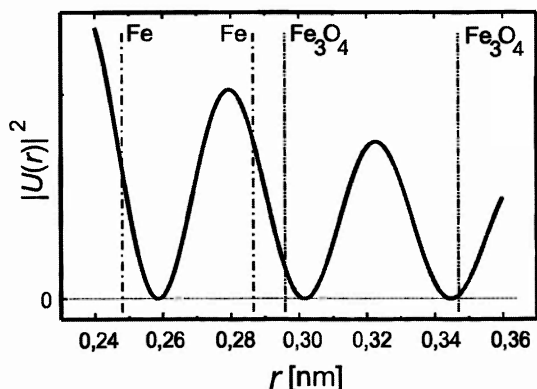
Rys. 7. Rekonstrukcja hologramu. Pokazane jest cięcie (001) przestrzeni rzeczywistej, 0,143 nm nad jądrem odniesienia, przechodzące przez najbliższych sąsiadów w strukturze A2. Zaznaczone kółka pokazują właściwe położenia krystalograficzne, a ich średnica odpowiada obliczonej zdolności rozdzielczej [15].

## 6. Zespolony hologram $\gamma$ : eliminacja obrazów urojonych

Jak już wspomniano, obrazy urojone są bardzo poważnym problemem w holografii z użyciem wewnętrznych źródeł lub detektorów. Powstają one dlatego, że w trakcie procesu rejestracji hologramu mierzona jest tylko rzeczywista część członu interferencyjnego między falą odniesienia i falami przedmiotowymi. Fakt ten może powodować pojawienie się dodatkowych obrazów jąder lub atomów w niewłaściwych miejscach, a co gorsza, dla pewnych struktur obrazy rzeczywiste i urojone mogą się nakładać i ze względu na spójny charakter hologramu nawet całkowicie się wygaszać. Obrazy urojone można wyeliminować, używając do rejestracji hologramów fal o wielu różnych długościach. Taka możliwość istnieje w holografii elektronowej i odwrotnym wariancie holografii rentgenowskiej. W przypadku holografii  $\gamma$  opartej na procesie rezonansowym energia, dla której mierzony jest hologram, dana jest przez różnicę energii poziomów jądrowych i nie ma możliwości jej zmiany. Wydawało się, że ograniczenie to uniemożliwi rozwój holografii z wykorzystaniem promieniowania  $\gamma$  i jej praktyczne zastosowanie w badaniach strukturalnych.

Dla ilustracji trudności wynikających z obecności obrazów urojonych, na rys. 8 przedstawiono obliczoną zależność zrekonstruowanego natężenia obrazów jądrowych od odległości między jądrem

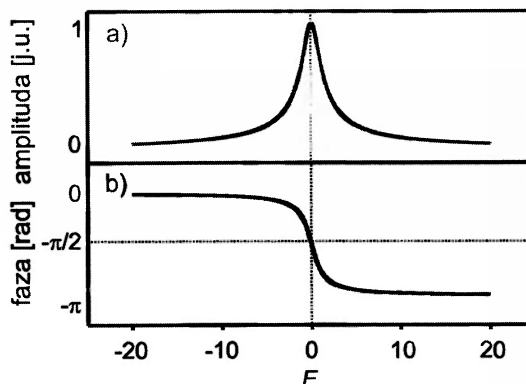
odniesienia i jądrami rozpraszającymi dla energii  $E = 14,41$  keV, odpowiadającej przejściu mössbauerowskiemu w  $^{57}\text{Fe}$ . Dodatkowo zaznaczone są pozycje jąder pierwszych i drugich sąsiadów w strukturach  $\alpha\text{-Fe}$  oraz magnetytu  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Widać, że dla pewnych odległości międzyatomowych ze względu na wygaszanie się obrazów rzeczywistych i urojonych dla konkretnej długości fali nie da się uzyskać obrazów struktury. I tak, jak wynika z rys. 8, pojedynczy hologram uzyskany z użyciem promieniowania  $\gamma$  o energii 14,41 keV jest prawie całkowicie „ślepy” na atomy Fe w strukturze magnetytu.



Rys. 8. Ilustracja efektu związanego z wygaszaniem obrazów rzeczywistych i urojonych: obliczona zależność zrekonstruowanego natężenia obrazów jądrowych od odległości między jądrem odniesienia i jądrami rozpraszającymi dla energii  $E = 14,41$  keV odpowiadającej przejściu mössbauerowskiemu w  $^{57}\text{Fe}$ . Dodatkowo zaznaczone są położenia jąder pierwszych i drugich sąsiadów w sieciach  $\alpha\text{-Fe}$  oraz magnetytu  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Dla magnetytu wygaszanie praktycznie nie pozwala na uzyskanie hologramu.

Wyjątkową cechą rezonansowego rozpraszania (np. jądrowego) jest możliwość zmiany fazy amplitudy rozpraszania przez nieznaczne odstrojenie od rezonansu, co realizowane jest w praktyce w metodach rezonansowego rozpraszania rentgenowskiego do rozwiązywania problemu fazowego dla skomplikowanych struktur białkowych. Uproszczona zależność amplitudy rezonansowego rozproszenia jądrowego i jej fazy od dostrojenia do rezonansu (prawdziwa dla ściśle monochromatycznego promieniowania) pokazana jest na rys. 9. Amplituda rozpraszania ma charakterystyczny lorentzowski kształt, a faza zmienia się od 0 daleko poniżej rezonansu do  $-\pi/2$  w ścisłym rezonansie i dąży do wartości  $-\pi$  powyżej rezonansu. Jednocześnie, dla znacznej zmiany fazy w pobliżu

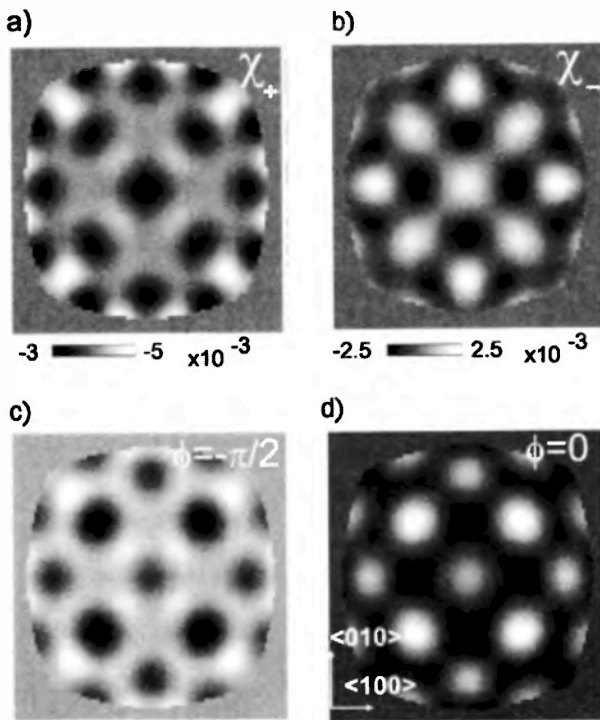
rezonansu wystarczy niezwykle mała względna zmiana energii  $\Delta E/E$ , rzędu  $10^{-13}$ . Oznacza to, że hologramy z różną fazą amplitudy rozpraszania mogą być zarejestrowane dla praktycznie identycznej długości fali, przez nieznaczne odstrojenie od rezonansu [18].



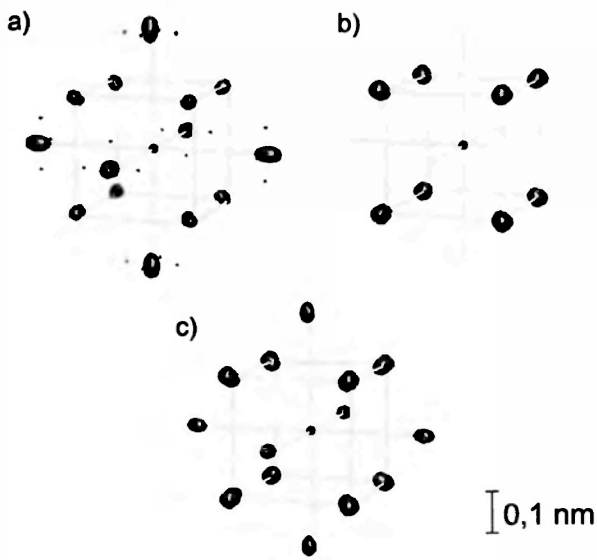
Rys. 9. Zależność amplitudy rozpraszania (a) i jej fazy (b) w rozpraszaniu rezonansowym. Energia  $E$  wyrażona jest w jednostkach względnych (w stosunku do połowy szerokości linii rezonansowej o lorentzowskim kształcie).

Obrazy urojone można całkowicie wyeliminować, rejestrując hologramy odpowiadające fazom amplitudy rozpraszania różniącym się o  $\pi/2$  i tworząc tzw. zespolony hologram, jak ostatnio zaproponowano i zademonstrowano w pracy [19]. Hologram zespolony, będący szczególną kombinacją liniową hologramów zbieranych poniżej i powyżej rezonansu, zawiera bowiem pełną informację zarówno o części rzeczywistej jak i urojonej obrazu dyfrakcji.

Zbyt duże odstrojenie od rezonansu powoduje znaczny spadek sygnału holograficznego. Fakt ten wymaga znalezienia kompromisu między wielkością sygnału a uzyskaną zmianą fazy. Hologram zespolony epitaksjalnej warstwy  $^{57}\text{Fe}/\text{MgO}(001)$  został uzyskany z kombinacji liniowych (sumy i różnicy) hologramów zmierzonych symetrycznie po obu stronach linii rezonansowej, w odległości równej szerokości połówkowej linii. Stworzone z zarejestrowanych hologramów kombinacje liniowe, czyli części: rzeczywista i urojona zespolonego hologramu, pokazane są na rys. 10a,b. Poniżej (rys. 10c,d) przedstawione są symulowane hologramy odpowiadające czysto rzeczywistej oraz czysto urojonej amplitudzie rozpraszania. By zilustrować efekt wygaszania się obrazów urojonych z rzeczywistymi, holograficzna rekonstrukcja zo-



Rys. 10. Hologram zespolony dla epitaksjalnej warstwy  $^{57}\text{Fe}/\text{MgO}(001)$ . Części rzeczywista (a) i urojona (b) zespolonego hologramu uzyskane przez liniowe superpozycje (sumę i różnicę) hologramów zmierzonych powyżej i poniżej ścisłego rezonansu, dla różnych wartości fazy rezonansowego rozproszenia jądrowego. Dla porównania pokazane są również hologramy obliczone dla czysto urojonej (c) i rzeczywistej amplitudy rozproszenia (d).



Rys. 11. Trójwymiarowe rekonstrukcje struktury  $^{57}\text{Fe}$  w  $^{57}\text{Fe}/\text{MgO}(001)$  uzyskane z części rzeczywistej (a), urojonej (b) oraz z zespolonego hologramu (c). Tylko obraz uzyskany z hologramu zespolonego odzwierciedla prawdziwą strukturę.

stała dokonana osobno dla hologramu rzeczywistego, urojonego oraz zespolonego (rys. 11). Wiadać, że w zależności od fazy amplitudy rozproszenia obrazowane są intensywniej jądra w różnych sferach koordynacyjnych, a tylko obraz uzyskany na hologramie zespolonym odpowiada rzeczywistej strukturze żelaza (dalsze jądra obrazowane są słabiej ze względu na radialny zanik rozproszonych fal sferycznych). Wysoka jakość rekonstrukcji i rozdzielczość lepsza od 0,05 nm trójwymiarowego obrazu lokalnej struktury żelaza w cienkiej warstwie epitaksjalnej jednoznacznie wskazuje na możliwość zastosowań holografii  $\gamma$  do badania bardziej skomplikowanych i interesujących układów.

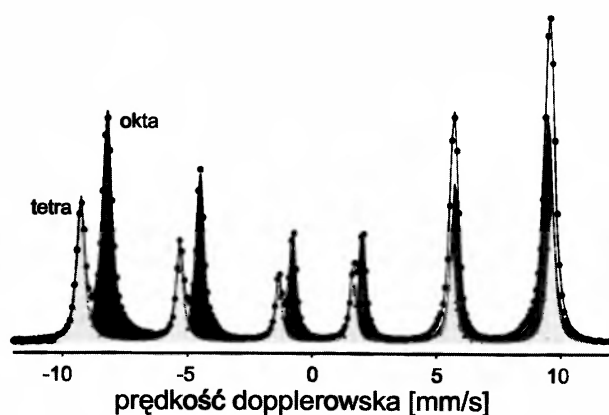
## 7. Przyszłość

Wyjątkową cechą holografii z użyciem promieniowania  $\gamma$  jest możliwość trójwymiarowego obrazowania lokalnej struktury magnetycznej z atomową zdolnością rozdzielczą. Bierze się ona stąd, że w zjawisku Mössbauera obserwuje się strukturę nadsubtelną i dlatego w próbkach, w których atomy żelaza zajmują położenia odpowiadające różnym stanom magnetycznym, istnieje możliwość rejestracji hologramów dla wybranych linii mössbauerowskich. Dopiero jednak idea holografii zespolonej umożliwi pełne wykorzystanie tej niezwykłej cechy holografii  $\gamma$ , pozwalając być może uzyskać po raz pierwszy trójwymiarowe obrazy lokalnej struktury magnetycznej o rozdzielczości atomowej, uwzględniające oddziaływania nadsubtelne. Modelowy eksperyment może być przeprowadzony dla kryształu  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , w którego strukturze jony Fe zajmują nierównoważne magnetycznie i krystalograficznie położenia (tetraedryczne i oktaedryczne). Ze względu na dobrze rozdzielone widma mössbauerowskie (rys. 12) będzie można niezależnie uzyskać hologramy dla obu położenia w sieci krystalicznej, różniących się wewnętrznym polem magnetycznym. Pozwoli to na jednoznaczne przypisanie parametrów oddziaływań nadsubtelnych (wewnętrzne pole magnetyczne, gradient pola elektrycznego) określonemu położeniu w sieci, rozwiązując fundamentalny problem interpretacyjny w fizyce oddziaływań nadsubtelnych w ciele stałym.

Obrazowanie struktury magnetycznej wydaje się możliwe nawet dla skomplikowanych układów niskowymiarowych, zawierających niewielką ilość



izotopu  $^{57}\text{Fe}$  (efektywnie 10–20 warstw atomowych), czyli dla nanostruktur typu supersieci czy małych cząstek metalicznych lub tlenkowych na powierzchni. Analiza hologramu będącego różnicą hologramów zarejestrowanych symetrycznie po obu stronach rezonansu znacznie poprawi jakość rekonstrukcji. Absorpcja masowa i rozpraszanie elektronów w podłożu są niezależne od niewielkiego odstrojenia od rezonansu, co pozwoli na łatwą eliminację bardzo wysokiego tła, nie niosącego informacji strukturalnej, a jednocześnie umożliwi znaczne wydłużenie czasów zbierania danych ze względu na stabilność różnicowej detekcji.



Rys. 12. Widmo Mössbauera dla epitaksjalnej warstwy magnetytu  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , pokazujące dobrze rozdzielone składowe widma dla jonów  $^{57}\text{Fe}$  w różnych pozycjach krystalograficznych (oktaedrycznej i tetraedrycznej), pozwalające teoretycznie na uzyskanie holograficznego obrazu struktury magnetycznej.

Holografia rentgenowska z użyciem wewnętrznych źródeł lub detektorów rozwijana jest obecnie we wszystkich czołowych ośrodkach synchrotronowych na świecie: ESRF we Francji, ALS w USA, Spring-8 w Japonii, HASYLAB w Niemczech. Użycie w przyszłości dla tego celu rentgenowskiego lasera na swobodnych elektronach, któ-

rego testowa wersja dla długości fali 100 nm już działa [20], pozwoli na pełne wykorzystanie tej metody. Holografia  $\gamma$ , ze względu na ograniczenie jej zastosowania do próbek zawierających izotop mössbauerowski, ma oczywiście mniejszy zakres zastosowań. Jest to jednak kompensowane wyjątkową możliwością obrazowania struktury magnetycznej i możliwością przeprowadzania eksperymentów w warunkach laboratoryjnych, bez użycia silniejszych, lecz trudniej dostępnych wiązek synchrotronowych.

## Literatura

- [1] D. Gabor, *Nature* **61**, 777 (1948).
- [2] I. McNulty, *Nucl. Inst. Meth. A* **347**, 170 (1994).
- [3] A. Szöke, w: *Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Application*, red. D.T. Attwood, J. Bokor, AIP Conf. Proc. Nr 147 (AIP, New York 1986).
- [4] T. Gog i in., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3132 (1996).
- [5] J.J. Barton, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1356 (1988).
- [6] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics* (University Press, Cambridge 1997).
- [7] J.J. Barton, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3106 (1991).
- [8] C.S. Fadley, *Surf. Sci. Rep.* **19**, 231 (1993).
- [9] M. Tegze, G. Faigel, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 355 (1999).
- [10] M. Tegze, G. Faigel, *Nature* **380**, 49 (1996).
- [11] B. Adams i in., *Phys. Rev. B* **57**, 7526 (1998).
- [12] <http://www.esrf.fr/info/science/newsletter/oct00/DOSEXP/PAGEXPER.htm>.
- [13] M. Tegze i in., *Nature* **407**, 38 (2000).
- [14] K. Hayashi i in., *Phys. Rev. B* **63**, 041201(R) (2001).
- [15] S. Marchesini i in., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4723 (2000).
- [16] M. Tegze, G. Faigel, *Europhys. Lett.* **16**, 41 (1991).
- [17] P. Korecki, J. Korecki, T. Ślęzak, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3518 (1997).
- [18] P. Korecki, J. Korecki, W. Karaś, *Phys. Rev. B* **59**, 6139 (1999).
- [19] P. Korecki, G. Materlik, J. Korecki, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1434 (2001).
- [20] J. Andruskow i in., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3825 (2000).

# Natura rachunku niepewności pomiaru a jego nowa kodyfikacja

Andrzej Zięba

Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków

---

## The nature of the measurement uncertainty theory and its new codification

*Abstract:* The status of the measurement uncertainty theory in classical and quantum physics is presented. On that basis both traditional methods and new ISO document *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurements* are discussed.

---

### 1. Wstęp

Problem oceny niepewności pomiaru od lat budzi emocje w społeczności fizyków. Przełomowym wydarzeniem w tej materii stało się uzgodnienie dokumentu *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurements* [1], spopularyzowanego w środowisku fizyków polskich przez niedawny artykuł H. Szydłowskiego [2]. Dokument ten, opracowany przez International Organization of Standardization (ISO) i przyjęty przez szereg międzynarodowych organizacji naukowo-technicznych uważać należy za Międzynarodową Normę Oceny Niepewności Pomiaru. W związku z powszechną akceptacją Normy w świecie powstają opracowania będące jej skrótem [2–3] albo adaptacją do określonych dziedzin [4–5].

*Przewodnik*<sup>1</sup> jest zbiorem zaleceń, jak niepewność pomiarową definiować, obliczać i zapisywać. Dokument ten skłania do przemyślenia na nowo natury zjawiska błędu i metod jego teoretycznego opisu. Ta pierwsza w dziejach międzynarodowa konwencja dotycząca rachunku niepewności pomiaru winna być zaakceptowana nie tylko jako narzucone odgórnie prawo, ale przede wszyst-

kim ze względu na zalety przyjętych rozwiązań i korzyści wynikające z ich szerokiego stosowania. Celem artykułu jest krytyczna dyskusja metodyki przyjętej w *Przewodniku* [1] i opracowaniach pochodnych [2–6] w odniesieniu do tradycyjnych metod rachunku niepewności pomiaru. Jeżeli niektóre stwierdzenia artykułu wywołają dyskusje i sprzeczne opinie, nie będzie w tym nic dziwnego. Teoria niepewności pomiaru nie jest nauką ścisłą.

### 2. Czym jest „teoria” niepewności pomiaru

Modele matematyczne stosowane są powszechnie we współczesnej nauce. Jesteśmy dumni z tego, że fizyka jest nauką ścisłą, co znaczy, że model matematyczny (zwany też teorią) dokładnie opisuje rzeczywistość. Określenie „dokładnie” ma tu sens graniczny: gdy wykonujemy coraz doskonalsze doświadczenia, różnica między przewidywaniami teorii i wynikiem pomiaru staje się coraz mniejsza, a proces ten nie ma naturalnego ograniczenia. Dobrym przykładem są malejące z upływem lat niepewności wyznaczenia stałych przyrody [7].

---

<sup>1</sup> W tym tekście używamy polskiego tłumaczenia pierwszego wyrazu tytułu dokumentu [1] zamiennie z określeniem „Międzynarodowa Norma”.

Ekonomia jest przykładem nauki, której niepodobna uważać za ścisłą. Jednym z jej zadań jest opis zależności wskaźników ekonomicznych (np. kursu giełdowego) od czasu. W małym przedziale czasu instynktownie stosujemy ekstrapolację liniową, a w dużym przedziale czasu szuka się okresowości koniunktury i depresji; ostatnio próbuje się stosować koncepcję samopodobieństwa [8]. Przykład ten ilustruje cechy nauki „nieścisłej”: nie ma teorii dokładnie opisującej rzeczywistość, co umożliwia współistnienie różnych, matematycznie nierównoważnych modeli przybliżonych.

Wiele nieporozumień narosłych wokół rachunku niepewności pomiarowych można przedyskutować przyjmując pogląd, że teoria niepewności pomiaru w zjawiskach fizyki klasycznej nie jest nauką ścisłą i jako taka nie jest częścią fizyki. Przedstawiona teza odnosi się do fizyki klasycznej dlatego, że jej prawa nie stawiają ograniczeń dla dokładności pomiaru wszystkich wielkości fizycznych. Rozbieżność między teorią i eksperymentem jest wynikiem zarówno niedoskonałości człowieka (jako osoby dokonującej pomiaru), jak również niedoskonałości przyrządów pomiarowych i obiektów mierzonych.

W konsekwencji statystyczny – czy jakikolwiek inny – opis zjawiska błędu jest w fizyce klasycznej tylko przybliżeniem rzeczywistości. Na przykład, przy pomiarze okresu wahadła sekundowym nie jest spełnione niezbędne dla ścisłości opisu probabilistycznego założenie o równoważności kolejnych zdarzeń. Rozrzut wyników najpierw może się zmniejszać (dzięki nabieraniu wprawy), ale gdy pomiar trwa zbyt długo, może się zwiększyć wskutek wpływu zmęczenia. Głębsze zbadanie zjawiska nie jest zadaniem fizyków, lecz fizjologów.

Sytuacja wygląda inaczej w fizyce kwantowej. Fizyka klasyczna zakłada ciągłość wszystkich wielkości fizycznych, natomiast w fizyce kwantowej określone wielkości są nieciągłe, czyli skwantowane<sup>2</sup>. Cechą fizyki kwantowej jest probabilistyczny charakter niektórych jej przewidywań. Teoria statystyczna nie jest w tym przypadku przybliżeniem, lecz ścisłym obrazem fizycznej rzeczywistości.

<sup>2</sup> Przy tej definicji początkiem fizyki kwantowej jest kinetyczna teoria gazów i klasyczna mechanika statystyczna, wykorzystujące skwantowanie mas cząsteczek.

Jako przykład rozważmy rozpad promieniotwórczy zbioru  $N$  jąder atomowych. Nie wiemy, i nigdy nie będziemy wiedzieli, kiedy i które jądro ulegnie rozpadowi. Jednoznacznie określoną wielkością opisującą rozpad promieniotwórczy pozostaje średni czas życia  $\tau$ . Mierzone w czasie  $\Delta t$  liczby rozpadów fluktuują wokół wartości średniej  $N\Delta t/\tau$  zgodnie z rozkładem Poissona. Fluktuacje liczby zliczeń ograniczają dokładność pomiaru  $\tau$  tak samo, jak błąd przypadkowy w fizyce klasycznej. Ale tu teoria jednoznacznie określa rodzaj rozkładu! Identyczność cząstek gwarantuje, że niepewność pomiaru wynikająca ze statystycznej natury fizyki kwantowej opisują teorie fizyczne, ścisłe w sensie statystycznym.

Fluktuacje spotykamy we wszystkich działach fizyki kwantowej. Kwantyzacja ładunku prowadzi do szumu śrutowego w pomiarze natężenia prądu. Efektem ziarnistej struktury materii są fluktuacje termodynamiczne, w tym szum cieplny, ograniczający dokładność pomiaru słabych sygnałów. W każdym z tych przypadków zjawisko fluktuacji jest częścią fizycznego opisu zjawiska, niekiedy nietrywialną. Na przykład, pomiar szumu w ułamkowym kwantowym zjawisku Halla uznano za najbardziej przekonujący dowód ułamkowego ładunku występujących w tym zjawisku kwazicząstek [9].

Wróćmy do problemu matematycznego opisu niepewności w fizyce klasycznej, gdzie każdy opis teoretyczny jest przybliżeniem. W rozdz. 3 i 4 przypomnimy charakterystyczne cechy dwu konkurencyjnych modeli, opartych na pojęciach niepewności maksymalnej i standardowej.

### 3. Determisticzna teoria niepewności maksymalnej

Koncepcja niepewności maksymalnej zakłada, że można określić przedział wielkości mierzonej  $x$ , w którym na pewno znajduje się wielkość rzeczywista. Przyjęto zapisywać ten przedział jako  $x \pm \Delta x$ , gdzie  $\Delta x$  nazywamy niepewnością maksymalną [10]. Teorię nazywa się deterministyczną dlatego, że nigdzie nie posługuje się po-



jęciem prawdopodobieństwa. Omówmy wybrane konsekwencje tego podejścia:

### 3.1. Prawo przenoszenia niepewności

Jeżeli  $y = f(x_1, x_2, \dots)$  i niepewności maksymalne  $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots$  są małe w porównaniu z wartościami zmiennych  $x_1, x_2, \dots$ , to rachunek różniczkowy oraz definicja niepewności maksymalnej prowadzą do następującego wzoru na niepewność maksymalną wielkości  $y$ :

$$\Delta y = \left| \frac{\partial y}{\partial x_1} \Delta x_1 \right| + \left| \frac{\partial y}{\partial x_2} \Delta x_2 \right| + \dots \quad (1)$$

Przedstawione obliczenie niepewności  $\Delta y$  bywa potocznie nazywane „metodą różniczki zupełnej”. Nazwa ta jest myląca, gdyż wyrażenie (1) nie jest różniczką zupełną, lecz sumą wartości bezwzględnych różniczek cząstkowych.

### 3.2. Przedstawienie niepewności maksymalnych na wykresach

Jeżeli dokładność pomiaru współrzędnych  $x_i$  oraz  $y_i$  danego punktu wykresu charakteryzują niepewności maksymalne  $\Delta x$  oraz  $\Delta y$ , to prawdziwe położenie punktu znajduje się na pewno wewnątrz prostokąta niepewności o bokach  $2\Delta x$ ,  $2\Delta y$ . Gdy jedna z niepewności jest pomijalnie mała, redukuje się on do odcinka niepewności.

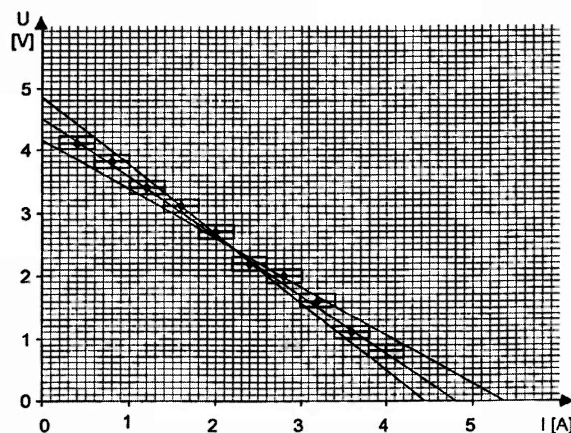
### 3.3. Dopasowanie prostej do zbioru punktów pomiarowych

Koncepcja niepewności maksymalnej narzuca następujący sposób postępowania. Przez zbiór prostokątów niepewności możemy przeprowadzić nieskończenie wiele prostych. Jeżeli interesuje nas wyznaczenie współczynnika nachylenia, prowadzimy dwie proste  $y = ax + b$  o nachyleniu największym  $a_+$  i najmniejszym  $a_-$  (rys. 1). Prawdziwa wartość  $a$  zawarta jest w przedziale  $[a_-, a_+]$ , z którego wyznaczamy

$$a = \frac{a_+ + a_-}{2}, \quad \Delta a = \frac{a_+ - a_-}{2}. \quad (2)$$

Przedstawiony sposób dopasowania prostej bywa nazywany metodą graficzną, w przeciwieństwie do „analitycznej” metody najmniejszych kwadratów. Nie w tym leży istota sprawy. Można napisać algorytm, pozwalający obliczyć parametry prostych

o maksymalnym i minimalnym nachyleniu bez potrzeby wykonywania rysunku.



Rys. 1. Dopasowanie prostych o największym i najmniejszym nachyleniu do zbioru prostokątów niepewności (z dokumentów nowej matury [13]).

### 3.4. Wnioskowanie o zgodności wyników pomiaru z innymi rezultatami

Deterministyczna natura niepewności maksymalnej umożliwia jednoznaczne stwierdzenie zgodności lub niezgodności uzyskanego wyniku z wartością dokładną lub inną wartością zmierzoną ze znaną niepewnością maksymalną. W drugim przypadku zgodność zachodzi wówczas, gdy odpowiednie przedziały mają odcinek wspólny.

## 4. Klasyczny model statystyczny

Opis statystyczny zakłada, że kolejny wynik pomiaru  $x_i$  jest realizacją zmiennej losowej opisanej funkcją rozkładu prawdopodobieństwa  $\varphi(x)$ . Niepewność standardowa<sup>3</sup>  $u(x)$  jest utożsamiana z estymatorem odchylenia standardowego funkcji  $\varphi(x)$ .

Klasyczny model statystyczny jest oparty na założeniu, że błędy podlegają rozkładowi normalnemu (Gaussa). Założenie to jest nie tyle wynikiem badań doświadczalnych, ile apriorycznego przekonania (teoria błędu Laplace’a), że błąd przypadkowy wynika z wielu losowych przyczynków, których suma, w myśl centralnego twierdzenia granicznego, podlega rozkładowi normalnemu. Założenie o gaussowskiej postaci rozkładu prawdopodobieństwa czyni model statystyczny jednoznacznym i wewnętrznie spójnym.

<sup>3</sup> Od rozdziału 4 stosowana jest symbolika i terminologia proponowana w *Przewodniku*, omówiona w p. 5.

Omówmy teraz te same co w rozdz. 3 konsekwencje przyjętego modelu.

#### 4.1. Prawo przenoszenia niepewności

Jeżeli wielkości bezpośrednio mierzone nie są skorelowane, to niepewność standardową funkcji  $y = f(x_1, x_2, \dots)$  obliczamy jako sumę geometryczną różniczek cząstkowych

$$u_c(y) = \sqrt{\left[\frac{\partial y}{\partial x_1} u(x_1)\right]^2 + \left[\frac{\partial y}{\partial x_2} u(x_2)\right]^2 + \dots} \quad (3)$$

#### 4.2. Przedstawienie niepewności standardowej na wykresie

Jednowymiarowy odcinek niepewności używa się znaczenie probabilistyczne: na odcinku  $x_i \pm u(x)$  wartość rzeczywista znajduje się z prawdopodobieństwem 67%. Odpowiednikami prostokątów niepewności są elipsy niepewności. Dla zmiennych nieskorelowanych wartość rzeczywista znajduje się z prawdopodobieństwem 67% wewnątrz elipsy o półosiach  $u(x)$  i  $u(y)$ . Jeśli zmienne są skorelowane, to elipsa jest nachylona [11].

Rysowanie elipsy niepewności nie jest praktykowane (obecnie mógłby je rysować program do obróbki danych). Stosuje się natomiast ważną zasadę praktyczną: dopasowana krzywa dla ok. 2/3 punktów pomiarowych winna przecinać się z odcinkami niepewności.

#### 4.3. Dopasowanie prostej

Wartości parametrów prostej  $y_{\text{cal}} = ax + b$  i ich niepewności wynikają z warunku

$$\sum_i (y_i - y_{\text{cal}})^2 = \min. \quad (4)$$

Kryterium najmniejszych kwadratów (4) można zastosować do dowolnych funkcji; jego konsekwencją są też wzory na opracowanie serii  $n$  równoważnych pomiarów (tab. 1).

#### 4.4. Wnioskowanie o zgodności wyników pomiaru z innymi rezultatami

Wnioskowanie statystyczne polega na określeniu przedziału ufności, w którym wartość prawdziwa znajduje się z zadaniem prawdopodobieństwem, zwanym poziomem ufności. Obliczenie

przedziału ufności wymaga posłużenia się funkcją  $t$  Studenta.

### 5. Międzynarodowa Norma Oceny Niepewności Pomiaru

W rozdz. 3 i 4 przedstawiliśmy dwie różne teorie niepewności pomiaru. Obie są wewnętrznie spójne i umożliwiają wyprowadzenie z przyjętych założeń łańcucha konsekwencji. Gdyby błąd był jednoznacznie określonym zjawiskiem fizycznym, wyboru prawdziwej teorii można byłoby dokonać przez zrealizowanie wystarczająco dokładnego pomiaru.

Ponieważ jednak obydwie teorie tylko w przybliżeniu opisują złożoną rzeczywistość, nasze postępowanie musi być inne. Celowy staje się wybór – metodą poszukiwania konsensu lub głosowania na forum mniej lub bardziej reprezentatywnego gremium – określonej teorii, terminologii i sposobów postępowania. Przede wszystkim po to, by łatwiej porównywać wartości niepewności pomiaru uzyskane w różnych eksperymentach. Z faktu, że teoria niepewności nie jest częścią fizyki wynika, że uzgodnienie metod szacowania niepewności może obejmować różne nauki doświadczalne.

Ponadto, ponieważ teoria niepewności nie jest nauką ścisłą, dopuszczalne jest stworzenie hybrydy różnych modeli teoretycznych. Międzynarodowa Norma przyjmuje podejście statystyczne do szacowania niepewności pomiaru bezpośredniego i prawa przenoszenia błędów. Określa jednak, jak radzić sobie z informacją podaną w formie niepewności maksymalnej oraz wprowadza nie całkiem statystyczne pojęcie niepewności rozszerzonej. Połączenie takie jest częściowo wewnętrznie niespójne<sup>4</sup>.

I tylko taka jest „filozofia” Międzynarodowej Normy. Norma ta krystalizowała się przez kilkanaście lat, jest dokumentem przemyślanym i nie ma w niej oczywistych wad, lecz tylko nieuniknione kompromisy. W poniższym omówieniu zagadnień szczegółowych skupiono się na przedyskutowaniu rzeczy nowych w stosunku do tradycyjnych metod i pojęć rachunku niepewności. Obok *Przewodnika* uwzględniono propozycje z opracowań pochodnych [2–5], wydanych w Europie i Stanach Zjednoczonych.

<sup>4</sup> Patrz przykład omawiany w „Uwagach końcowych” artykułu [2].

### 5.1. Statystyczny model błędu i niepewność pomiaru

Paradygmatem Międzynarodowej Normy jest statystyczny model zjawiska błędu pomiaru. Na tej podstawie następuje uściślenie nazewnictwa, w szczególności znaczenia kluczowych słów „błąd” i „niepewność”. Termin „błąd” (pomiaru) winien być używany w znaczeniu jakościowym albo oznaczać różnicę:

$$\begin{aligned} \text{błąd pomiaru} &= \text{wartość zmierzona} \\ &\quad - \text{wartość rzeczywista.} \quad (5) \end{aligned}$$

Wartość wyrażona wzorem (5) jest pojedynczą realizacją zmiennej losowej i jako taka nie może być obliczona a priori, podobnie jak nie można przewidzieć rezultatu rzutu kostką. Nie jest ona zatem przedmiotem zainteresowania rachunku niepewności pomiaru.

Wiedzę, na ogół niepełną, posiadać możemy o rozkładzie prawdopodobieństwa zmiennej losowej  $x$  i charakteryzujących ten rozkład parametrach. *Przewodnik* przyjmuje wyjściową definicję: niepewność jest związanym z rezultatem pomiaru parametrem, charakteryzującym rozrzut wyników, który można w uzasadniony sposób przypisać wartości mierzonej.

### 5.2. Ocena niepewności typu A i B

Międzynarodowa Norma nie neguje tradycyjnego rozróżnienia „błąd przypadkowy” oraz „błąd systematyczny”. Za bardziej istotne uważa jednak rozróżnienie dwu sposobów określania niepewności standardowej: typu A, wynikającej z analizy statystycznej serii pomiarów, oraz typu B, wykorzystującej metody inne niż analiza statystyczna.

Ocena niepewności typu A może być stosowana oddzielnie tylko wtedy, gdy wiemy (dzięki ocenie typu B!), że seria pomiarów nie ma znaczącej składowej systematycznej. Ocena typu B może być zastosowana w każdej sytuacji. Intencją twórców Normy jest jej dowartościowanie. Stwierdza się *explicite*, że „ocena niepewności typu B może być równie wiarygodna jak ocena typu A, zwłaszcza jeśli ocena typu A jest oparta na stosunkowo małej liczbie (...) obserwacji”.

### 5.3. Niepewność standardowa i jej symbole

Podana w p. 5.1 definicja niepewności jako miary rozrzutu zmiennej losowej sugeruje, że możliwe są różne jej rodzaje. Jedyłą jednak miarą

niepewności akceptowaną przez *Przewodnik* jest niepewność standardowa, określona jako pierwiastek kwadratowy z estymatora wariancji. Główną zaletą odchylenia standardowego są wygodne własności matematyczne tego parametru statystycznego: możliwość jego szacowania przy użyciu zamkniętych wzorów bez współczynników numerycznych i twierdzenie o wariancji sumy zmiennych losowych, będące podstawą prawa przenoszenia niepewności (3).

Ważną nowością jest symbol niepewności standardowej,  $u$  (od ang. uncertainty), który można zapisywać na trzy sposoby:  $u$ ,  $u(x)$  lub  $u(\text{stężenie NaCl})$ . Oznaczenia z użyciem nawiasów stosujemy, gdy trzeba określić, co jest wielkością mierzona. Można się zżymać, że zastosowano symbol funkcji matematycznej, choć niepewność jest liczbą. Zaletą takiego zapisu jest to, że informacja o wielkości mierzonej może być wyrażona słownie, np.  $u(\text{stężenie NaCl})$ , co ułatwia tworzenie dokumentacji pomiaru. Nowe nazewnictwo jest ukłonem w kierunku nauk innych niż fizyka, gdzie nie ma zwyczaju oznaczania wszystkiego przy użyciu symboli (na ogół jednoliterowych).

*Przewodnik* nie wprowadził osobnego symbolu dla użytecznego pojęcia niepewności względnej. Zgodny z logiką jest symbol  $u_r$  (indeks  $r$  od ang. relative,  $u_r(x) = u(x)/x$ ), zalecony do użytku w Stanach Zjednoczonych przez Państwowy Instytut Wzorców i Techniki (NIST, National Institute of Standards and Technology) [3].

Dla niepewności standardowej obliczonej ze wzoru (3) *Przewodnik* wprowadza nazwę niepewność złożona i oznaczenie  $u_c$  (indeks  $c$  od ang. combined). Dla złożonej niepewności względnej naukowcy z NIST-u proponują symbol  $u_{c,r}$  [3].

### 5.4. Czy potrzebne są inne miary niepewności?

W przeciwieństwie do klasycznego modelu statystycznego, *Przewodnik* uznaje stosowalność różnych rozkładów prawdopodobieństwa do opisu zjawiska błędu. Do nielicznych rysunków w 101-stronicowym dokumencie należą wykresy  $\varphi(x)$  dla rozkładów: normalnego, jednostajnego i trójkątnego.

Dla dwóch ostatnich rozkładów użyteczną miarą szerokości  $\varphi(x)$  może być połowa przedziału zmiennej  $x$ , dla którego gęstość prawdopodobieństwa jest niezerowa. Oszacowanie tej wielkości to



nie innego jak niepewność maksymalna, jednak *Przewodnik* konsekwentnie nie używa tego słowa. Do opisu rozkładu jednostajnego i trójkątnego stosowane są terminy „dolna granica”  $a_-$ , „górną granicą”  $a_+$  i „półszerokość”  $a = (a_+ - a_-)/2$ . Takie nazewnictwo jest mylące m.in. dlatego, że termin „półszerokość” ma ugruntowane inne znaczenie: oznacza połowę szerokości krzywej mierzoną w połowie wysokości maksimum (np. parametr  $\Gamma$  w funkcji Lorentza  $\varphi(x) = \Gamma^2 / [\Gamma^2 + (x - x_0)^2]$ ). Utrzymanie terminu „niepewność maksymalna” wydaje się pożyteczne: wielkość ta jest i będzie używana przez producentów przyrządów pomiarowych jako miara dokładności oraz nie budzi mylnych skojarzeń. Termin ten będzie zatem stosowany w dalszej części tekstu.

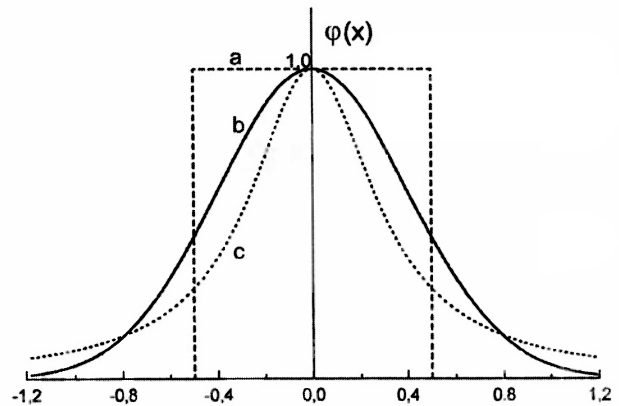
Odchylenie standardowe istnieje dla szerokiej klasy rozkładów prawdopodobieństwa. Ale nie dla wszystkich! Przykładem funkcji rozkładu, dla której ta miara szerokości krzywej nie może być stosowana jest funkcja Lorentza (rys. 2), gdyż dla funkcji tej nie istnieje całka  $\int x^2 \varphi(x) dx$ . Funkcja Lorentza jest przewidzianą przez teorię funkcją rozkładu prawdopodobieństwa w wielu zjawiskach kwantowych. Opisuje statystyczny rozrzut energii fotonów w zjawisku naturalnego poszerzenia linii, obserwowanym np. w dyfraktometrze rentgenowskim dla dużych kątów Bragga czy w kształcie linii widm mössbauerowskich. W pomiarach tych dysponujemy z reguły dużą liczbą zliczeń, co umożliwia dopasowanie funkcji Lorentza (z parametrami  $x_0$  oraz  $\Gamma$ ) i problemu braku wariancji się nie zauważa. Nasuwa się pytanie, czy krzywa Lorentza może być modelem tych sytuacji eksperymentalnych w fizyce klasycznej, gdzie rozrzut wyników pomiaru charakteryzują długie „ogony”.

### 5.5. Błąd systematyczny jako zjawisko losowe

*Przewodnik* wyklucza z rachunku niepewności efekty systematyczne, wynikające z natury zjawiska i własności użytych przyrządów. Obowiązkiem eksperymentatora jest wprowadzenie poprawki, co de facto oznacza użycie lepszego modelu teoretycznego. Elementarnym przykładem jest poprawka na opór wewnętrzny woltomierza przy pomiarze napięcia.

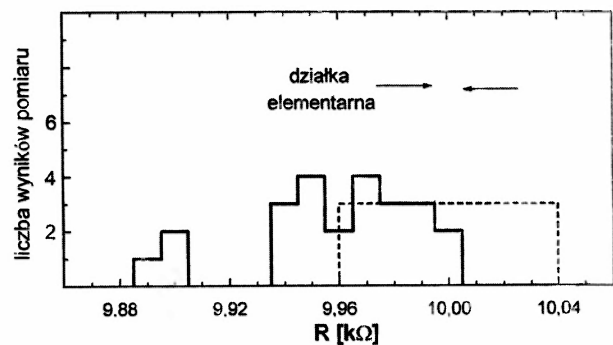
Zatem prawdziwy błąd systematyczny wynika z nieidealności przyrządów pomiarowych i mierzonych obiektów. *Przewodnik* uważa go za zjawisko losowe, gdyż nie znamy a priori jego wielko-

ści i znaku, podobnie jak dla błędu przypadkowego. Można mu przypisać rozkład prawdopodobieństwa, co jest zasadniczą nowością w porównaniu do deterministycznego modelu omawianego w rozdz. 3.



Rys. 2. Modelowe funkcje rozkładu prawdopodobieństwa: a) jednostajny, b) Gaussa, c) Lorentza. Krzywe  $\varphi(x)$  o jednostkowej powierzchni znormalizowano do tej samej wartości maksymalnej.

Cechą błędu systematycznego jest to, że wykonując pomiar jednym przyrządem dysponujemy tylko jedną realizacją zmiennej losowej. Losową próbkę można jednak uzyskać, jeżeli pomiary wykonamy przy użyciu zbioru przyrządów o tej samej dokładności – można w ten sposób uzyskać doświadczalny rozkład prawdopodobieństwa (rys. 3). Najczęściej postać  $\varphi(x)$  trzeba z góry założyć, korzystając z niepewności maksymalnej  $\Delta x$



Rys. 3. Rozkład wyników pomiaru wzorcowego oporu 10 kΩ wykonanych przy użyciu 24 multimetrów cyfrowych tej samej kategorii ( $3\frac{1}{2}$ -cyfrowych), używanych w 1996 r. w pracowniach studenckich Wydziału Fizyki i Techniki Jądrowej AGH oraz Instytutu Fizyki UJ [12]. Linia przerywana przedstawia histogram teoretyczny dla rozkładu jednostajnego o szerokości zgodnej z nominalnym uchybem.

określonej przez producenta przyrządu. Jeżeli nie mamy dodatkowych informacji, Przewodnik zaleca przyjęcie rozkładu jednostajnego, dla którego

$$u(x) = \frac{\Delta x}{\sqrt{3}}. \quad (6)$$

Zamiana niepewności maksymalnej na standardową umożliwia włączenie niepewności maksymalnej do statystycznego prawa przenoszenia niepewności (3).

### 5.6. Ocena niepewności typu B w oparciu o wartość działki elementarnej

Działką elementarną nazywamy zakres wielkości mierzonej odpowiadający odległości między kolejnymi kreskami podziałki analogowej. Pojęcie to można w oczywisty sposób uogólnić na przypadki odczytu cyfrowego.

Należy podkreślić, że Przewodnik pojęcia działki elementarnej w ogóle nie wprowadza. W praktyce dydaktycznej pojęcia tego ignorować nie można, choćby dla sprostowania częstego utożsamienia działki elementarnej z dokładnością pomiaru. W najprostszym przedstawieniu zagadnienia celowe jest wyróżnienie przypadku prostych przyrządów mechanicznych i elektronicznych przyrządów cyfrowych.

Dla takich przyrządów, jak przymiar milimetry, śruba mikrometryczna czy termometr utożsamienie najmniejszej działki z niepewnością standardową należy uznać za rozsądne pierwsze przybliżenie, równie dobre, jak tradycyjne utożsamianie działki elementarnej z niepewnością maksymalną. Ocena ta może być skorygowana w górę lub w dół zgodnie z posiadaną wiedzą i doświadczeniem. Na przykład, jeżeli mierzymy linijką średnicę monety jednogroszowej i odczytujemy „na oko” dziesiąte części milimetra, to niepewność standardowa może zmniejszyć się nawet do 0,2 mm. Z drugiej strony, przy pomiarze rozmiarów pokoju taśmą mierniczą niepewność jest na ogół większa niż 1 mm, choć podziałkę milimetry mamy na całej pięciometrowej taśmie.

W przyrządach z odczytem cyfrowym niepewność pomiaru podawana jest przez producenta w instrukcji obsługi, najczęściej jako suma określonego ułamka wielkości mierzonej  $x$  i ułamka zakresu  $z$

$$\Delta x = c_1 x + c_2 z. \quad (7)$$

Niepewność maksymalna jest zatem większa od działki elementarnej. Na przykład, dla ommierzy z rys. 3,  $c_1 = 0,002$ ,  $c_2 = 0,001$ ; przy pomiarze oporu 10 k $\Omega$  na zakresie 20 k $\Omega$  otrzymujemy  $\Delta x = 0,04$  k $\Omega$ , co jest równoważnością 4 działek.

Zależność (7) jest niestety bardziej złożona niż wzór wynikający z tzw. klasy przyrządu. O klasie przyrządu trzeba jednak przestać uczyć, bo analogowe mierniki elektryczne to „czas przeszły dokonany”. Mierniki analogowe pozostają przydatne tam, gdzie celem ważniejszym od dokładności jest wizualizacja mierzonej wielkości (np. przyrządy na desce rozdzielczej samochodu).

### 5.7. Niepewność rozszerzona

Do wnioskowania o zgodności wyniku pomiaru z innymi rezultatami Międzynarodowa Norma wprowadza pojęcia niepewności rozszerzonej  $U$  i współczynnika rozszerzenia  $k$ . Wartość  $U$  oblicza się podobnie jak przedział ufności w metodach statystycznych, mnożąc oszacowane odchylenie standardowe przez bezwymiarowy współczynnik rozszerzenia, ale liczba  $k$  niekoniecznie jest wartością zmiennej  $t$  Studenta. Jest to umownie przyjęta liczba, wybrana tak, by w przedziale  $\pm U(y)$  znalazła się większość wyników pomiaru potrzebna do danych zastosowań, np. do wnioskowania w I Pracowni o zgodności z wartością tabelaryczną.

Wprowadzenie niepewności rozszerzonej można uważać za świadomą rezygnację z nadmiernego wyrafinowania na rzecz rozwiązania łatwiejszego do zastosowania w praktyce. Współczynnik rozszerzenia jest liczbą, w przeciwieństwie do funkcji rozkładu  $t$  Studenta, która jest nie dająca się wyrazić zamkniętym wzorem funkcją dwu zmiennych: poziomu ufności i liczby stopni swobody.

Autor uważa jednak, że istnieją głębsze powody zastąpienia pojęcia przedziału ufności przez bliskoznaczne, ale nie tożsame pojęcie niepewności rozszerzonej. Jednym z zadań nauk stosowanych (nauki techniczne, medycyna), w odróżnieniu od nauk podstawowych (fizyka, biologia), jest wypracowanie metod podejmowania decyzji, np. czy poziom danego związku we krwi pacjenta wymaga podjęcia określonej kuracji. Uchylenie się od

podjęcia działania też jest decyzją! Kwazideterministyczny charakter niepewności rozszerzonej ułatwia podjęcie jednoznacznej decyzji. Na przykład, obciążenie firmy karą za zanieczyszczenie środowiska następuje, jeżeli zmierzone stężenie szkodliwego związku  $\text{minus}$  niepewność rozszerzona przekracza ustaloną przepisami wartość dopuszczalną.

„Filozofia” współczynnika rozszerzenia jest też podobna do powszechnie stosowanego w naukach stosowanych współczynnika bezpieczeństwa. Jeżeli chcemy ustalić dopuszczalne obciążenie dla liny dźwigu, mierzymy najpierw obciążenie, przy którym zostaje ona zerwana, a następnie tak wyznaczone obciążenie dzielimy jeszcze przez współczynnik bezpieczeństwa wynoszący zwykle od kilku do kilkunastu. Podobnie jest z niepewnością: ustalamy najpierw, jaka jest średnia różnica wartości zmierzonej i rzeczywistej (niepewność standardowa), a następnie, dzięki współczynnikowi rozszerzenia, znajdujemy przedział  $[y - U(y), y + U(y)]$ , w którym z wymaganym stopniem pewności mieści się wartość rzeczywista. Wartość współczynnika rozszerzenia jest wielkością i tak bardziej wiarygodnie określoną niż stosowane w różnych dziedzinach techniki współczynniki bezpieczeństwa czy jeszcze bardziej arbitralne normy zanieczyszczeń środowiska.

### 5.8. Wartość współczynnika rozszerzenia

W *Przewodniku* stwierdza się, że wartość  $k$  wynosi najczęściej 2–3. Innymi słowy, pozostawiono otwartym pytanie, czy w większości zastosowań lepsze będzie dawne kryterium  $2\sigma$ , czy może  $3\sigma$ . Analiza dokumentów [4] i [5] wskazuje, że wyłania się możliwość konsensu, by za konwencjonalną wartość współczynnika rozszerzenia przyjąć  $k = 2$ . Warto zacytować oficjalne stanowisko NIST [5]: „W zgodzie z międzynarodową praktyką do obliczenia  $U$  przyjmuje się w NIST umowną wartość  $k = 2$ . Wartości  $k$  inne niż 2 mogą być stosowane tylko w przypadku szczególnych zastosowań i winny być dyktowane przez ustalone i udokumentowane wymagania”. Do tych szczególnych przypadków dokument zalicza pomiar, którego niepewność złożona jest zdominowana przez pojedynczy przyczynnik o małej liczbie stopni swobody (małej liczbie pomiarów). W takim przypadku zaleca się przyjąć  $k$  równą wartości funkcji  $t$  Studenta z poziomem ufności 95%.

### 5.9. Zapis niepewności

*Przewodnik* przyjmuje zasadę podawania niepewności z dokładnością do dwu cyfr. Wadą takiej zasady zapisu jest to, że druga cyfra jest często mało znacząca (jeżeli pierwszą jest 9, 8, 7, 6, 5, ...). Przyjęta zasada ma jednak zalety, które eksperci uznali za ważniejsze. Przy jej stosowaniu maksymalna niepewność spowodowana zaokrągleniem jest nie większa niż 5% (gdy zapisywanymi cyframi są 1 i 0), podczas gdy samą niepewność znamy z dokładnością nie lepszą niż ok. 20%. Zatem w żadnym przypadku nie będzie straty informacji o niepewności pomiaru. Zaletą dydaktyczną zalecenia jest jego jednoznaczność.

Spośród dwu sposobów skrótowego zapisu wartości mierzonej i niepewności zaczyna przeważać zasada, by zapis z użyciem symbolu  $\pm$  stosować do niepewności rozszerzonej i innych przedziałów o wysokim poziomie ufności, natomiast zapis z użyciem nawiasów – dla niepewności standardowej (tab. 1).

## 6. Znaczenie Międzynarodowej Normy

Przejawem powszechnej w świecie akceptacji Normy są zarówno oficjalne tłumaczenia *Przewodnika* na różne języki, jak również adaptacje do różnych gałęzi nauki i technologii [6]. Przykładem takiego dokumentu może być *Quantifying Uncertainty in Analytical Measurement* [4], 120-stronicowa instrukcja nt. oceny niepewności w analizie chemicznej. Dla obracającego miliardami dolarów rynku laboratoriów analitycznych (przemysł, medycyna, ochrona środowiska) nowe uregulowania mają wielkie znaczenie; niepewność jest miarą jakości – a zatem ceny – sprzedawanych przez nie usług. Praca *Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results* [5] powstała jako wewnętrzny dokument NIST, niemniej została rozpowszechniona w nakładzie 40 tys. egzemplarzy. Tenże najważniejszy w świecie instytut metrologiczny udostępnił w sieci poradnik *The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty* [3], którego sam tytuł uprzytomnia, że znajomość zasad oceny niepewności jest równie ważna jak jednostek SI i stałych przyrody. W Polsce zainteresowanie Normą wśród pracowników specjalistycznych laboratoriów wynika stąd, że jej wdrożenie może być warunkiem uzyskania akredytacji laboratorium przez ISO.



Tabela 1. Wybór najważniejszych elementów Międzynarodowej Normy Oceny Niepewności Pomiaru.

Wielkość	Symbol i sposób obliczania
Niepewność standardowa: ocena typu A	Statystyczną analizą serii pomiarów, w tym: $u(x)$ dla serii $n$ równoważnych pomiarów: $u^2(x) = \frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}$ , gdzie $\bar{x} = \frac{\sum x_i}{n}$ , $u(a)$ , $u(b)$ parametrów prostej regresji itp.
Niepewność standardowa: ocena typu B	Naukowy osąd eksperymentatora, $u(x) = \frac{\Delta x}{\sqrt{3}}$ (gdy znana jest niepewność maksymalna $\Delta x$ )
Niepewność złożona	$u_c(y) = \sqrt{\sum \left[ \frac{\partial y}{\partial x_i} u(x_i) \right]^2}$ (dla nieskorelowanych $x_i$ )
Współczynnik rozszerzenia	$k \geq 2$
Niepewność rozszerzona	$U(y) = k u_c(y)$
Zalecany zapis niepewności (przykład)	standardowa $g = 9,781 \text{ m/s}^2$ , $u(g) = 0,076 \text{ m/s}^2$ $g = 9,781(76) \text{ m/s}^2$ rozszerzona $g = 9,78 \text{ m/s}^2$ , $U(g) = 0,15 \text{ m/s}^2$ $g = (9,78 \pm 0,15) \text{ m/s}^2$ (zasada podawania 2 cyfr znaczących niepewności)

Trzeba zdawać sobie sprawę, że z zasady akty normalizacyjne mają wielkie znaczenie dla przemysłu i nauk stosowanych, natomiast ograniczone – w badaniach podstawowych. W fizyce jądrowej i cząstek elementarnych oraz wszędzie tam, gdzie dominuje efekt fizycznych fluktuacji obowiązywać musi spójny formalizm statystyczny. Z drugiej strony, w wielu eksperymentach naukowych nieokreśloność badanych obiektów czyni rachunek niepewności bezprzedmiotowym. Zasada wolności badań naukowych powoduje, że aktywni naukowo fizycy nie są skłonni do podporządkowania się takim czy innym normom<sup>5</sup>.

Ważną sprawą jest, na jakim poziomie edukacji – i jak – prowadzić nauczanie oceny niepewności pomiaru. Standard wymagań nowej matury z fizyki zakłada umiejętność „analizowania i szacowania niepewności pomiarów”. Ukonkretnienie tego postulatu w sylabusie nowej matury [13]

uświadamia, że szacowanie niepewności pomiarów ma się odbywać na podstawie modelu niepewności maksymalnej. Z tak anachronicznymi konsekwencjami, jak graficzna ocena niepewności parametrów prostej (rys. 1)! Biorąc pod uwagę realia, należy zrezygnować z nauczania w szkołach średnich jakiegokolwiek sformalizowanego rachunku niepewności pomiaru.

W praktyce nauczanie rachunku niepewności pomiaru rozpoczyna się na poziomie szkoły wyższej, najczęściej jako element opracowania ćwiczeń laboratoryjnych. Przegląd literatury polskojęzycznej wskazuje na rozbieżność metod i terminologii, a zakres materiału mierzony liczbą pojęć i wzorów ciągle się poszerza. I w tej gałęzi dydaktyki fizyki zachodzi to, co Zofia Gołąb-Meyer nazywa „zadławieniem nadmiarem materiału” [14]. Dominująca rola rachunku niepewności w treści sprawozdań powoduje brak czasu i chęci do

<sup>5</sup> Akty prawne wprowadzające obowiązek stosowania jednostek SI w Polsce stanowią, że w badaniach naukowych mogą być stosowane dowolne jednostki miar (Dz.U. Nr 55, poz. 248, dostępny na stronie [www.gum.gov.pl/gum/index.pl.html](http://www.gum.gov.pl/gum/index.pl.html)).

analizy innych aspektów wykonywanych doświadczeń.

Pojawienie się Międzynarodowej Normy może się przyczynić do poprawy przedstawionego wyżej stanu rzeczy. Po pierwsze, *Przewodnik* wprowadza jednolity system pojęć i sposobów postępowania, który w wersji minimalnej (tab. 1) może być przyswojony przez studenta łatwiej niż większość istniejących opisów rachunku niepewności. Zalecany sposób obliczania niepewności złożonej, razem z metodą konwersji niepewności maksymalnej na standardową, winien zakończyć przewlekłe spory (wśród nauczającej kadry) między zwolennikami metody różniczki zupełnej i statystycznego prawa przenoszenia niepewności.

Drugą zaletą Normy jest nowa motywacja nauki rachunku niepewności przez studentów, szczególnie ważna dla wydziałów niefizycznych. Rachunek niepewności może przestać być postrzegany jako uciążliwość, wprowadzona przez fizyków dla celów dydaktyki ćwiczeń laboratoryjnych. Jako przyjęty w świecie sposób analizy niepewności, jednolity dla różnych działów nauki i techniki, będzie uznany za umiejętność profesjonalną, potrzebną wszystkim wykonującym pomiary.

Jestem wdzięczny A. Lewickiemu (Uniwersytet Purdue), K. Różańskiemu (WFiTJ AGH) oraz B.N. Taylorowi (NIST) za informacje o dokumentach związanych z Normą i dyskusję treści artykułu.

## Literatura

- [1] *Guide to Expression of Uncertainty in Measurement*, ISO 1995, Switzerland. Tłumaczenie: *Wyrażanie niepewności pomiaru. Przewodnik* (Główny Urząd Miar, Warszawa 1999).
- [2] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* **51**, 92 (2000).
- [3] *The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty*, <http://physics.nist.gov/cuu>.
- [4] *Quantifying Uncertainty in Analytical Measurement*, EURACHEM/CITAC Guide, Second Edition (London 2000).
- [5] B.N. Taylor, C.E. Kuyatt, *Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results*, NIST Technical Note 1297 (1994).
- [6] Zwięźłą informację o współczesnej recepcji Normy zawiera rozdział „International and U.S. perspectives” w [3].
- [7] P.J. Mohr, B.N. Taylor, *Phys. Today*, August 2000, s. BG6.
- [8] Yi-Cheng Zhang, *Europhys. News*, March/April 1998, s. 51.
- [9] L. Saminadayar i in., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2526 (1997).
- [10] H. Szydłowski, *Pracownia fizyczna* (PWN, Warszawa 1999).
- [11] S. Brandt, *Analiza danych* (PWN, Warszawa 1998).
- [12] *Pracownia Fizyczna Wydziału Fizyki i Techniki Jądrowej AGH*, red. A. Zięba, skrypt nr 1529 (Wydawnictwa AGH, Kraków 1998).
- [13] *Informator syllabus. Matura z fizyki z astronomią 2002*, Materiały Centralnej Komisji Egzaminacyjnej (PTH „Technika”, Gliwice 2000).
- [14] Z. Gołąb-Meyer, *Postępy Fizyki* **51**, 85 (2000).

# Mechanika kwantowa wczoraj, dziś i jutro\*

Iwo Białynicki-Birula

Centrum Fizyki Teoretycznej PAN, Warszawa  
oraz Instytut Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Warszawski

---

## Quantum mechanics yesterday, today and tomorrow

*Abstract:* The centenary of Max Planck's discovery of the quantum of action has given the author an opportunity to share with the audience his views on the history of quantum theory and its future.

---

Bardzo mi miło widzieć tak liczne grono. Szczególnie cieszy mnie obecność młodzieży – widzę tam przyszłe Marie Skłodowskie-Curie i przyszłych Maksów Plancków.

Uroczystość dzisiejsza została przez organizatorów nazwana „Urodziny mechaniki kwantowej”, ale w tej materii otrzymaliśmy już protest. Protest ten wpłynął od wybitnego znawcy historii fizyki, prof. Andrzeja Kajetana Wróblewskiego, który poinformował nas, żeśmy tutaj nadużyli tej nazwy, ponieważ rok 1900 to narodziny teorii kwantów, natomiast narodziny mechaniki kwantowej miały miejsce później. Powiedzmy zatem po prostu, że celebруем dzisiaj narodziny stałej  $h$ .

A tym, który wprowadził stałą  $h$ , był uczonek niemiecki czworga imion, Max Karl Ernst Ludwig Planck. Pochodził on z bardzo szacownej profesorsko-pastorskiej rodziny i właściwie od najmłodszych lat było wiadomo, że zrobi na pewno jakąś karierę, jeżeli nie pastora, to uczonego. Był to uczonek powiedziałbym typowy dla tego okresu nauki niemieckiej – bardzo konserwatywny, niemiecki patriota w dobrym sensie tego słowa. Do-

konanie rewolucji przyszło mu z ogromnym bólem, ponieważ w ówczesnych czasach fizycy mieli trudności z wprowadzaniem hipotez, które nie były ich zdaniem bardzo jasno i precyzyjnie osadzone w całej istniejącej wiedzy. Teraz formułowanie takich hipotez przychodzi niektórym bardzo łatwo i czasami ta sama osoba jest autorem kilku sprzecznych ze sobą hipotez.

Na pierwszym zdjęciu (fot. 1) przedstawiony jest Planck znany nam z podręczników, ale chciałbym jeszcze pokazać – szczególnie ze względu na młodzież – jak wyglądał Planck w wieku 20 lat (fot. 2). Widać tutaj od razu, że był to poważny bardzo młody człowiek. Nawiasem mówiąc, wiekowo był on odpowiednikiem naszych młodych studentów, ale był to Planck na rok przed doktoratem, tak że w wieku 20 lat był to już zaawansowany i poważny uczonek. Doktorat uzyskał w wieku lat 21. A na trzecim zdjęciu (fot. 3) jest jeszcze jeden Planck – i to zdjęcie najbardziej lubię – nie tylko z tego powodu, że to jest Planck właśnie sto lat temu, kiedy odkrywał kwant – ale dlatego, że tu wygląda naprawdę bardzo symp-

---

\*Tekst wykładu wygłoszonego podczas spotkania pod nazwą „Setne urodziny mechaniki kwantowej”, zorganizowanego przez Centrum Fizyki Teoretycznej i Instytut Fizyki PAN oraz Szkołę Nauk Ścisłych w dniu 15 grudnia 2000 r. (patrz Kronika, *Postępy Fizyki*, z. 1/2001). Na podstawie nagrania magnetofonowego opracował Mirosław Łukaszewski.

tycznie i wszyscy się chyba z tym zgodzą, że tego Plancka można lubić.



Fot. 1. Max Planck (1910)



Fot. 3. Max Planck (1901)



Fot. 2. Max Planck (1878)

Przy okazji tej rocznicy chciałem nie tylko celebrować Plancka i jego stałą, ale także przypomnieć naszą polską rocznicę – 80 lat Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Gdyby to było tylko takie skojarzenie, to bym oczywiście o tym nie mówił, ale rocznica ta łączy się z osobą założyciela i pierwszego prezesa Towarzystwa. Był nim Władysław Natanson, profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego, jedyny polski fizyk, który poważnie włączył się do budowy tej nowej teorii i dokonał odkrycia, o którym później jeszcze wspomnę. Moje wprowadzenie do tego dzisiejszego posiedzenia chciałbym rozpocząć właśnie od cytatu pochodzącego od Władysława Natansona:

„Tworząc zrozumiały obraz otaczających nas zjawisk, albo przynajmniej utworzyć go pragnąc, musimy poznać i pojąć pewien fakt fundamentalny, jeden z elementarnych faktów w urządzeniu Natury: promieniowanie. Jeśli promieniowanie dostrzegamy w próżni, jego prawa są najprostsze”.

Władysław Natanson był nie tylko wybitnym fizykiem, ale był też wielkim humanistą. Napisał np. pracę naukową na temat islamu. Poza tym był świetnym mówcą. Gdy był profesorem w Krakowie, to na różne takie uroczystości, jak np. ta dzisiejsza, zapraszano prof. Natansona. Używano go zresztą nie tylko do imprez naukowych, ale i wielu

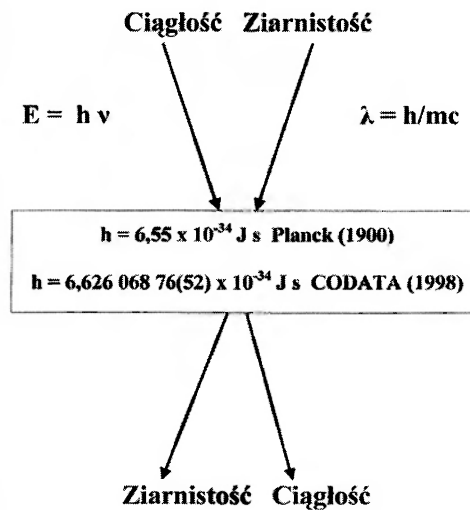


innych. Gdy prezydent Wojciechowski odwiedzał Uniwersytet Jagielloński, to kto przemówienie wygłaszał? Oczywiście – prof. Natanson. Kiedy marszałek Foch przyjechał z Francji i był gościem Uniwersytetu Jagiellońskiego, przemówienie wygłaszał Władysław Natanson. Pięknie mówił – oto znowu cytaty z Natansona, który wprowadza nas właśnie do kwantów:

„Gdybyśmy próbowali najogólniej wyrazić treść istotną zdobyczy, którą zostaliśmy wzbogaćeni przez teorię quantów [jak ładnie się wtedy pisało: quantów – IBB], musielibyśmy zapewne powiedzieć, że w fundamentalnych faktach promieniowania zauważyliśmy istnienie w Naturze pewnej nieciągłości”.

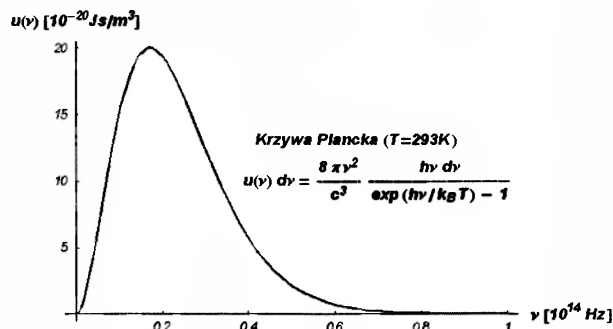
No i rzeczywiście, ta nieciągłość odpowiada właśnie terminowi „quantum”, który sugeruje, że mamy do czynienia z pewną ziarnistością, z pewnymi porcjami. Był to początek powiedziałbym całej filozofii, filozofii, która obecnie w fizyce nosi nazwę dualizmu korpuskularno-falowego. Ten dualizm właśnie się zaczął w 1900 r., kiedy Planck zauważył, że promieniowanie ma w istocie naturę ziarnistą, bo do tego sprowadziło się właśnie jego odkrycie. Otóż ten dualizm korpuskularno-falowy, jak okazało się później, działa nie tylko w jedną stronę, nie tylko od promieniowania w stronę kwantów, ale także i w drugą stronę – od cząstek, któreśmy uważali za ziarenka, do promieniowania, czyli do fal, które zostały później nazwane falami materii. Można więc powiedzieć, iż odkrycie Plancka stworzyło pomost między dwiema częściami fizyki, które funkcjonowały jako odrębne działy. To była fizyka ciągła i fizyka dyskretna (rys. 4). Stała Plancka jest właśnie tym przelicznikiem, który służy nam do przetwarzania wielkości, które mają swoje pochodzenie właśnie w tych ciągłych własnościach. Częstość promieniowania – to jest ta fala, ten sinus, który znamy wszyscy, który oczywiście jest uosobieniem czegoś ciągłego – i przerabiamy ten sinus, występujący tutaj w postaci częstości czy częstotliwości, na energię, na coś, cośmy kojarzyli z cząstkami materialnymi. I na odwrót – stała Plancka pozwala nam przerobić własność cząstki – masę, występującą tutaj w iloczynie razem z prędkością światła, a więc tworzącą wielkość o wymiarze pędu, na długość fali. Stała Plancka jest więc rzeczywiście tym pomostem. W związku z rys. 4 chciałem jeszcze zwrócić uwagę na to, jak świetnie to Planck

zrobił – otóż z porównania swojej teorii z ówczesnymi pomiarami przewidział, że ta stała będzie miała wartość  $6,55 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ , a obecnie najnowszą, pochodzącą sprzed dwóch lat wartość  $h$  różni się tylko o 1% od tamtej wartości. Oczywiście jest ona dużo lepiej znana, ale różnica jest stosunkowo niewielka.



Rys. 4. Stała Plancka jako łącznik między fizyką fal i cząstek, między fizyką zjawisk ciągłych i ziarnistych.

Planck dostrzegł tę stałą w doświadczalnej krzywej przedstawionej na rys. 5. Jest to sławna **krzywa Plancka**, która mówi nam, ile jest energii w promieniowaniu elektromagnetycznym zwanym promieniowaniem ciała czarnego, tzn. w promieniowaniu, które ma określoną temperaturę.



Rys. 5. Krzywa Plancka opisująca zależność gęstości energii promieniowania ciała doskonale czarnego od częstości promieniowania w temperaturze pokojowej ( $T = 293 \text{ K}$ ).

Krzywa ta daje nam zależność zawartości energetycznej od częstotliwości, która tutaj jest wyra-

żona w hercach, a właściwie to  $10^{14}$  Hz jest odpowiednią jednostką. Narysowałem tę krzywą dla temperatury pokojowej, takiej, jaka tutaj panuje. Widać, że gęstość promieniowania jest niesłychanie mała – w jednostkach, których wszyscy używamy w życiu codziennym, w  $\text{J}\cdot\text{s}/\text{m}^3$ , to jest zaledwie  $10^{-20}$ , ale później za chwilę pokażę, że jeżeli inaczej na to spojrzeć, to te liczby nie są znowu aż tak zatrważająco małe.

I w jaki sposób Planck dostrzegł, że jest tutaj nowa fizyka? Teraz to jest taki termin dosyć powszechny – jak ktoś odkryje nową cząstkę, to żeby uzyskać finansowanie dalszych badań, twierdzi, że odkrył nową fizykę. Tak było np. w przypadku cząstki zwanej  $J/\psi$ . W przypadku krzywej Plancka rzeczywiście była to nowa fizyka, która kryje się w tym, że ta krzywa jest bardzo ciekawa, bo się zakrzywia. Są takie krzywe w fizyce, które są bardzo nieciekawe, które się nie zakrzywiają. Otóż jeżeli się widzi taką banalną krzywą, która po prostu sobie gdzieś jedzie, to nie jest ona ciekawa. A dlaczego tak jest? Dlatego, że coś musi tej krzywej powiedzieć, w którym miejscu ma się ona zakrzywić. W fizyce, którą znał Planck, nie było możliwości powiedzenia, w którym miejscu krzywa musi zacząć opadać. I to, co odkrył Planck, to właśnie wynikało z uznania wagi tego faktu. Rozumował on w ten sposób, że promieniowanie ciała czarnego jest to własność uniwersalna, nie zależy od natury ciała, nie zależy od tego, czy to promieniowanie znajduje się w tej sali, czy jest to promieniowanie zawarte w jakimś rozgrzanym naczyniu. Uniwersalność tego promieniowania była potwierdzona przez istniejące doświadczenia. Skoro tak, to badana funkcja może zależeć tylko od uniwersalnych stałych. Taką uniwersalną stałą oczywiście jest prędkość światła  $c$ , uniwersalną stałą przyrody jest, jak wszyscy wiemy, również  $\pi$ , uniwersalną stałą jest także stała Boltzmanna  $k_B$ , która występowała we wszystkich uniwersalnych prawach termodynamicznych – w równaniu stanu gazów doskonałych itd. – ale stałe te nie potrafią nam wskazać na punkt, w którym nasza krzywa musi się zagiąć, bo z tych stałych nie można zbudować wielkości, która by miała wymiar częstotliwości, a ta krzywa zakrzywia się przy pewnej wartości tej częstotliwości. Do tego, żeby tę krzywą zakrzywić, potrzebna była dodatkowa wielkość fizyczna. I tę wielkość fizyczną Planck wprowadził w swoim

sławnym wzorze

$$u(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu d\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}.$$

Warto zauważyć, że stała Plancka pozwala nam nie tylko, jak powiedziałem poprzednio, przerażać częstotliwość na energię, ale także długość na temperaturę. Jeżeli podamy pewną temperaturę, to dzięki stałej Plancka możemy powiedzieć, jaka odpowiada temu długość. Ta długość to jest długość fali, dla której w danej temperaturze występuje największe natężenie promieniowania. Stała Plancka umożliwia nam zatem przetwarzanie wielkości temperaturowych, charakteryzujących dobrą, starą, tradycyjną termodynamikę, od której Planck był wielkim fachowcem, na wielkości związane z falami.

Chciałbym jeszcze zrobić tutaj uwagę (nieco techniczną), jak ogromną rolę stała Plancka odgrywa w analizie promieniowania ciała czarnego. Jeśli obliczymy nie energię przypadającą na dany przedział częstotliwości, ale całkowitą energię, która jest zmagazynowana w metrze sześciennym promieniowania, to dostaniemy wzór:

$$\mathcal{E} = 8\pi k_B T \left( \frac{k_B T}{hc} \right)^3 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx.$$

Otóż to, co jest zaskakujące i co jest bardzo ważne, to okoliczność, że stała Plancka  $h$  występuje w tym wzorze w mianowniku. Wszyscy wiemy, że jeżeli coś występuje w mianowniku, to nie można tego czegoś zaniedbać, bo jeżeli położymy stałą Plancka równą zero, to całe wyrażenie straci swój sens. Więc widać, że stała Plancka jest wielkością absolutnie kluczową dla analizy tego problemu, jest to stała, która występuje w bardzo delikatnym miejscu. Można sobie teraz obliczyć tę pełną energię i jak już poprzednio mówiłem, strasznie mało tego wychodzi, bo  $\mathcal{E} = 1,9 \cdot 10^{-8} \text{ J/m}^3$  w temperaturze pokojowej ( $T = 293 \text{ K}$ ), a w temperaturze Wszechświata, tzn. w tej temperaturze, którą ma promieniowanie przenikające Wszechświat, które tam jeszcze resztkowo pozostało po Wielkim Wybuchu ( $T = 2,7 \text{ K}$ ), dostajemy tylko  $\mathcal{E} = 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ J/m}^3$ .

Ale trochę lepiej wyglądają te liczby, kiedy zamiast liczyć to w jednostkach energii – policzymy, ile jest tam fotonów. Bo teraz już wiemy, po tym jak pojawiło się pojęcie fotonu, że cały ten

problem można również analizować w języku fotonów. Otóż jeśli wykonamy ten sam rachunek i obliczymy całkowitą liczbę fotonów w metrze sześciennym

$$\mathcal{N} = 8\pi \left( \frac{k_B T}{hc} \right)^3 \int_0^\infty \frac{x^2}{e^x - 1} dx,$$

to się okaże, że tych fotonów jest bardzo dużo. Tych fotonów jest w temperaturze pokojowej aż  $\mathcal{N} = 5,1 \cdot 10^{14}$  na metr sześcienny, a w temperaturze Wszechświata też jeszcze sporo, bo  $\mathcal{N} = 4 \cdot 10^8$  na metr sześcienny. Widać więc, że odkrycie Plancka pozwoliło nam inaczej spojrzeć na promieniowanie i zobaczyć, że w pewnym sensie tego promieniowania jest bardzo dużo. Jeśli będziemy liczyli te ziarenka promieniowania – fotony, to fotonów jest całkiem dużo. Z owym liczeniem fotonów wiąże się właśnie odkrycie Natansona, o którym wcześniej wspominałem. Pokazał on mianowicie, że na to, by otrzymać krzywą Plancka „metodą zliczania fotonów”, trzeba przyjąć, że fotony o tej samej energii są nierozróżnialne. Nie mają więc sensu pytania o to, który to jest foton, ale jedynie pytania: ile fotonów? Oparta na tych założeniach statystyka fotonów została później nazwana statystyką Bosego–Einsteina, a powinna właściwie nosić nazwę statystyki Natansona.

Mówi się często, i nawet w rocznicowej notatce w *Gazecie Wyborczej* napisano, że Planck nie doceniał swojego odkrycia, że się bronił i wzdurzał. Mnie się zdaje, że to jest nieprawda. Planck był rzeczywiście uczonym konserwatywnym, rzeczywiście nie rzucał słów na wiatr, ale z tego, co można przeczytać w jego pracach, wynika, że wiedział on doskonale o tym, że dokonał wielkiego odkrycia, i że nie miał co do tego żadnych wątpliwości. Jeden z dowodów na to jest następujący. W jednej ze swoich pierwszych prac, poprzedzającej jeszcze sławny dzień 14 grudnia, zauważył, że przy użyciu stałej  $h$  „można otrzymać jednostki długości, masy i czasu, które niezależnie od rodzaju ciała i substancji niezmiennie zachowują swoją wartość po wsze czasy i dla wszystkich kultur, także pozaziemskich”. Czy tak pisze człowiek, który uważa, że zrobił jakieś drobne, techniczne odkrycie? Moim zdaniem ten tekst świadczy o tym, że on doceniał wagę – na-

wet dla kultur pozaziemskich – swojego odkrycia. W ten sposób wprowadził wielkości, które teraz się nazywa długością Plancka, masą Plancka i czasem Plancka. Długość Plancka jest to wielkość w naszej skali zupełnie mikroskopijna – jeśli w ogóle słowo mikroskop tu jakoś pasuje – bo jest to  $10^{-35}$  m. Jest to wielkość o wymiarze długości, którą można było dzięki Planckowi zbudować, ponieważ z samej stałej grawitacyjnej  $G$  i z prędkości światła – jak już mówiłem poprzednio – żadnej wielkości o wymiarze długości nie można zbudować, ale jeśli doda się jeszcze stałą Plancka, to wyrażenie  $\sqrt{hG/c^3}$  ma wymiar długości. Nazwana została teraz oczywiście długością Plancka, a oto wykaz pokrewnych wielkości, które wzięłem także z pracy Plancka:

$$l_P = \sqrt{hG/c^3} = 4,05 \cdot 10^{-35} \text{ m},$$

$$m_P = \sqrt{hc/G} = 5,46 \cdot 10^{-8} \text{ kg},$$

$$t_P = \sqrt{hG/c^5} = 1,35 \cdot 10^{-43} \text{ s}.$$

Warto może w tym momencie przypomnieć, że niezmiernie mała wartość tej długości sprawia obecnie ogromną radość fizykom cząstek elementarnych, ponieważ jest to dla nich doskonale wytłumaczenie, dlaczego owa ogromna, rozbudowana, piękna teoria, różnie nazywana – teorią strun, teorią membran, M-teorią – dlaczego nie może być ona porównana z doświadczeniem. Ano dlatego, że obowiązuje wtedy dopiero, kiedy będziemy obserwowali zjawiska w skali  $10^{-35}$  m, a to na pewno w ciągu najbliższych lat nam nie grozi.

Jeszcze raz wróć do problemu, jak Planck oceniał swoje odkrycie i tym razem jest to cytat z jego przemówienia noblowskiego. Cytuję je na podstawie tłumaczenia na angielski, które ukazało się w Wielkiej Brytanii – Planck oczywiście wygłaszał przemówienie po niemiecku – dokonanego przez fizyka polskiego Ludwika Silbersteina<sup>1</sup>.

„Albo kwant działania był jedynie fikcyjną wielkością i z tego powodu całe wyprowadzenie było iluzoryczne i stanowiło jedynie żonglerkę wzorami [ale oczywiście jak ktoś tak zaczyna, to wiadomo, że za chwilę powie, że to nie było tak – IBB], albo u podstaw tej metody wprowadzenia praw promieniowania leży jakieś prawdziwe

<sup>1</sup> Ludwik Silberstein był – można chyba śmiało powiedzieć – pierwszym polskim fizykiem, który naprawdę dobrze i bardzo twórczo zrozumiał teorię względności i napisał piękną książkę z zakresu tej teorii, którą wydał w Anglii. Ten podręcznik moim zdaniem wyprzedzał epokę i dlatego nie spotkał się z takim przyjęciem, na jakie zasłużył.

fizyczne pojęcie. Jeśli miałyby miejsce ten drugi przypadek, kwant musiałby odgrywać fundamentalną rolę w fizyce, oznajmiając początek nowego stanu rzeczy. Jego przeznaczeniem jest być może całkowite przekształcenie naszych fizycznych pojęć, które od czasu wprowadzenia rachunku różniczkowego przez Leibniza i Newtona było oparte na założeniu ciągłości całego przyczynowego łańcucha zdarzeń. Doświadczenie zdecydowało o wyborze tej drugiej możliwości”.

Widać więc, że niewątpliwie Planck, przy całym swoim konserwatyźmie, przy całej swojej ostrożności, doskonale sobie zdawał sprawę z wagi swojego odkrycia. Ale jak powiedziałem, panowały wtedy w fizyce trochę inne reguły gry. Trudno się więc dziwić, że przemawiał on bardzo ostrożnie. Zresztą do końca życia był to człowiek – powiedziałbym – zamknięty w sobie. Opatrzność nie szczędziła mu różnych tragedii: dwie jego córki zmarły w wyniku komplikacji poporodowych, starszy syn zginął w wyniku ran, odniesionych w czasie I wojny światowej, młodszy syn natomiast został rozstrzelany po nieudanym zamachu na Hitlera.

Na tym bym chciał zamknąć mechanikę kwantową wczoraj, czy też teorię kwantów wczoraj, a teraz przejdźmy do teorii kwantów dzisiaj. Otóż jeżeli chcemy się dowiedzieć o teorii kwantów dzisiaj, to gdzie szukamy informacji? W Internecie. „Odpalamy” więc jakąkolwiek wyszukiwarke – np. Yahoo lub AltaVista – piszemy „quantum”, i co dostajemy? Oczywiście jako pierwsze dostajemy „quantum.com” – bardzo dobre dyski twarde – wszystkim polecam. Ale oczywiście tych pozycji jest tam mnóstwo. Następna, którą dostałem, to kwantowa wędka – „quantum tackle is a serious fishing gear” – poważne urządzenie rybackie. Ale oczywiście do tego chóru – że tak powiem – komercyjnego dołączają się też inni entuzjaści – następne jest „quantum heart”. Co to jest kwantowe serce, można małymi literkami przeczytać: „quantum heart – personal growth, spiritual and New Age products”. Tak więc New Age objął kwant, oczywiście bardzo mocno, i trzyma. Jest też cytat dnia na dzień 13 grudnia, na wigilię odkrycia kwantów: „Choose your friends carefully” – uważam, że bardzo dobry cytat. Chciałem jeszcze wspomnieć inną pozycję: „The quantum experience – great rays”. Mamy tu całą rozetkę, można sobie na różne miejsca myślać kli-

kać, i mamy np. „quantum healing” – leczenie kwantowe, „quantum paradigm”, „unified field of dreams” – bardzo różne ciekawe rzeczy na temat kwantów. Czemu o tym mówię? Nie tylko dla rozbawienia Państwa, ale także dlatego, żeby pokazać, że to słowo „quantum” weszło do potocznego języka, o czym świetnie wszyscy „ludzie Internetu” wiedzą i powykupowali oczywiście wszystkie domeny, które mają w nazwie „quantum” – także w Polsce: quantum.com.pl jest wykupione, bo to jest takie bardzo nośne hasło.

Powróćmy jednak do teorii kwantów. Jak wygląda stan teorii kwantów dzisiaj? Otóż – w odróżnieniu od niektórych innych teorii fizycznych – teoria kwantowa żyje. Żyje mocniej niż inne nie dlatego, że jakoś jest ważniejsza, ale właśnie dlatego, że pozostało tam jeszcze bardzo dużo do zrobienia. Z okazji stulecia, wybitny amerykański fizyk John Archibald Wheeler, jeden już z nielicznych tych, którzy jeszcze tworzyli teorię kwantów za czasów Bohra (Wheeler był współpracownikiem Bohra) tak ocenił obecny stan teorii kwantów:

„Co jest dziś największą tajemnicą w fizyce? Różni fizycy mają różne odpowiedzi. Moim kandydatem na największą tajemnicę jest stuletnie dziś pytanie: skąd ten kwant?”

Po angielsku brzmi to: „How come the quantum?” Ja się całkowicie zgadzam z Wheelerem, że jest to ciągle wielka zagadka i moim zdaniem tę zagadkę jeszcze podkreśla następujący paradoks, na który chciałbym zwrócić uwagę: teoria kwantów jest nie tylko największą tajemnicą, jak to słusznie Wheeler mówi, ale także źródłem największego paradoksu w całej fizyce współczesnej. Teoria, która jest podstawą wielu szczegółowych działów fizyki, a także chemii, całej nowoczesnej techniki, astrofizyki, a może i biologii, nie ujawniła nam dotąd swoich własnych podstaw. Prawdziwa treść teorii kwantów, mimo wysiłków najtęższych umysłów – i tu bym wymienił w porządku alfabetycznym Bohra, Diraca, Einsteina, Feynmana, Heisenberga, Pauliego i Schrödingera – pozostaje nadal najlepiej strzeżoną tajemnicą natury.

Na koniec chciałbym się trochę zabawić w futurystę. Uważam, że w ciągu najbliższych – no, powiedzmy sobie – nawet dziesięciu lat największe przełomowe odkrycie w fizyce nie będzie się wiązało z odkryciami w dziedzinie cząstek elemen-



tarnych, albowiem tam te odkrycia w tej chwili można uzyskiwać jedynie w złotym tempie, ze względu na ogromne środki, jakie są potrzebne, a których nie tylko Kongres Stanów Zjednoczonych, ale także parlamenty krajów europejskich nie chcą udzielać w takiej ilości, jak by to było potrzebne, ale uważam, że ten przełom nastąpi na terenie teorii kwantów. Mój pogląd w jakimś sensie popiera także Władysław Natanson słowami:

„Ufajmy jednak przyszłości. Niezrozumiałe dzisiaj zagadki jutro, uśmiechu pełne jutro zapewne wyjaśni. W panującej jeszcze ciemności pod dotknięciem ogromnej, choć nam samym jeszcze nieznannej idei, nieoczekiwany, rozgałęziony splot prawdy z nieobjętego pola rzeczywistości wyrasta” (mówilem, że on pięknie i kwieciste mówił i pisał!).

Żeby być jednak trochę bardziej konkretnym, chciałbym powiedzieć, gdzie widzę możliwość takiego przełomu i dlaczego uważam, że teoria kwantów ma jeszcze ogromną rolę do odegra-

nia. Otóż niektórzy, m.in. mój przyjaciel sir Roger Penrose, uważają, że nawet świadomość ludzka ma swoje wytłumaczenie w teorii kwantów. Akurat tego poglądu nie podzielam, ale uważam, że są jeszcze inne niezmiernie ważne zagadki, do których rozwiązania przyczyni się teoria kwantów.

Jedną z takich zagadek jest: „How come time?” – skąd bierze się czas. Wiemy, że współczesna wiedza nie umie w pełni odpowiedzieć na to pytanie. Są różne częściowe odpowiedzi, które wskazują na to, że wzrost entropii itd., itp. jest pewnym czynnikiem, który nam pozwala określać kierunek czasu, ale w dalszym ciągu pozostaje coś, co ja bym nazwał zagadką czasu, i jestem przekonany, że do rozstrzygnięcia zagadki czasu przyczyni się w pełni teoria kwantów i że to w tej dziedzinie należy szukać odpowiedzi na tę zagadkę. A wszystko to oczywiście bierze się stąd, o czym już powiedziałem, że teoria kwantów nie posiada w tej chwili ugruntowanych podstaw, a zatem jest tutaj sporo do zrobienia. Wszystkich Państwa do tej pracy zachęcam.

# O trajektoriach chaotycznych

Hieronim Lalek\*, Andrzej Bożek\*

Liceum Ogólnokształcące w Rymanowie

## On chaotic trajectories

**Abstract:** A computer program for simulations of deterministic chaos in a simple ballistic experiment is presented.

### 1. Wstęp

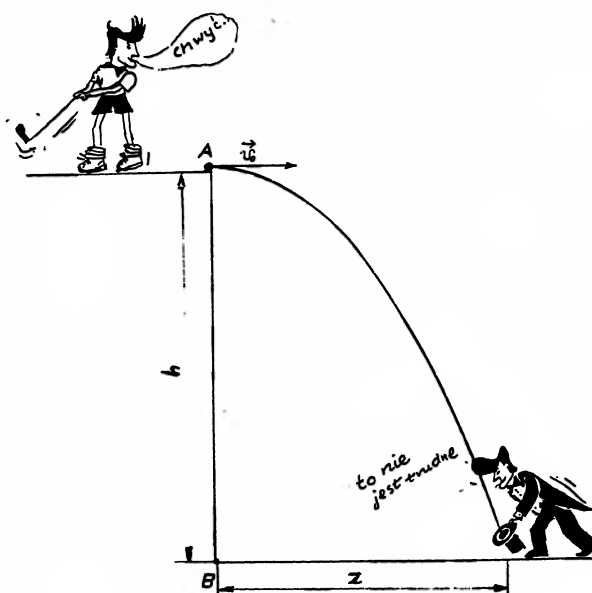
Do modnych zagadnień w fizyce współczesnej należy chaos. Tematyka ta wiąże się z fundamentalnymi problemami fizyki klasycznej i kwantowej, lecz jej znajomość przydaje się też w życiu codziennym. Chaos w potocznym rozumieniu oznacza zamieszanie, bezład. Bywa on właściwością procesów fizycznych, ekonomicznych, społecznych, medycznych itd. Z pobłażliwością należy przyjmować pewność siebie, z jaką prezenterzy radiowi i telewizyjni przedstawiają długoterminowe prognozy pogody. Można się nieraz przekonać, że ich trafność jest chaotyczna, co wynika z natury problemu. Ponieważ chaos może także być cechą prostych sytuacji, już w szkole średniej można przedstawić niektóre zagadnienia tej problematyki.

### 2. Model fizyczny

Rozważmy dwie sytuacje przedstawione na rys. 1 i 2. W obu przypadkach zadaniem człowieka znajdującego się na dole jest przewidzenie toru kulek, które wystrzeliwuje poziomo z prędkością  $v_0$  człowiek stojący u góry.

W pierwszym przypadku, przy zadanej prędkości  $v_0$  i określonej geometrii układu człowiek

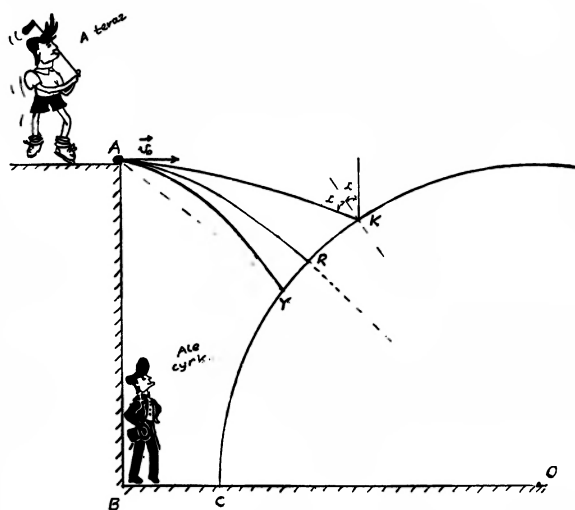
stojący u dołu nie ma większych problemów z wyłapaniem kulki. Czeka po prostu z kapeluszem w pobliżu miejsca, gdzie zasięg rzutu  $z = v_0 \sqrt{2h/g}$ , gdzie  $h$  jest różnicą wysokości, a  $g$  – przyspieszeniem ziemskim. Niewielkie różnice prędkości nie mają dużego wpływu na miejsce upadku kulki. W każdym razie ustawienie kapelusza może być skorygowane w trakcie lotu kulki.



Rys. 1.

\*Jeden z Autorów (H.L.) jest nauczycielem fizyki, a drugi (A.B.) tegorocznym absolwentem (i trzykrotnym finalistą Olimpiady Fizycznej) Liceum Ogólnokształcącego w Rymanowie (przyp. Red.).

W drugim przypadku sytuacja znacznie się komplikuje. Na walcowej ścianie o promieniu  $r = h$ , której oś dla uproszczenia rozważań niech będzie prostopadła do płaszczyzny lotu, wyróżniamy punkty C, Y, R i K. Zderzenia kulki ze ścianami traktujemy jako doskonale sprężyste, a jej masę uważamy za dużo mniejszą od masy ściany.



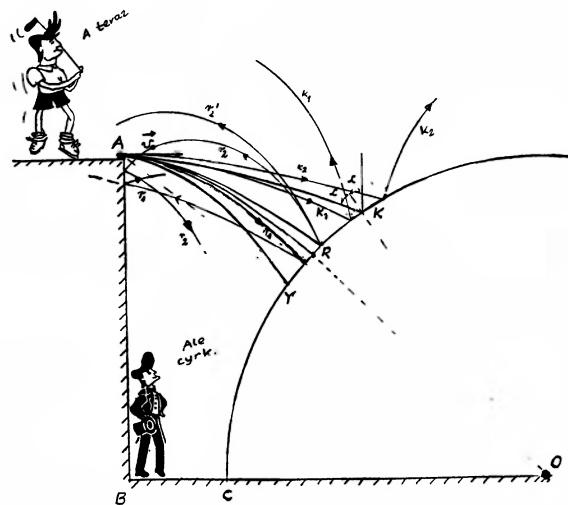
Rys. 2.

O osobliwych cechach wyróżnionych punktów decydują czynniki opisane dalej. Punkt C jest najniższym punktem ściany. Przez punkt Y przechodzi tor, którego pierwszy odcinek (między punktem wystrzelenia a punktem pierwszego odbicia) przy minimalnej prędkości  $v_0$  leży w całości nad prostą AO. Przez punkt R przechodzi trajektoria, która ma tę właściwość, że styczna do paraboli w tym punkcie pokrywa się z kierunkiem promienia OR. Dzięki temu kulka trafiająca w ten punkt po odbiciu wraca do miejsca wystrzelenia. Następnym wyróżnionym punktem jest K. Kulka trafiająca w ten punkt po odbiciu leci pionowo w górę. Podobnie jak dla kulki odbitej w punkcie R, jej ruch jest odwracalny, ale w bardziej skomplikowany sposób.

Teraz proponujemy Czytelnikom orientacyjne wyznaczenie trajektorii dla różnych wartości  $v_0$ . Wyróżnienie punktów ułatwia przeprowadzenie takiej dyskusji. Jeden z wyników przewidywań przedstawia rys. 3.

Oczywiście takie przewidywania, aczkolwiek bardzo pouczające, mogą wpuścić Czytelników w przysłowiowe maliny. Takie sytuacje wciąż nam

się zdarzały, co skłoniło nas do rozstrzygnięcia powstałych problemów za pomocą techniki komputerowej. Przyjęliśmy, że ponad wszelką wątpliwość mamy do czynienia z chaosem deterministycznym.



Rys. 3.

### 3. Wprowadzenie do metody numerycznej analizy problemu

Istota opisu matematycznego chaosu deterministycznego nie jest zagadnieniem szczególnie złożonym. W większości przypadków zachowanie układów chaotycznych podlega klasycznym prawom mechaniki czy termodynamiki, wyrażonym równaniami znanymi w fizyce od kilku stuleci. Problem w tym, że dla parametrów odpowiadających stanom chaotycznym równania te przyjmują postać bardzo trudną lub niemożliwą do analitycznej obróbki matematycznej. Chodzi tu przede wszystkim o nieliniowe równania różniczkowe, ale można to również odnieść do naszego zjawiska (wielokrotnych odbić punktu materialnego między prostą a okręgiem), gdzie zachodzi potrzeba rozwiązywania sporej liczby nieliniowych równań algebraicznych z dość dużą dokładnością, wyznaczoną rozdzielczością pomiarów parametrów układu, zależną od technicznych możliwości przyrządów. Dopiero bardzo precyzyjne obliczenia, przewyższające dokładnością rozdzielczość pomiarów, pozwalają udowodnić, że niewykrywalne zmiany parametrów początkowych, prowadzą do nieprzewidywalnych zmian w ewolucji układu – co jest istotą chaosu deterministycznego.

stycznego. Realizacja wspomnianych obliczeń wymaga przeprowadzenia ogromnej liczby elementarnych działań, co jest w zasadzie niemożliwe (zwłaszcza na większą skalę, dla różnych parametrów układu itp.) nawet dla człowieka dysponującego nieograniczonym zapasem papieru i długopisów oraz kilkudziesięcioma latami wolnego czasu. Dlatego też badania nad chaosem deterministycznym rozwinęły się dopiero stosunkowo niedawno, po pojawieniu się komputerów. Urządzenia te umożliwiają bardzo szybkie wykonywanie algorytmów numerycznych, złożonych z wielkiej liczby prostych działań arytmetycznych. W ten sposób można w krótkim czasie zebrać materiał badawczy, nieosiągalny dawniej innymi sposobami.

Powyższe argumenty wskazują, że symulacja komputerowa jest obecnie najlepszą metodą obrazowania zachowań chaotycznych. Z tego względu napisaliśmy program komputerowy symulujący zachowanie analizowanego układu. Wprowadza się do niego dane określające parametry geometryczne ścian odbijających kulkę (traktowaną jako punkt materialny) oraz składowe prędkości początkowej, przy czym składowa pozioma może być wybierana ze znaczną dokładnością. Jako dane wyjściowe otrzymujemy tor punktu materialnego, odpowiadający założonym parametrom. Program uwzględnia odpowiednie skalowanie odległości i normalną wartość przyspieszenia ziemskiego ( $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ ). Pliki elektroniczne (plik wykonywalny *Chaos.exe*, kod źródłowy i szczegółowa instrukcja obsługi zawarta w rozszerzonej wersji niniejszego artykułu) są udostępnione na stronie internetowej *Postępów Fizyki*: [www.fuw.edu.pl/~postepy/dodatki](http://www.fuw.edu.pl/~postepy/dodatki). Zachęcamy Czytelników do skorzystania z możliwości skopiowania (za pomocą ftp, np. bezpośrednio z przeglądarki WWW) wszystkich plików i przeprowadzenia eksperymentów numerycznych we własnym zakresie na domowym komputerze.

#### 4. Wnioski wynikające z symulacji

Symulacja komputerowa weryfikuje wysunięte wcześniej przypuszczenia teoretyczne i potwierdza większość z nich. Na przykład, przy użyciu programu bez trudu można znaleźć wartości  $v_0$ , dla których realizuje się postulowana odwracalność

całności ruchu, co odpowiada odbiciu od punktów umownie określonych jako R i K; co więcej, okazuje się, że mogą istnieć także inne tory o analogicznej właściwości (np. dla  $v_0 = 2,960\,000 \text{ m/s}$  lub  $v_0 = 3,680\,000 \text{ m/s}$ ). Ale nie to jest najważniejsze. Ograniczając liczbę rysowanych odcinków toru do dwóch lub trzech, możemy analizować przebieg ruchu w zakresie odpowiadającym uprzednim przewidywaniom, lecz już na podstawie konkretnych, dokładnych obliczeń, przy odpowiednim wymiarowaniu i dla „prawdziwego” pola grawitacyjnego. To jednak również nie jest źródłem żadnych nowych spostrzeżeń i niczego dodatkowego nie udowadnia. Sednem symulacji jest to, iż potrafi ona przewidzieć ruch w zakresie tysiąca odbić – człowiek nigdy nie dokonałby tego „na piechotę”. Dopiero ta możliwość pozwala na potwierdzenie chaotycznych właściwości ruchu, które w rozważaniach teoretycznych pozostawały postulatem. Program ukazuje chaos deterministyczny w rozważanym modelu poprzez dwie jego specyficzne cechy:

1. Zmiana wartości  $v_0$  o  $10^{-6} \text{ m/s}$  (co wydaje się rzędem wielkości niewykrywalnym i nie dającym się kontrolować) może powodować diametralne zmiany w przebiegu ruchu, które łatwo dostrzec poprzez obraz rysowanego toru; jest to istota chaosu, jego fundamentalna, charakterystyczna właściwość.

2. Zachowania chaotyczne ujawniają się tylko dla pewnych przedziałów parametrów. W naszym modelu są one wywołane wielokrotnymi odbiciami od zakrzywionej powierzchni, a wielokrotnym odbiciom sprzyja długie przebywanie w studni potencjału grawitacyjnego, dlatego najgęstsze skupisko stanów chaotycznych przypada w przybliżeniu dla  $v_0 < 1,5 \text{ m/s}$ . Z tej samej przyczyny dla  $v_0 > 5,0 \text{ m/s}$  zachowania chaotyczne są znacznie rzadsze i „słabsze” (cudzystłów bierze się stąd, że nie wprowadziliśmy formalnej miary chaosu), a dla  $v_0$  większego od ok.  $8,8 \text{ m/s}$  ruch jest prosty i całkowicie przewidywalny („zero chaosu”). Warto jeszcze wspomnieć, iż przebieg ruchu jest stabilny (nie chaotyczny) w otoczeniu wartości parametrów, dla których zachodzi jego odwracalność (chodzi tu np. o odbicie w punkcie R lub K). Wyjaśnienie tego faktu jest stosunkowo proste; niech pozostanie ono zadaniem dla Czytelnika.



## 5. Podsumowanie: walory dydaktyczne symulacji

Cały przedstawiony tok myślenia oraz program symulacyjny mogą stanowić bazę dydaktyczną dla krótkiego i przystępnego wprowadzenia pojęcia chaosu. Niech np. na początku zajęć nauczyciel rzuci (z rozmachem!) w klasie elastyczną piłeczką (np. kauczukową), a potem poleci powtórzyć ten eksperyment uczniom – jeżeli nauczyciel obawia się o cenne zasoby swojej pracowni, może ograniczyć się do doświadczenia myślowego. W każdym razie chodzi o to, aby uczniowie uświadomili sobie, że wyniki kolejnych rzutów są na ogół niepowtarzalne. Po takim wstępie należałoby zaprezentować im program komputerowy. Ma on wskazać uczniom, iż przebieg ruchu bywa niepowtarzalny i niemożliwy do jednoznacznego, dokładnego określenia także w przypadku wyidealizowanego, symulowanego komputerowo układu fizycznego. Na tej podstawie, bez dodatkowych ścisłych rozważań, uczniowie powinni sobie uświadomić, że niemożliwość przewidywania ewolucji dyna-

micznej niektórych układów nie wynika tylko z zakłóceń wprowadzanych przez warunki rzeczywiste, ale tkwi głębiej – jest integralną cechą samej sytuacji, samego układu fizycznego. Na końcu rozważań nauczyciel może wyjaśnić, że cechę tę określa się mianem chaosu deterministycznego. Jeżeli potem hasło „chaos deterministyczny” wywoła u ucznia refleksję typu „gdy rzucimy kulę, która lata szybko tu i tam, odbijając się wiele razy, to w niektórych sytuacjach przewidzenie jej toru na podstawie parametrów samego rzutu jest niemożliwe nie tylko z przyczyn praktycznych (technicznych), ale i teoretycznych”, to nauczyciel będzie mógł powiedzieć, że odniósł dydaktyczny sukces.

### Lektura uzupełniająca

- A. Fuliński, *Fizyka w Szkole*, z. 2/1994.
- I. Stewart, *Czy Bóg gra w kości* (Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1994).
- G.L. Baker, J.P. Gollub, *Wstęp do dynamiki układów chaotycznych* (Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1998).

# Projekt TESLA w DESY

Janusz A. Zakrzewski

*Institut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski*

---

### TESLA Project at DESY

*Abstract:* After a brief description of DESY, TESLA Project is introduced. Research and development carried out at the TESLA Test Facility (TTF) is described. The first operation at the TTF of the Free Electron Laser (FEL) at 109 nm is presented. FEL at TESLA will open up new research possibilities for natural sciences.

---

#### 1. Ośrodek DESY

Jednym z największych w Europie centrów badawczych w dziedzinie przyrodznawstwa jest Ośrodek Niemieckiego Synchrotronu Elektronowego DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) w Hamburgu. Założony w 1959 r. jako fundacja, ma za zadania rozwój techniczny, budowę i obsługę akceleratorów cząstek wielkich energii oraz wykorzystanie tych urządzeń do badań w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych i zastosowań promieniowania synchrotronowego.

W DESY prowadzi się badania w dwóch kierunkach. Pierwszy to badanie struktury protonu i poszukiwanie nowych cząstek przy użyciu jednego na świecie zderzacza ep, tzn. akceleratora kołowego przeciwbieżnych wiązek elektronów i protonów, zwanego HERA (Hadron Electron Ring Accelerator). Drugi, nie mniej ważny, to badanie struktur atomowych prowadzone w laboratorium HASYLAB (Hamburg Synchrotron Laboratory) przy użyciu promieniowania synchrotronowego wytwarzanego w elektronowych akceleratorach kołowych (DORIS, PETRA). Promieniowanie synchrotronowe znajduje tu zastosowanie w różnych dziedzinach nauk przyrodniczych, jak krystalografia, fizyka powierzchni, geofizyka, chemia, biologia molekularna, medycyna i inne.

Z urządzeń badawczych w DESY korzysta obecnie ok. 3400 użytkowników z 35 krajów. Przypomnijmy, że polskie ośrodki naukowe w Krakowie i Warszawie współpracują z DESY już ponad 20 lat. Fizycy, inżynierowie i technicy z tych ośrodków brali udział w budowie akceleratora HERA oraz detektorów H1 i ZEUS. Od czasu uruchomienia akceleratora w 1992 r. prowadzi się – z bardzo aktywnym udziałem fizyków polskich – badanie głęboko nieelastycznych zderzeń elektronów z pozytonami. Podstawę prawną współpracy stanowi umowa między rządami Polski i Niemiec z 1989 r.

#### 2. Projekt TESLA

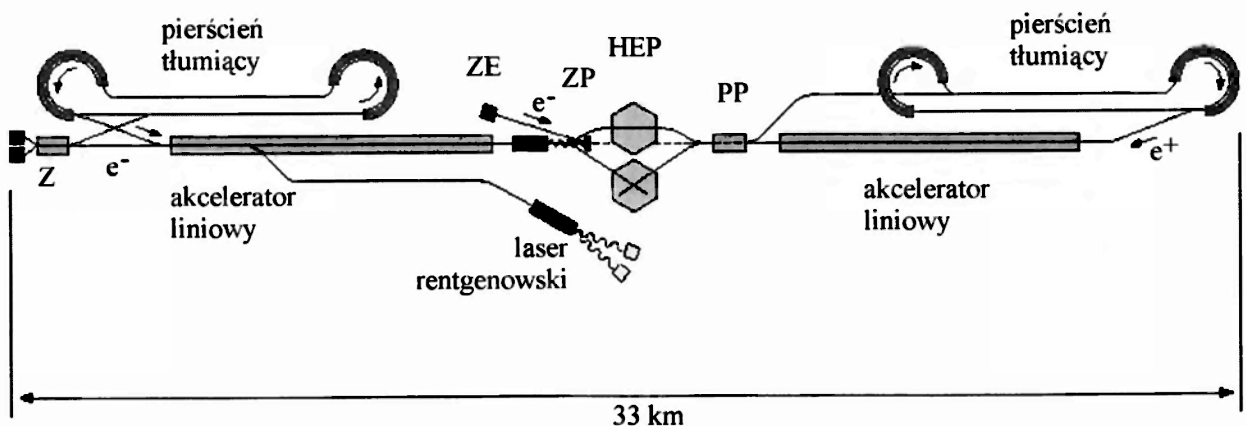
W roku 1991 rozpoczęto w DESY – z inicjatywy zmarłego tragicznie 26 lutego 1999 r. dyrektora DESY, Bjoerna Wiika – prace nad projektem budowy liniowego akceleratora przeciwbieżnych wiązek elektronów i pozytonów z wykorzystaniem nadprzewodzących elementów przyspieszających (niobowych wnęk rezonansowych). W porównaniu z innymi projektami zderzaczy liniowych o zwykłych wnękach projekt ten ma szereg zalet. Małe straty energii we wnękach nadprzewodzących powodują znaczne zwiększenie współczynnika wydajności ( $\eta$ ) zamiany mocy elektrycznej z sieci ( $P_{AC}$ ) na moc wiązek ( $2P_b$ ) elektronów,

powodujące zmniejszenie kosztów eksploatacji akceleratora. Znacznie większe wartości czynnika dobroci ( $Q$ ), definiowanego jako stosunek energii gromadzonej we wnętrzu do strat energii w jej ściankach, zezwalają na przyspieszanie większej liczby oddalonych od siebie paczek (bunches) elektronów przypadających na impuls mocy o stosunkowo niewielkiej częstotliwości radiowej  $f$ , dostarczanej do wnętrza. Pozwala to na szybkie poprawianie położenia paczek w wiązkiach (fast feedback), gwarantujące ich zderzenie w punkcie oddziaływania. Mniejsza częstotliwość jest korzystna, gdyż pola elektromagnetyczne działające na paczki elektronów indukowane przez nie podczas przejścia przez wnękę (wakefields) są wówczas znacznie słabsze (natężenie takich poprzecznych i podłużnych pól jest proporcjonalne odpowiednio do  $f^3$  i  $f^2$ ).

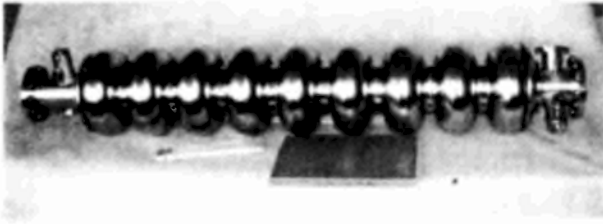
Wykorzystując powyższe założenia zderzacz o nazwie TESLA (Teraelectronvolt Energy Superconducting Linear Collider, rys. 1) ma przyspieszać każdą z przeciwbieżnych wiązek elektronów i pozytonów do energii  $E_b = 250$  GeV (tzn. do energii  $E_{CM} = 2E_b = 500$  GeV w układzie ich środka masy). Oprócz energii, drugim ważnym parametrem zderzacza jest jego świetlność  $L$ , którą można przedstawić w postaci  $L \propto (P_b/E_{CM})(\delta_E/\epsilon_{yN})^{1/2}H_D$ , gdzie  $\delta_E$ ,  $\epsilon_{yN}$  i  $H_D$  to odpowiednio: względne straty energii spowodowane przez wzajemne oddziaływanie na siebie wiązek (beamstrahlung), znormalizowana poprzeczna emitancja wiązki w punkcie oddziaływania oraz współczynnik wzmocnienia (równy

1,5–2). Przy wyprowadzeniu powyższego wzoru zrobiono założenie, że  $\sigma_x^* \gg \sigma_y^*$ , gdzie  $\sigma_x^*$  oraz  $\sigma_y^*$  są rozmiarami poprzecznymi wiązki w punkcie oddziaływania – jej szerokością i wysokością (płaska wiązka!) – zależnymi od emitancji  $\sigma_{x,y}^* \propto \sqrt{\epsilon_{x,yN}}$ . Widać, że dla osiągnięcia dużej wartości świetlności potrzebny jest duży współczynnik wydajności  $\eta$  (tzn. duża moc  $P_b$ ) oraz mała emitancja wiązki  $\epsilon_{yN}$  (a więc także jej wysokość  $\sigma_y^*$ ) w punkcie oddziaływania. Powyższe wymagania faworyzują zastosowanie niewielkiej częstotliwości radiowej  $f$  oraz wnęk nadprzewodzących o dużej wartości współczynnika dobroci  $Q$  (rys. 2). W projekcie TESLA przewiduje się  $f = 1,3$  GHz oraz  $Q = 5 \cdot 10^9$ . Wówczas dla  $P_b = 11,3$  MW,  $\delta_E \approx 3,2\%$  oraz przekroju przez punkt oddziaływania wiązek o rozmiarach poprzecznych  $\sigma_x^*/\sigma_y^* = 553$  nm/5 nm, wartość świetlności wynosi  $L \approx 3,4 \cdot 10^{34}$  cm<sup>-2</sup> · s<sup>-1</sup>. Dla porównania przypomnijmy, że świetlność największego na świecie zderzacza elektronów i pozytonów LEP (Large Electron Positron Collider) w CERN-ie wynosiła  $10^{32}$  cm<sup>-2</sup> · s<sup>-1</sup>.

Akcelerator TESLA ma być zainstalowany w tunelu o długości 33 km, ciągnącym się od DESY w Hamburgu do miejscowości Westerhorn w Szlezwiku-Holsztynie. Będzie on stanowić uzupełnienie budowanego obecnie w CERN-ie kołowego akceleratora LHC (Large Hadron Collider) zderzającego przeciwbieżne wiązki protonów przyspieszanych do energii 7 TeV (tzn. energia w układzie ich środka masy będzie wynosiła 14 TeV).



Rys. 1. Schematyczny rysunek urządzenia TESLA [1]; Z – źródła elektronów dla eksperymentów z fizyki wielkich energii i lasera rentgenowskiego, ZE, ZP – pomocnicze źródło pozytonów i elektronów, HEP – eksperymenty z dziedziny fizyki wielkich energii (zderzenia  $e^+e^-$ ), PP – wstępny akcelerator pozytonów.



Rys. 2. Nadprzewodząca wnęka rezonansowa o dziewięciu komórkach z niobu; wnęki takie (o długości 1,035 m) mają być wykorzystane w projekcie TESLA [1].

Realizacja projektu TESLA umożliwi nie tylko dalsze badanie własności cząstek elementarnych oraz ich oddziaływań fundamentalnych, lecz także budowę nowych, wyjątkowych źródeł o charakterze lasera na swobodnych elektronach FEL (Free Electron Laser), emitujących bardzo intensywne, krótkie impulsy spójnego promieniowania synchrotronowego w zakresie długości fal aż do twardego promieniowania X (0,1 nm). Źródła takie znajdują zastosowanie w fizyce, biologii, chemii, farmakologii, badaniach materiałowych i innych dziedzinach nauk przyrodniczych, otwierając przed uczonymi zupełnie nowe możliwości badawcze.

### 3. Urządzenie badawcze TTF

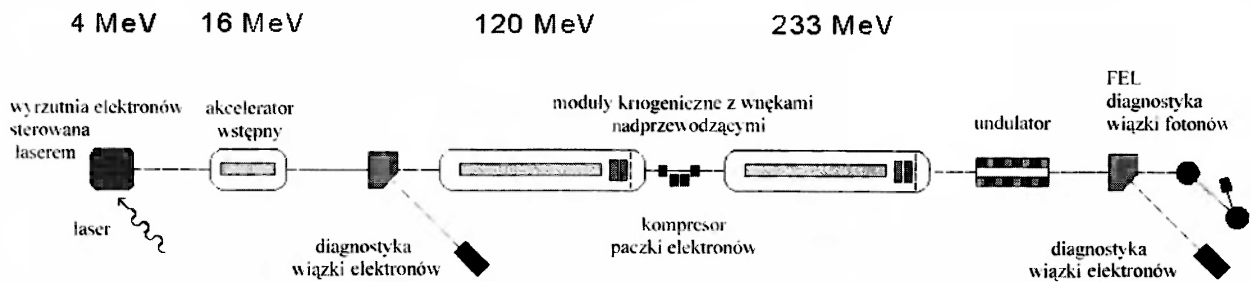
Do realizacji tego programu potrzebne są wiązki elektronów o szczególnych własnościach (zwięźle opisanych wyżej), jakich mogą dostarczyć tylko nadprzewodzące wnęki niobowe. Jednakże, kiedy powstawał projekt TESLA, uzyskiwane rutynowo gradienty pól przyspieszających w takich wnękach wynosiły tylko  $g \approx 5$  MV/m. Tymczasem oceniono, że na to, aby projekt był do przyjęcia z ekonomicznego punktu widzenia, powinny one być ok. pięciokrotnie większe ( $g = 25$  MV/m), a koszty na jednostkę długości akceleratora – ok. czterokrotnie mniejsze. Dla osiągnięcia tego celu Bjoern Wiik zainicjował w 1991 r. powstanie współpracy kilku instytucji naukowych z Niemiec i kilku krajów na świecie, stanowiących jądro przyszłej Współpracy TESLA, powołanej formalnie w 1994 r. i obejmującej obecnie 39 instytucji z 9 krajów. Od samego początku w inicjatywie tej uczestniczyły polskie instytucje naukowe: Polska Akademia Nauk ze swym Instytutem Fizyki oraz Centrum Badań Wysokociśnieniowych w Warszawie, Państwowa

Agencja Atomistyki z Instytutem Fizyki Jądrowej w Krakowie oraz Instytutem Problemów Jądrowych w Świerku, Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie oraz Uniwersytet Warszawski. Przedstawicielem polskim w Radzie Współpracy TESLA był od początku autor tego artykułu; obecnie do Rady należą również: prof. J. Niewodniczański (prezes PAA), prof. A. Eskreys (IF UJ), prof. D. Kisielewska (AGH) i prof. A. Legocki (Instytut Chemii Bioorganicznej PAN, Poznań). Podstawę prawną naszej współpracy w tej dziedzinie stanowią umowy zawarte w latach 1995 i 1998 przez prof. Bjoerna Wiika, dyrektora DESY od 1993 r., z prezesami PAN oraz PAA.

Współpraca TESLA podjęła w pierwszej kolejności prace badawczo-rozwojowe (R&D) nad technologią wnęk nadprzewodzących celem zbudowania w DESY próbnego akceleratora liniowego o długości 100 m wraz ze zintegrowanym z nim laserem na swobodnych elektronach. Stworzone w DESY urządzenie do tych prac, nazywane TTF (TESLA Test Facility, rys. 3), składa się m.in. z pomieszczeń o dużej czystości, pracowni do obróbki chemicznej, pieca do wygrzewania w temperaturze 1400°C, układu do płukania wodą pod wielkim ciśnieniem oraz systemu kriogenicznego do prowadzenia badań nad wnękami niobowymi w temperaturze 1,8 K zasilanymi ze źródła w.cz. 1,3 GHz. W pracowniach tych sprawdza się i ulepsza jakość produkowanych przemysłowo wnęk niobowych (o dziewięciu komórkach; długość całej wnęki wynosi 1,035 m) dla uzyskania w pierwszym etapie gradientu pola  $g = 15$  MV/m i dobroci  $Q = 3 \cdot 10^9$  do wykorzystania w próbnym akceleratorze TTF. Następny etap prac rozwojowych przewiduje osiągnięcie wartości założonych dla akceleratora TESLA (patrz wyżej).

Prace prowadzone w TTF doprowadziły do ogromnego postępu w przemysłowej produkcji niobowych wnęk rezonansowych, także przy użyciu nowych metod. W DESY osiąga się obecnie bez problemu gradienty znacznie przewyższające założone wartości  $g = 15$  MV/m i  $Q = 3 \cdot 10^9$ . W najlepszych wnękach uzyskuje się gradienty 30 MV/m, a po zastosowaniu wprowadzonej ostatnio metody elektrolitycznego czyszczenia wnęk (electropolishing) wartości jeszcze większe (dla wnęk o jednej komórce aż 40 MV/m!).





Rys. 3. Schemat próbnego urządzenia TTF (TESLA Test Facility) zbudowanego w DESY [2]. Akcelerator liniowy zawiera 2 moduły kriogeniczne, o długości 12,2 m każdy, wyposażone we wnęki nadprzewodzące. Całkowita długość TTF wynosi 100 m.

Dalszą redukcję kosztów można uzyskać m.in. przez zastosowanie rozważanej obecnie tzw. superstruktury (zaproponowanej przez J. Sekutowicza), w której zasila się mocą z jednej złączki (main power coupler) cztery wnęki o 7 komórkach położone bliżej względem siebie, zamiast – jak w dotychczasowej konfiguracji – 3 wnęki o 9 komórkach bardziej od siebie oddalone. Można w ten sposób znacznie zwiększyć tzw. czynnik wypełnienia (filling factor), będący stosunkiem aktywnej długości akceleratora do jego długości całkowitej, a tym samym zmniejszyć wymagany gradient z 25 MV/m do 23,4 MV/m dla akceleratora TESLA o energii 500 GeV.

Na zebraniu Rady Współpracy TESLA w lipcu 2000 r. szef projektu, dr D. Trines, stwierdził: „Technologia, opanowana obecnie w TTF, wystarcza do zbudowania zderzacza o energii 500 GeV. Wartości  $g = 25$  MV/m przy  $Q > 5 \cdot 10^9$  są w zasięgu ręki”. I dalej: „Osiągnięcie wyższej energii, oczekiwanej przez społeczność fizyków, wymaga wnęk o większych gradientach ( $g = 40$  MV/m), lepszego systemu prowadzenia wiązek i wzrostu czynnika wypełnienia”. Dla takich wnęk można uzyskać w akceleratorze TESLA bez zmiany jego długości energię 800 GeV w układzie środka masy elektronów i pozytonów.

Wszystkie szczegóły projektu TESLA zostały przedstawione w Raporcie Technicznym [1] podczas sympozjum w DESY, zorganizowanym w marcu 2001 r.

#### 4. Laser na swobodnych elektronach FEL

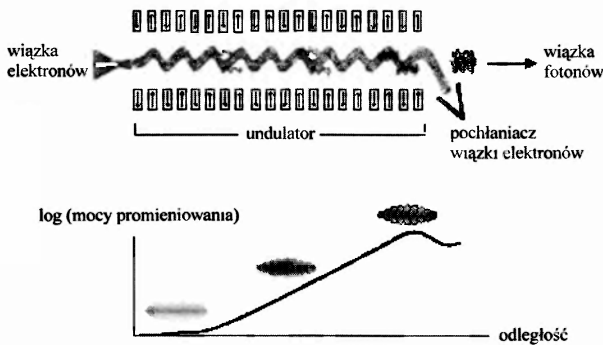
Do zbudowania prototypowego akceleratora liniowego TTF użyto wnęk o gradientach nie mniejszych niż  $g = 15$  MV/m. Podstawowym

elementem budowy tego akceleratora jest moduł kriogeniczny o długości 12,2 m, składający się z 8 wnęk o dziewięciu komórkach umieszczonych wraz z układem rozprowadzania helu we wspólnym kriostacie. Wnęki zasilane są prądem w.c.z. 1,3 GHz przez złączki. W pierwszej fazie projektu akcelerator TTF składa się z dwóch modułów kriogenicznych, mających dostarczać na wyjściu elektrony o energii  $E_b \approx 300$  MeV; w fazie drugiej zostanie on przedłużony o następne moduły dla osiągnięcia energii co najmniej 1 GeV.

W uruchomionym akceleratorze TTF źródłem elektronów jest fotokatoda  $Cs_2Te$ , umieszczona w zwykłej wnęcie rezonansowej (1,5 komórki) zasilanej prądem w.c.z. 1,3 GHz. Fotokatoda oświetlana jest impulsami promieniowania nadfioletowego, emitowanymi przez układ laserowy zsynchronizowany z zasilaczem w.c.z. Za nią znajduje się wnęka nadprzewodząca o dziewięciu komórkach, przyspieszająca elektrony do energii 16 MeV. Stwierdzono, że na wyjściu z tego układu znormalizowana emitancja wiązki wynosiła  $\epsilon_{yN} = (4 \pm 1)\pi$  mrad · mm dla paczki o ładunku  $q = 1$  nC i długości 0,25 mm; odstęp czasu pomiędzy kolejnymi paczkami wynosił 1  $\mu$ s. Energia  $E_b$  wiązki na wyjściu z drugiego modułu była równa  $(233 \pm 5)$  MeV.

Odpowiednio uformowaną wiązkę wprowadzono do undulatora – układu stałych magnesów o naprzemiennie skierowanych biegunach (rys. 4). Składa się on z trzech części, każda o długości 4,5 m, co daje długość efektywną 13,5 m. Okres przestrzenny undulatora wynosi  $\lambda_u = 27,3$  mm, a indukcja magnetyczna w maksimum  $B_u = 0,46$  T, co prowadzi do wartości parametru undulatora  $K = 1,17$ , gdzie  $K = e\lambda_u B_u / 2\pi m_e c$ ;  $e$  jest tu ładunkiem elementarnym, a  $m_e$  masą

spoczynkową elektronu. Znormalizowana emitancja wiązki na wejściu do undulatora wynosiła  $\epsilon_{yN} = (6 \pm 3)\pi \text{ mrad} \cdot \text{mm}$ . Zauważmy, że mała emitancja wiązki  $\epsilon_{yN}$  i duży ładunek  $q$  paczki są zasadnicze dla osiągnięcia akcji laserowej.



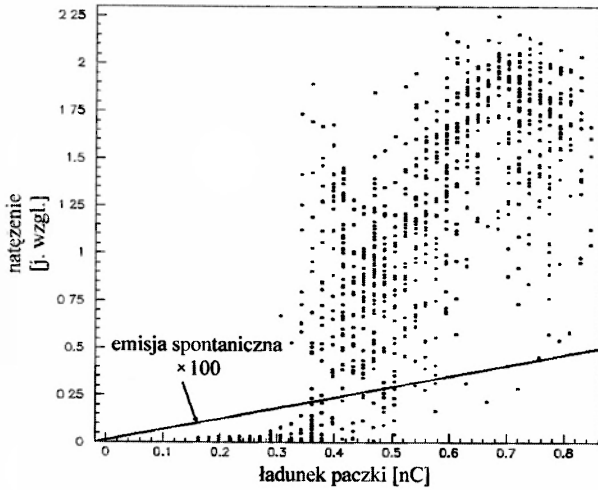
Rys. 4. Ilustracja procesu wzmacniania promieniowania w laserze na swobodnych elektronach [1].

Laser na swobodnych elektronach działa na zasadzie samowzmacniającej się emisji spontanicznej SASE (Self-Amplified Spontaneous Emission), oczekiwanej wówczas, gdy krótkie, intensywne paczki elektronów przechodzą przez długi undulator o wielkiej precyzji prowadzenia wiązki. Taka wiązka elektronów może wykładniczo wzmacniać pole spontanicznego promieniowania synchrotronowego emitowanego wzdłuż kierunku rozchodzenia się wiązki elektronów, jeśli długość fali fotonu  $\lambda_f$  spełnia warunek rezonansu określony przez energię wiązki oraz okres przestrzenny  $\lambda_u$  i parametr undulatora  $K$ :  $\lambda_f = (\lambda_u/2\gamma^2)(1 + K^2/2)$ , gdzie  $\gamma$  jest czynnikiem Lorentza dla elektronu. Z dobrym przybliżeniem  $\lambda_f \approx \lambda_u/2\gamma^2$ ; związek ten można otrzymać zakładając, że w czasie, gdy foton przebiega drogę  $\lambda_u$  elektron przesuwa się o długość fali  $\lambda_f$  (warunek rezonansu). Jak widać ze wzoru, długość fali  $\lambda_f$  można zmieniać w sposób płynny, zmieniając energię elektronów  $E_b$  (czynnik  $\gamma$ ). Stwarza to możliwość uzyskiwania bardzo małych długości fali  $\lambda_f$  przez zwiększanie energii wiązki elektronów.

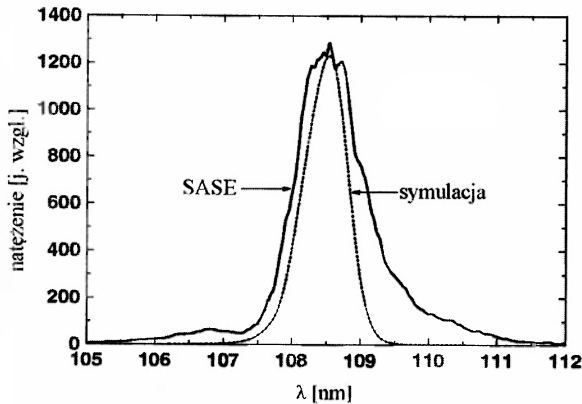
Aby proces SASE się rozwinął, undulator musi jednak być dostatecznie długi, tak by pole elektryczne fali elektromagnetycznej wypromieniowanej w pierwszej jego części mogło – biegnąc wzdłuż wiązki – oddziaływać dostatecznie długo na elektrony poddane równocześnie działaniu pola

magnetycznego undulatora. Innymi słowy, spontaniczne promieniowanie synchrotronowe z pierwszej części undulatora prowadzi do wzmocnienia w drugiej jego części (rys. 4). Wzmocnienie to następuje w wyniku wspólnego oddziaływania obu pól, powodującego podłużną modulację gęstości paczki elektronów o okresie przestrzennym równym  $\lambda_f$  (microbunching). W tak zmodulowanej paczce, elektrony skupione w obszarze o rozmiarach rzędu  $\lambda_f$  zaczynają emitować promieniowanie spójne, co powoduje, że jego natężenie staje się proporcjonalne do kwadratu liczby elektronów (a nie do tej liczby, jak w procesie bez wzmocnienia). W miarę przechodzenia fali przez undulator moc promieniowania wzrasta wykładniczo z odległością z wzdłuż undulatora:  $P(z) = AP_0 \exp(2z/L_g)$ , gdzie  $A$  i  $P_0$  są odpowiednio tzw. czynnikiem sprzężenia i mocą na wejściu, a  $L_g$  – długością wzmocnienia.

Zauważmy, że proces SASE działa na zasadzie pojedynczego przebiegu promieniowania i nie wymaga stosowania zwierciadeł koniecznych w zwykłych laserach; zwierciadła takie nie istnieją dla tak krótkich fal, jakie można osiągać w FEL. Akcję laserową przy użyciu wiązki elektronów z akceleratora TTF zaobserwowano po raz pierwszy 22 lutego 2000 r. [2]. Najbardziej uderzającym dowodem pojawienia się procesu SASE był znaczny wzrost natężenia promieniowania wzdłuż osi, gdy wiązka elektronów nakładała się na promieniowanie wzdłuż całego jej przebiegu przez undulator. Zaobserwowane natężenie promieniowania w oknie o rozmiarach  $\pm 200 \mu\text{m}$  wokół położenia wiązki było ponad 100 razy większe niż natężenie promieniowania spontanicznego. Zgodnie z oczekiwaniem, natężenie procesu SASE okazało się zależne od ładunku paczki  $q$  w sposób silnie nieliniowy (w odróżnieniu od emisji spontanicznej) – rys. 5. Długość fali promieniowania biegnącego wzdłuż wspomnianej wyżej osi wyznaczono jako  $\lambda_f = 108,5 \text{ nm}$  (rys. 6), co jest zgodne z podanymi wyżej wartościami energii  $E_b$  i parametru undulatora  $K$ . Ważną cechą promieniowania pochodzącego z procesu SASE jest koncentracja mocy promieniowania w stożku o znacznie mniejszym kącie rozwarcia niż dla procesu spontanicznego ( $1/\gamma$ ). Wyniki pomiarów potwierdzają to oczekiwanie (rys. 7). Stwierdzono też, że praktycznie cała długość undulatora przyczynia się do wzmocnienia.



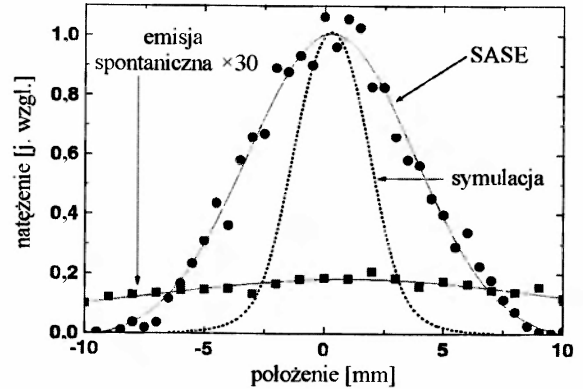
Rys. 5. Zależność natężenia promieniowania laserowego od ładunku paczki elektronowej [2]. Kropki oznaczają wyniki pomiarów.



Rys. 6. Porównanie widma promieniowania laserowego z przewidywaniem teoretycznym [2]. Ładunek paczki  $q = 1$  nC, kąt kolimacji  $\pm 0,2$  mrad.

Wzmocnienie lasera na swobodnych elektronach FEL można zdefiniować jako stosunek mocy na wyjściu  $P_w$  do mocy na wejściu  $P_0$ , czyli  $G = AP_w/P_0$ . Dla FEL, w którym proces SASE zaczyna się od szumu śrutowego (shot noise), oszacowano wartość  $P_0$  jako równą mocy promieniowania zewnętrznego lasera (seeding radiation) prowadzącego do takiej samej mocy na wyjściu  $P_w$  jak dla FEL. Przyjmując  $A \approx 0,1$  oszacowano, że  $G \approx 3000$ , tzn. że promieniowanie zostało wzmocnione 300-krotnie w stosunku do spontanicznej emisji z undulatora. Była to pierwsza na świecie obserwacja promieniowania o tak krótkiej fali (w nadfiolecie) wytworzonego przez laser na swobodnych elektronach. Dotychczasowe lasery dzia-

łające na zasadzie SASE osiągały długości fal nie mniejsze niż 200 nm. W ten sposób otwarto drogę do laserów FEL dostarczających promieniowanie w zakresie długości fal aż do twardego promieniowania X (0,1 nm).



Rys. 7. Zależność natężenia promieniowania laserowego od położenia detektora o średnicy okna 0,5 mm, ustalonego w odległości 12 m od końca undulatora [2].

Na zebraniu Współpracy TESLA w lipcu 2000 r. dyrektor DESY, prof. Albrecht Wagner, poinformował, że od czasu pierwszej obserwacji w lutym 2000 r. akcję laserową w TTF zaobserwowano w zakresie długości fal 80–180 nm. W następnej fazie projektu TTF, Współpraca TESLA ma zamiar przedłużyć akcelerator próbnny TTF do długości 300 m, tak by dostarczał on wiązkę elektronów o energii 1 GeV, oraz skonstruować źródła promieniowania typu FEL aż do długości fali 6 nm (miękkie promieniowanie X). Planuje się udostępnienie tego urządzenia do prac badawczych w 2003 r.

## 5. Przyszłość

Dyrekcja DESY proponuje, by budowę akceleratora TESLA o energii 500 GeV realizowano na zasadzie współpracy międzynarodowej w ramach Organizacji Projektu TESLA o charakterze spółki z o.o. na prawie niemieckim (GmbH). Przewiduje się, że instytuty naukowe z krajów uczestniczących w projekcie będą dostarczały myśl techniczną, wykonawców i materiały konstrukcyjne. Całością zarządzać będzie organ międzynarodowy; uczestnicy projektu będą reprezentowani na wszystkich szczeblach decyzyjnych. Proponuje się, by rządy zainteresowanych krajów podpisały

umowę wyrażającą zgodę na jego realizację i na finansowanie instytutów uczestniczących w projekcie. Instytuty same podejmą odpowiedzialność techniczną i finansową za te części urządzenia (określone w umowach), które będą przez nie budowane i obsługiwane. Mechanizm taki umożliwi włączenie przemysłów krajowych w realizację projektu. W roku 2002 niemieckie władze lokalne i partnerzy zagraniczni podejmą decyzje w sprawie budowy akceleratora TESLA. Wtedy też

powinna rozpocząć działalność Organizacja Projektu TESLA. Budowa akceleratora, która zajmie 6–7 lat, powinna się zacząć w 2003 r. po podjęciu ostatecznej decyzji w tej sprawie przez rząd niemiecki.

### Literatura

- [1] *Technical Design Report*, cz. I, DESY 2001-011.
- [2] J. Andruskow i in., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3825 (2000).



## VI Polska Konferencja Wzrostu Kryształów

W dniach 20–23 maja 2001 r. odbyła się w Poznaniu VI Polska Konferencja Wzrostu Kryształów PCCG-VI (VI Polish Conference on Crystal Growth), zorganizowana wspólnie przez Wydział Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej, Wydział Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu i Polskie Towarzystwo Wzrostu Kryształów im. Jana Czochralskiego (PTWK). Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. Maciej Oszałdowski z WFT PP, który wraz z prof. Keshrą Sangwalem z Wydziału Fizyki Technicznej i Zarządzania Politechniki Lubelskiej współprzewodniczył także Komitetowi Naukowemu konferencji. Jej wiceprzewodniczącym był prof. Bogusław Mróz z WF UAM, a sekretarzem – dr Dobrosława Kasprowicz z WFT PP. Konferencja, która odbyła się w pomieszczeniach Poznańskiego Ośrodka Sportu i Rekreacji (POSiR) nad Jeziorem Maltańskim, była sponsorowana przez Komitet Badań Naukowych, Fundację Heraeusów (za pośrednictwem Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego), Urząd Marszałkowski Województwa Kujawsko-Pomorskiego i Targi Poznańskie.

W Konferencji wzięło udział ok. 120 uczestników, w większości z Polski, a 35 gości zagranicznych przybyło z następujących krajów: Czech, Francji, Hiszpanii, Japonii, Niemiec, Republiki Południowej Afryki, Rosji, Ukrainy i Węgier. Zgłoszono łącznie 165 prac, z czego 18 przedstawiono jako referaty na zaproszenie lub plenarne na 9 sesjach, 13 zakwalifikowano jako 15-minutowe komunikaty ustne, a 82 jako komunikaty na sesję plakatową. Streszczenia wszystkich zgłoszonych prac wydrukowano w zbiorze przygotowanym przed Konferencją (*Abstract Book*), a jej szczegółowy program zamieszczono na stronie internetowej: [www.put.poznan.pl/events/pccg/index.html](http://www.put.poznan.pl/events/pccg/index.html).

Konferencja rozpoczęła się w niedzielne popołudnie 20 maja powitalnym adresem prof. Sangwala, prezesa PTWK w kadencji 1998–2001 i jednego z głównych animatorów powstania Towarzystwa, który przedstawił jego genezę oraz historię poprzednich konferencji tego cyklu (por. sprawozdanie z PCCG-V w 1998 r. w Nałęczowie, pióra dr Doroty Pawlak, *Postępy Fizyki* 49, zes. 6, s. 344 (1998)). Po przywitaniu uczestników także przez dziekana WFT PP, prof. Danutę Bauman, i prof. Mroza, dziekana WF UAM, inauguracyjny wykład im. prof. Czochralskiego na temat monokrystalicznych przewodników superjonowych, w których nośnikami ładunku elektrycznego są szybkie protony, wygłosił w bardzo jasny sposób (a przy tym nieskazitelną angielszczyzną) prof. Bożena Hilczer z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu. Następnie prof. Ichiro Sunagawa z Instytutu im. Yamana-

shiego w Kofu (Japonia) na podstawie historii ostatniego półwiecza w tej dziedzinie przedstawił swoją wizję rozwoju metod wzrostu kryształów w złożonych układach, jakie będą musiały być wytwarzane dla potrzeb mikroelektroniki XXI w. Trzeci wykład, o związkach wzrostu kryształów z przemianami fazowymi, wygłosił prof. Manfred Mühlberg z Instytutu Krystalografii Uniwersytetu w Kolonii (Niemcy), a kolejny (o roli fazy gazowej we wzroście niektórych tlenków jedno- i wieloskładnikowych metodą Czochralskiego) – prof. Anna Pajączkowska z Instytutu Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie. Wreszcie, jako pierwszego podczas ostatniej sesji tego dnia, wysłuchaliśmy wykładu prezesa Międzynarodowej Organizacji Wzrostu Kryształów IOCG, prof. Tatau Nishinagi z Uniwersytetu w Meijo (Japonia), na temat epitaksji mikrokanalikowej (ang. Microchannel Epitaxy, MCE) i jej zastosowania w metodzie epitaksji z wiązek molekularnych (MBE) do otrzymywania warstw nie zawierających dyslokacji w układach o dużym niedopasowaniu stałych sieci, np. strukturach SOI (półprzewodnik na izolatorze). Drugi ciekawy wykład w tej sesji (o własnych wszechstronnych badaniach roztworów stałych perowskitów galu) wygłosił doc. Marek Berkowski z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie.

Poniedziałek 21 maja rozpoczął się od dwóch wykładów poświęconych wysokorozdzielczej dyfraktometrii rentgenowskiej. Pierwszy, na temat rozpraszania dyfuzyjnego promieniowania rentgenowskiego i jego zastosowania do identyfikacji defektów, wygłosił jeden z autorów niniejszego sprawozdania (J.G.). Drugi, przedstawiony przez prof. Rolfa Köhlera z Uniwersytetu Humboldta w Berlinie, dotyczył badań samoorganizujących się kropek kwantowych SiGe na Si. Na kolejnej sesji przedobiedniej dr Noriaki Kubota z Uniwersytetu Iwate w Moriocie (Japonia) zreferował swe badania nad wpływem domieszek na kinetykę wzrostu kryształów, a doc. Michał Leszczyński z Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN w Warszawie dokonał przeglądu zastosowań homoepitaksji azotków pierwiastków grupy III w optoelektronice. Azotku galu dotyczyły także następne dwa komunikaty, przedstawione przez dr Halinę Sakowską (ITME) i drugiego spośród autorów sprawozdania (S.K.).

W poniedziałkowe popołudnie odbyła się ożywiona i intensywna sesja plakatowa, po niej Walne Zebranie PTWK (dla jego członków), a po kolacji – zebrania poszczególnych Sekcji. Zgodnie ze Statutem PTWK, nastąpiła zmiana władz Towarzystwa. Funkcję prezesa PTWK po prof. Sangwala objęła prof. Pajączkowska, natomiast prezesem elektem (który obejmie funkcję prezesa w 2004 r.) został wybrany jeden z autorów niniejszego sprawozdania (S.K.). Sekretarzem PTWK został wybrany doc. Berkowski. Przewodniczącymi Sekcji zostali: prof. Marek Kozielski z WFT PP (Sekcja Kryszta-

łów Objętościowych; prof. Sangwal został jego zastępcą) oraz prof. Oszałdowski (Sekcja Mikrostruktur Krystalicznych; zastępca – doc. Zbigniew Żytkiewicz z IF PAN). Decyzja o dalszej działalności Sekcji Ciekłych Kryształów będzie podjęta przez członków Sekcji w terminie późniejszym. Przewodniczącym Komisji Rewizyjnej został prof. Wojciech Sadowski z Wydziału Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Gdańskiej.

Trzeci dzień PCCG-VI, wtorek 22 maja, rozpoczęła się wykładem prof. Dietricha Zahna z Politechniki w Chemnitz (Niemcy) na temat krystalizacji między warstwami półprzewodników organicznych a nieorganicznymi podłożami, a następnie prof. Bauman w atrakcyjny sposób przedstawiła wyniki spektroskopowych badań uporządkowania orientacyjnego w termotropowych i liotropowych ciekłych kryształach. Na kolejnej sesji przedobiedniej prof. Kiyoshi Shimamura z Uniwersytetu Tohoku w Sendai (Japonia) wygłosił wykład na temat krystalizacji fluorków metodą Czochralskiego, kryształów stosowanych w optyce UV i IR, a dr Bogdan Szymański z IFM PAN przedstawił wyniki swych badań struktury i właściwości magnetycznych supersieci metalicznych wykazujących gigantyczny opór magnetyczny. Warto może jeszcze odnotować, że wzrostowi wielowarstw (Ti/Co) poświęcony był także komunikat dra L. Smardza z IFM PAN, a doc. Żytkiewicz przedstawił wyniki rentgenowskich badań układów wytwarzanych metodą ELO (Epitaxial Lateral Overgrowth – metoda wzrostu warstw epitaksjalnych, stanowiąca też etap wspomnianej technologii MCE).

Na popołudniową sesję wtorkową PCCG-VI przewieziono nas dwoma autokarami do Kcyni na ziemi pałuckiej, miejsca urodzenia Jana Czochralskiego. Z władzami samorządowymi tego miasta i dyrekcją miejscowej szkoły podstawowej, noszącej jako jedyna placówka w Polsce (a zapewne i na świecie) imię wybitnego ziomka, zarząd PTWK, a zwłaszcza prof. Pajączkowska, utrzymuje żywy kontakt już od kilku lat (por. A. Pajączkowska, *Postępy Fizyki* 51, zes. 3, s. 146 (2000)). Po uroczystym i serdecznym przywitaniu u progu szkoły przez jej dyrektora, mgra Michała Poczobutta, oraz burmistrza Kcyni, mgra inż. Tomasza Szczepaniaka i jego zastępcę, zwiedziliśmy izbę z pamiątkami poświęconymi prof. Czochralskiemu i małą wystawę w holu, a następnie udaliśmy się na cmentarz, by na jego grobie złożyć róże wręczone nam jeszcze w szkole przez uczniów. Po zwiedzeniu kcyńskiego Sanktuarium Krzyża Świętego zostaliśmy przewiezieni do pobliskiego Grocholina, gdzie w miejscowym pałacyku czekały na nas rozkosze zarówno dla ducha jak i ciała. Do tych pierwszych zaliczyć trzeba przede wszystkim ciekawy wykład specjalny prof. Raymonda Kerna, byłego długoletniego prezesa IOCG, poświęcony jego osobistej interpretacji rozwoju metod wzrostu kryształów w ostatnich 75 latach. Wykład ten, wygłoszony z francuską swadą w pięknej sali na I piętrze pałacyku, przy akompaniamencie dochodzącego przez otwarte okna śpiewu ptaków,

z pewnością zostanie w pamięci wszystkich słuchaczy. Zapamiętamy także przygrywający do tańców (trwających do pierwszej nad ranem) i śpiewający zespół muzyki ludowej „Pałuki”. Natomiast rozkosze dla ciała (a konkretnie podniebienia) zapewniły stoły zastawione obficie bardzo smacznym jadłem.

Ostatniego dnia Konferencji, we środę 23 maja, odbyły się dwie sesje przedpołudniowe. Na pierwszej z nich dr Michał Boćkowski (CBW PAN) zreferował wyniki najnowszych prac, wykonanych w swym macierzystym ośrodku, na temat wzrostu oraz domieszkowania kryształów azotku galu i glinu w warunkach wysokiego ciśnienia. Drugi wykład dotyczył także materiałów półprzewodnikowych stosowanych w mikroelektronice: dr Marek Tłaczała z Politechniki Wrocławskiej przedstawił uprawianą przez siebie technologię wykonywania nanostruktur metodą MOVPE (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy, epitaksji z fazy gazowej metali i związków organicznych). Na drugiej sesji prof. Krzysztof Czupryński z Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie zaprezentował wyniki analizy termograficznej ciekłych kryształów. Sesję i całą konferencję zakończyło podsumowujące wystąpienie prof. Oszałdowskiego.

Sądzymy, że koniakowe kryteria VSOP (validity, significance, originality and presentation clarity, czyli wartość i waga merytoryczna oraz oryginalność prac i jasność ich przedstawienia), o których półzartobliwie wspomina prof. Oszałdowski we wstępie do *Abstract Book*, zostały spełnione przez ogromną większość prac przedstawionych na PCCG-VI. Organizatorom należą się wielkie brawa za ułożenie ciekawego programu konferencji i jego znakomitą realizację. Sesja wyjazdowa w Kcyni była (jak wynika choćby z powyższego opisu) gwoździem tego programu, ale szczęśliwy był także pomysł zorganizowania konferencji nad Jeziorem Maltańskim; dzięki temu – choć odbywała się w dużym mieście – miała specyficzną, odprężoną atmosferę.

Obecnie trwa przygotowywanie specjalnego zeszytu renomowanego czasopisma *Crystal Research and Technology*, w którym zostanie umieszczona część prac przedstawionych na PCCG-VI. Jego redaktorem (Guest Editor) jest prof. Sangwal.

Następna konferencja z serii PCCG powinna się odbyć w 2004 r. Być może przedtem zostanie zorganizowane wspólne sympozjum PTWK i Niemieckiego Towarzystwa Wzrostu Kryształów (inicjatywę taką wysuwali niemieccy koledzy uczestniczący w PCCG-VI); powstał także projekt rozszerzenia formuły tych konferencji.

*Jerzy Gronkowski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa

*Stanisław Krukowski*

Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN  
Warszawa

## Teoria pól kwantowych Nowoczesne zastosowania

Steven Weinberg: *Teoria pól kwantowych, t. 2. Nowoczesne zastosowania*, z jęz. angielskiego tłumaczył Lech Szymanowski, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1999, s. 524.

Książka powyższa jest tłumaczeniem drugiej części wydanej w jęz. angielskim w latach 1995, 1996 oraz 2000 trylogii Stevena Weinberga pod wspólnym tytułem *Teoria pól kwantowych*. Tłumaczenie tomu 1 (recenzja w *Postęпах Fizyki*, zeszyt 5/1999) obejmującego podstawy teorii pól kwantowych ukazało się na polskim rynku na początku 1999 r. Tom 3 dotyczący supersymetrii właśnie się ukazał.

Trzytomowe dzieło Weinberga jest w chwili obecnej jednym z najlepszych na świecie opracowań teorii pól kwantowych i stanowi niemalże pełną monografię tej niezwykle obszernej dziedziny fizyki teoretycznej. Każdy z trzech tomów stanowi sam w sobie pewną całość. Drugi tom dotyczy nowoczesnych zastosowań teorii pól kwantowych, które doprowadziły do powstania teorii elektroślabych i silnych oddziaływań cząstek elementarnych, zwanej Modelem Standardowym (MS). Autor w istotny sposób przyczynił się do powstania tej teorii, za co w 1979 r. otrzymał Nagrodę Nobla (razem z S. Glashowem i A. Salamem). Wszędzie, a w szczególności w tomie drugim, widać obecne przekonanie Autora (jak i większości badaczy tej problematyki), iż renormalizowalne kwantowe teorie pola, takie jak elektrodynamika i MS, są jedynie „efektywnymi teoriami pola”. Oznacza to, że uważa się je za niskoenergetyczne przybliżenia bardziej fundamentalnej teorii, której jeszcze nie znamy. Ta nowa teoria może, ale nie musi być teorią pola – może być np. teorią strun. Każda efektywna teoria zawiera nieskończoną liczbę nierormalizowalnych oddziaływań. Oczekujemy jednak, że przy dostatecznie niskich energiach takie dodatkowe oddziaływania są silnie tłumione przez potęgę dużej masy, a to powoduje szczególnie status teorii renormalizowalnych.

Trzy pierwsze rozdziały tomu 2 (15–17) wprowadzają teorię pola z cechowaniem nieabelowym. Niezmienniczość względem cechowania (której potrzebę Autor uzasadnia trudnościami pojawiającymi się przy konstruowaniu relatywistycznie niezmienniczej kwantowej teorii bezmasowych cząstek ze spinem – patrz rozdz. 8.1, tom 1) staje się punktem wyjścia wszelkich dalszych analiz. Kwantowanie przeprowadzone jest przy użyciu całek po trajektoriach. Cząstki- duchy wprowadzone są metodą Faddiejewa–Popowa. Pełny lagranżjan ma wtedy symetrię BRST (Becchiego–Roueta–Story–Tiutina), którą w rozdz. 16 Autor wykorzystuje do pokazania renormalizowalności teorii nieabelowych. Podanych jest dużo od-

nośników do literatury. Dziwić może jedynie brak prac 't Hoofta z 1971 r., który jako pierwszy udowodnił renormalizowalność teorii nieabelowych na podstawie tożsamości Sławnowa–Taylora.

W rozdziale 18 przystępnie przedstawiona jest grupa renormalizacji i jej zastosowanie zarówno w chromodynamice kwantowej, jak i w opisie zjawisk krytycznych w fizyce materii skondensowanej. Dużo miejsca Autor poświęca problemom spontanicznego naruszenia symetrii globalnych (rozdz. 19) i lokalnych (rozdz. 21). Bardzo poglądowo opisuje sytuacje, w których symetria globalna może być naruszona spontanicznie (układy nieskończenie duże, w których stan podstawowy może być zdegenerowany), i przedstawia wiele przykładów takiego naruszenia symetrii. Następnie w rozdz. 21 pokazuje, jak spontaniczne naruszenie symetrii lokalnej eliminuje powstające bezmasowe cząstki Goldstone'a. Na skutek niezmienniczości cechowania stopnie swobody związane z tymi cząstkami przejawiają się jako stany o zerowej skrętności cząstek wektorowych, które w wyniku tego uzyskują masę. Przedstawione są dwa bardzo ważne przykłady naruszenia symetrii lokalnej, a mianowicie teoria oddziaływań elektroślabych, której Autor jest współtwórcą, oraz nadprzewodnictwo.

Niektóre interesujące zastosowania metod grupy renormalizacji oraz naruszonych symetrii związane są z rozwinięciem iloczynu operatorów. W rozdziale 20 Autor przedstawia samo rozwinięcie iloczynu na sumę operatorów wraz z przykładami (reguły sum dla funkcji spektralnych oraz funkcje struktury w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym).

Innym ważnym aspektem kwantowych teorii pól jest możliwość pojawiania się anomalii (rozdz. 22). Oznacza to, że w wyższych rzędach rachunku zaburzeń funkcje Greena teorii nie spełniają relacji Sławnowa–Taylora wynikających z przyjętej początkowo symetrii cechowania. Czasami anomalie te są pomocne (np. zgodnie z doświadczeniem zwiększają prawdopodobieństwo rozpadu  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ), ale w większości przypadków są szkodliwe i należy je usunąć. Warunek znikania anomalii w Modelu Standardowym wyznacza wartości słabego hiperładunku, dla których otrzymujemy obserwowane ładunki elektryczne kwarków i leptonów. Ostatni rozdział poświęcony jest omówieniu rozciągniętych konfiguracji pól. Obiekty takie mogą pojawiać się jako nowe składniki stanów fizycznych, np. skyrmiony, monopole czy też wiry, albo też jako nieperturbacyjne poprawki kwantowe do całek po trajektoriach (instantony).

To krótkie omówienie treści recenzowanej książki wskazuje na bardzo obszerny zakres zagadnień w niej poruszonych. Wiele z nich Weinberg albo po raz pierwszy rozwiązał, albo wniósł znaczący wkład w ich obecny kształt. Autor starał się poświęcić wiele miejsca interpretacji fizycznej omawianych problemów. Robi to w bardzo



poglądowy sposób, który trudno znaleźć w innych opracowaniach naukowych. Poruszamy się bowiem wśród zagadnień, które znajdują się na granicy naszego dzisiejszego rozumienia kwantowej teorii pola. Nie jest łatwo znaleźć w literaturze światowej książkę tak głęboko poruszającą przedstawione problemy. Na ogół Autor przytacza szczegóły obliczeń, ale zdarzają się też duże przeskoki myślowe.

W języku polskim jest to pierwsze opracowanie naukowe na ten temat. Z tego powodu przetłumaczenie i wydanie trylogii Weinberga było bardzo celowe. Lektura książki będzie z pewnością wielkim przeżyciem dla osób, które już poznały podstawy kwantowej teorii pola, a więc doktorantów i osób pracujących w dziedzinie fizyki cząstek, fizyki jądrowej i pewnych zagadnień fizyki fazy skondensowanej. Wybrane części materiału mogą, moim zdaniem, z powodzeniem posłużyć jako semestralny wykład dla doktorantów. Wtedy bardzo pożyteczne będą zadania podane na końcu każdego rozdziału oraz dobrze zrobiony (wraz z komentarzami) spis literatury. Uważam, że książka ta będzie trudna dla studentów, przynajmniej przy pierwszym z nią zetknięciu. Na rynku wydawniczym (niestety nie polskojęzycznym) można znaleźć wiele innych książek bardziej elementarnych i mniej ogólnych (np. *An Introduction to Quantum Field Theory* M.E. Peskina i D. Schroedera (1995), *Quantum Field Theory* F. Mandela i G. Shawa (1984) albo *Gauge Theories in Particle Physics* I.R. Aitchisona i A.J.G. Heya (1982)).

Książka jest wydana bardzo starannie. Wygodny jest przyjęty sposób numeracji stron. Tekst i wzory są bardzo czytelne. Porównując szatę graficzną wydania angielskiego i polskiego, osobiście wolę wydanie polskie. Korekta jest zrobiona starannie. Mam natomiast niewielkie uwagi krytyczne do tłumaczenia. Czasami tekst polski czyta się dość ciężko. W paru wypadkach nie szukałbym polskiego odpowiednika. Na przykład:

— wprowadzony w tomie 1 i używany w tomie 2 termin „rozkład gronowy” proponowałbym zamienić na „rozkład klasterowy” (słowo „klaster” jest już znane w języku polskim);

— zamiast wprowadzonego w tomie słowa „pływający(a)” (parametr obciążenia, skala, masa, stała sprzężenia) powszechnie przyjęło się używać „biegnący(a)”;

— „custodial symmetry” została przetłumaczona jako „symetria strażnicza” (s. 364). Lepiej byłoby użyć zwrotu „symetria opiekuńcza”.

Książka wyjaśniająca najnowsze koncepcje teorii pól kwantowych jest na polskim rynku bardzo potrzebna. Tym bardziej, że jest to dzieło wspaniałego fizyka, który sam wniósł wkład w rozwój teorii. Należy pogratulować Wydawnictwu i osobom, które przyczyniły się do wydania książki Weinberga, a także podziękować Tłumaczowi, iż podjął się tego niezmiernie trudnego zadania. Pozycja ta powinna znaleźć się w bibliotece wszystkich fizyków, doktorantów i ambitnych studentów, nie tylko zajmujących się kwantową teorią pola.

Marek Zrałek  
Instytut Fizyki UŚI  
Katowice

## Podstawy fizyki powierzchni półprzewodników

Anna Szaynok, Stanisław Kuźmiński: *Podstawy fizyki powierzchni półprzewodników*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 2000, s. 404.

Od wielu lat fizyka półprzewodników jest podstawą rozwoju elektroniki ciała stałego. Dynamiczny rozwój nowych technologii w znacznej mierze związany jest z poznaniem zjawisk fizycznych zachodzących w obszarach przypowierzchniowych ciał stałych. Ciągły postęp miniaturyzacji i wzrostu niezawodności elementów elektronicznych jest końcowym efektem badań zjawisk powierzchniowych i przypowierzchniowych. Dlatego m.in. omawiana książka jest cenną pozycją na polskim rynku wydawniczym. Ma ona charakter podręcznika powstałego na podstawie wykładów i prac naukowych prowadzonych na Politechnice Wrocławskiej. Na podkreślenie zasługuje doświadczone ujęcie przedstawianych zagadnień. Autorzy powiązali rozważania teoretyczne (rozdz. 3–8) i wypływające z nich wnioski z wielkościami możliwymi do wyznaczenia różnymi metodami pomiarowymi. Jest to duża zaleta tego podręcznika, która pozwala na wyrobienie u czytelnika właściwego zrozumienia związków między mierzonymi i teoretycznymi wielkościami fizycznymi. Na polskim rynku brakowało podręcznika o podobnym charakterze i treści. Oczywiście jest, że podręcznikowy styl książki uniemożliwia bardzo szczegółowe przedstawienie omawianych zagadnień, ale trafnie dobrane źródła literaturowe umożliwiają czytelnikowi szybkie dotarcie do podstawowych pozycji, zawierających pełniejsze rozwinięcie szczegółowych zagadnień.

W trzech pierwszych rozdziałach Autorzy zwięźle opisali idealną, a także rzeczywistą powierzchnię ciał stałych z uwzględnieniem procesów adsorpcji. Następny rozdział zawiera teorię stanów powierzchniowych w ujęciu Tamma i Shockleya wraz z obliczeniami wartości energii stanów powierzchniowych. Piąty i szósty rozdział zawiera ilościowe omówienie zjawisk związanych z istnieniem powierzchniowej bariery potencjału. Opis procesów równowagowych i kwazirównowagowych w półprzewodnikach przedstawiony w rozdziale siódmym zawiera dość obszernie omówienie rekombinacji powierzchniowej. Rozdział ósmy to obszerny opis powierzchniowych efektów fotoelektronowych. Oba ostatnie rozdziały to najpełniej przedstawiony materiał podręcznika. Orientowanie kryształów, przygotowanie próbek do badań oraz doświadczalne metody badania powierzchni ciał stałych opisano w rozdz. 9–11. Rozdział traktujący o orientowaniu kryształów zawiera dane niezbędne przy omawianiu techniki pomiarowej LEED i stąd też wynika jego ograniczona treść. Podobna uwaga dotyczy także rozdziału jedenastego, w którym przedstawiono wybrane metody badania powierzchni ciał stałych, zwłaszcza oparte na pomiarach efektów bombardowania powierzchni elektronami i fotonami.



Podręcznik wydany jest starannie; dobra czytelność wzorów matematycznych oraz duża liczba wykresów i rysunków dobrze ilustruje omawiane zagadnienia. Autorzy posługują się zwięzłym, prostym językiem, z wyraźną dbałością o poprawną terminologię. Może warto byłoby w następnym wydaniu uzupełnić podręcznik o ważniejsze oznaczenia literowe i dane fizyczne najczęściej spotykanych materiałów półprzewodnikowych.

Jerzy Czerbniak  
Zakład Fizyki Powierzchni UŁ  
Łódź

## Wprowadzenie do kosmologii współczesnej

Andrew Liddle: *Wprowadzenie do kosmologii współczesnej*, z jęz. angielskiego tłumaczyli Ewa L. Łokas i Bogumił Bieniok, Wyd. Prószyński i S-ka, Warszawa 2000, seria „Nauki przyrodnicze”, s. 133, cena 28 zł.

Po tej książce widać, jak bardzo zmienił się w ciągu ostatnich 10 lat proces wydawniczy dzieł naukowych w Polsce: Autor podpisał przedmowę do angielskiego oryginału we wrześniu 1998 r., a już w 2000 r. otrzymaliśmy polski przekład. Tylko się cieszyć i oby było tak dalej. Z założenia książka jest elementarnym wstępem do kosmologii przeznaczonym dla studentów młodszych lat fizyki i kierunków pokrewnych, zakładającym znajomość podstaw fizyki współczesnej (np. prawa Plancka dla promieniowania ciała doskonale czarnego) oraz rachunku różniczkowego i całkowitego w zakresie ograniczonym do minimum. Chodzi o to, by kosmologia nie była zwieńczeniem zaawansowanych działów fizyki i astrofizyki, lecz by – przeciwnie – jej podstawy były dostępne na najwcześniejszych etapach zdobywania wiedzy.

Zgodnie z tą koncepcją Autor unika jak może odwoływanie się do ogólnej teorii względności i wykładu kosmologię – która ze swej istoty jest teorią relatywistyczną – w formie kosmologii newtonowskiej, która musi opierać się niektórymi pojęciami czysto relatywistycznymi, takimi jak rozszerzanie się czasoprzestrzeni, a jednocześnie ich dynamikę opisuje za pomocą mechaniki i grawitacji Newtona. Sformułowanie to, ulubione zwłaszcza przez astronomów, jest elementarne w porównaniu z opisem jawnie relatywistycznym. Ceną, jak łatwo się domyślić, jest niespójność; czytelnik czuje, że czegoś nie ze swej winy nie rozumie.

Podręcznik jest nowoczesny: Autor podaje nie tylko odkrycia i nowinki naukowe aż po rok 1998, lecz przede wszystkim ustawia proporcje wykładu pod kątem tego, co kosmologowie pod koniec lat dziewięćdziesiątych XX w. uważali za najciekawsze. Czytelnik niezorientowany, a takim niewątpliwie jest odbiorca kursu wprowadzającego, lubi nowalijki i lubi słuchać o tym, „nad czym teraz uczeni pracują”, ale oznacza to naruszenie proporcji między wiedzą ustaloną (a taka, bądź co bądź, już w kosmologii

istnieje) a hipotezami i spekulacjami, które za parę lat mogą przepaść z kretesem. Zwłaszcza w kosmologii, gdzie w ostatnich dziesięcioleciach dokonano kilku spektakularnych odkryć obserwacyjnych, które po pewnym czasie rozplynęły się niemal w nicłość, lepiej być ostrożnym i nie popadać w zbyt ni entuzjazm przy pisaniu podręcznika. Elementarne wprowadzenie do zaawansowanego tematu wymusza w wielu miejscach pobieżność, skrótowość i przeskoki myślowe. Tym bardziej więc kwestie, które nawet na poziomie elementarnym można omówić głębiej, zasługują na takie potraktowanie.

Autor zaczyna od bardzo powierzchownej historii kosmologii i jej założeń pojęciowych. Paradoks ciemnego nieba wcale nie pochodzi od Olbersa (ok. 1826 r.), który go tylko rozpropagował; był on znany już Keplerowi i Newtonowi. Co gorsza, Autor sugeruje, że jedyną zasadą, na jakiej opiera się kosmologia, jest Zasada Kopernikańska. W rzeczywistości, by laboratoryjną, czyli lokalną fizykę i obserwacje astronomiczne wykonane z Ziemi móc w sensowny sposób zastosować do całego Wszechświata, trzeba przyjąć cały szereg założeń mających charakter metodologiczny i epistemologiczny, których nie da się prosto i bezpośrednio potwierdzić; Zasada Kopernikańska (zwana często i myląc w literaturze anglosaskiej po prostu zasadą kosmologiczną) jest jedną z wielu potrzebnych i możliwych zasad kosmologicznych. Dalej następuje przegląd głównych zagadnień kosmologii: podstawowe dane obserwacyjne, dynamika trzech modeli Friedmanna i geometria odpowiadających im zakrzywionych czasoprzestrzeni (to jest nieusuwalny element kosmologii relatywistycznej, który trzeba „włożyć rękami” do kosmologii newtonowskiej), aktualne wartości parametrów kosmologicznych (tempo rozszerzania się przestrzeni, średnia gęstość materii i problem stałej kosmologicznej), ocena wieku Wszechświata, zagadka ciemnej materii, promieniowanie reliktowe, termiczna historia wczesnego Wszechświata oraz pierwotna nukleosynteza, na koniec wszechświat inflacyjny oraz powstawanie galaktyk i ich gromad („formowanie struktur”). Należy przyznać, że poza dwoma przypadkami, o których poniżej, wykład jest prosty, jasny i daje czytelnikowi podstawowe informacje o danej kwestii. Autor utrzymuje jednolity poziom wykładu i przy zagadnieniach bardziej zaawansowanych (np. nukleosynteza, powstawanie struktur) ogranicza się do czysto jakościowego opisu, rezygnując z wglębiania się w fizyczne mechanizmy zjawisk. To zaleta. Podobnie przy omawianiu koncepcji inflacji ograniczył się do podania poprawnej definicji tego efektu (to nie jest mało – w wielu bardziej zaawansowanych tekstach definicji tej nie ma lub jest nieściśła) i wyjaśnienia, dlaczego jest ona dla kosmologii ważna, pominął natomiast omówienie inflacji „starej” i „nowej”, które, mimo że już od dawna nieaktualne, wciąż zajmują czołowe miejsce w większości opracowań na ten temat. W tym sensie, pomijając nieuniknione wady samej koncepcji wykładu, o których mówiłem powyżej, książka jest dobra i można ją polecić do samodzielnego studiowania lub jako podstawę wykładu dla studentów.

Z punktu widzenia dydaktyki wykład jest zbyt „modny”. Inflacji, czyli koncepcji teoretycznej, o której można uczciwie powiedzieć tylko tyle, że jej konsekwencje nie są sprzeczne z obserwacjami, poświęca więcej miejsca niż nukleosyntezie i termicznej historii wczesnego Wszechświata. Zwłaszcza to ostatnie zagadnienie zostało potraktowane nader pobieżnie. Czytelnika, który pragnie poznać tę fascynującą historię, muszę odesłać do znakomitej książeczki Weinberga *Pierwsze trzy minuty*, która nadal pozostaje niedościgłym wzorem w tej dziedzinie. W rozdziale o nukleosyntezie razi brak wyjaśnienia (jakościowego), dlaczego pierwotna synteza zatrzymała się na helu – należało podać najważniejszą informację o nieistnieniu trwałych jąder o liczbach masowych 5 i 8.

Zaczynając czytać rozdz. 7 o wieku Wszechświata, zorientowałem się, że Autor pominął istotną informację – co to jest wiek Wszechświata i dlaczego możemy mu sensownie przypisać jakiś wiek. Po prostu, pisząc o dynamice modeli Friedmanna nie podał, że implikują one istnienie pierwotnej osobliwości, od której zaczynamy rachubę czasu. We właściwym do tego miejscu znajdujemy tylko diagram Friedmanna (bez komentarza), na którym widać, że we wszystkich modelach rozszerzanie się zaczyna się od tej samej wartości czynnika skali (na wykresie nie jest zaznaczone, że jest to zero!); ponadto Autor używa – bez wyjaśnienia – nazwy „Wielki Wybuch”. W rezultacie ten skądinąd bardzo dobry rozdział jest niejako zawieszony w próżni i niezrozumiały. Potem okazuje się, że pierwotnej osobliwości Autor poświęcił cały rozdział (3 strony), lecz na samym końcu książki. Czyżby tak bardzo obawiał się pokazywania czytelnikowi konsekwencji teorii Einsteina?

Od tych słabości dydaktycznych przejdźmy do zarzutów merytorycznych. Jak mówiłem, kosmologia newtonowska jest elementarna i daje takie same przewidywania, jak poprawna teoria relatywistyczna, za cenę niespójności. Wyprowadzając za jej pomocą równanie Friedmanna dla kosmicznego czynnika skali, trzeba trochę „pooszukiwać”. Można to robić pod warunkiem, że się fałszuje jak najmniej i wyraźnie się powie czytelnikowi, na czym fałszerstwo polega. Autorowi się to nie udało. Wewnętrznie spójna kosmologia czysto newtonowska nie istnieje, bowiem równanie Poissona dla potencjału grawitacyjnego nie ma fizycznie sensownych statycznych rozwiązań w przypadku (mniej lub więcej) jednorodnego rozmieszczenia materii w nieskończonej przestrzeni; rozwiązania istnieją tylko dla „wyspowego” rozkładu materii oraz dla gęstości szybko zanikającej z odległością. Właśnie dlatego nie powstała kosmologia w ramach fizyki czysto newtonowskiej; trudność tę pokonała dopiero ogólna teoria względności. Zatem równanie Friedmanna wyprowadza się „po newtonowsku” następująco: bierzemy jednorodną kulę materii i częśćkę na jej powierzchni, w prawie zachowania całkowitej energii dla tej częśćki zastępujemy (bezzasadnie) jej prędkość wzorem dla prawa Hubble'a i wynik interpretujemy relatywistycznie jako rozszerzanie się przestrzeni. Tymczasem Autor, chcąc zapewne jak najmniej skłamać, wprowadził nieskończony jednorodny ośrodek (s. 30–32), wybrał w nim arbitralnie „środek”

i uznał, że na daną częśćkę działa tylko przyciąganie ze strony kuli o tym środku i promieniu równym jej odległości od niego, zaś oddziaływanie ze strony reszty ośrodka jest – zgodnie z twierdzeniem Newtona – równe zeru. Innymi słowy, Autor powtórzył dokładnie rozumowanie, na którym wywróciła się newtonowska teoria grawitacji dla nieskończonego ośrodka jednorodnego, i jakby nieświadom tego, wmawia czytelnikowi, że wszystko jest w porządku. Fałszywość tego wyprowadzenia (zanim jeszcze przejdzie się do reinterpretacji relatywistycznej) jest na szczęście tak rażąca, że nawet początkujący student zorientuje się, że jest niedobrze, i tylko uzna poprzedzające je ostrzeżenie Autora, iż „wyprowadzenie (...) nie jest jednak zupełnie ściśle” za nadmierny eufemizm.

Niestety, drugie poślizgnięcie się Autora nie jest tak widoczne dla czytelnika, do którego ta książka jest adresowana. Przeczytawszy na s. 37, że znikanie dywergencji tensora energii–pędu gwarantuje zachowanie energii cieczy w rozszerzającym się Wszechświecie, zaniepokoiłem się, bowiem w teorii Einsteina droga od różniczkowych do prawdziwych (całkowych) zasad zachowania jest najczęściej nieskończenie długa. W rozdz. 4 Autor parokrotnie mówi o energii, m.in. na s. 42 wyjaśnia malenie energii fotonów tym, że gaz fotonowy ma ciśnienie, które wykonuje dodatkową pracę na otoczeniu przy rozszerzeniu gazu. Co się dzieje z tą pracą, nie wyjaśnia. Czy ta energia kumuluje się w rozszerzającej się przestrzeni? Rzecz wyjaśnia zadanie 4.1 na s. 46: „Czy całkowita energia Wszechświata zostaje zachowana w trakcie jego ekspansji?” Nie próbując nawet rozumować jak student, sięgnąłem po odpowiedź na s. 125: „Energia jest zawsze, ale to zawsze zachowywana”. Niestety – nie zawsze. Czyżby Autor nie słyszał o problemie określenia energii pola grawitacyjnego, trapiącym ogólną teorię względności od samego jej początku po dzień dzisiejszy? W specyficznych przypadkach udało się zdefiniować całkowitą energię, która jest dodatnia i zachowana, lecz nie obejmują one kosmologii. Być może Autor miał na myśli wyłącznie grawitację Newtona, lecz również w tej teorii energia grawitacyjna nieskończonego ośrodka materialnego jest nieokreślona. Na dobrą sprawę redaktor naukowy polskiego wydania powinien zwrócić na to uwagę Autorowi, który założył witrynę internetową.

Dwa drobniejsze błędy dotyczą promieniowania reliktowego (rozdz. 9). Nie jest prawdą, że „w ciągu krótkiego czasu Wszechświat nagle z całkowicie nieprzezroczystego stał się zupełnie przezroczysty” (s. 81). Epoka rekombinacji trwała setki tysięcy lat i była dłuższa niż poprzedzające ją ery; w tym okresie temperatura obniżyła się od ok. 6000 K do ok. 2500 K. Po drugie, mówienie, że promieniowanie reliktowe „powstało” w epoce rekombinacji (s. 81–82) jest mylące – Autor pisze nieco wcześniej, że promieniowanie to istniało już dawniej w gorącej plazmie cząstek naładowanych.

Po każdym rozdziale są zadania, niektóre łatwe, inne wyraźnie trudniejsze; na ogół są one interesujące.

Przekład jest na ogół poprawny i zgrabny, poza przypisem na s. 17: „Parsek definiuje się jako odległość, na

której średni promień Ziemi odpowiada sekundzie kątowej". Jest to jawna kalka z angielskiego. To samo dotyczy przekładu większości terminów fachowych. Wśród fachowców jest modne używanie dosłownych przekładów z angielskiego (lub wprost słów angielskich) zamiast ich polskich odpowiedników, bo to ma świadczyć o „fachowości”. W tekście pisanym jest to niedopuszczalne. Razi „równanie cieczy” zamiast „równanie ruchu cieczy” (rozdz. 3). Należałoby powiedzieć, że dominacja promieniowania nad materią nierelatywistyczną jest sytuacją nietrwałą, a nie „niestabilną”. Proces przyłączenia swobodnych elektronów przez protony w pierwotnej plazmie i wynikający stąd efekt polegający na tym, że neutralny gaz stał się przezroczysty dla promieniowania, to „proces rekombinacji i odłączenia promieniowania od materii”; termin „rozprężenie” (decoupling), choć krótki, jest humorystycznie nietrafny (rozdz. 9). „Epoka zrównoważenia materii i promieniowania” (s. 86) to po prostu koniec ery radiacyjnej. Tłumacze mieszają „ery” i „epoki” (ery to

kolejne okresy historii Wszechświata, a epoki to krótsze okresy, gdy zachodziły specyficzne zjawiska, np. epoka rekombinacji). „Kosmiczne promieniowanie tła” nazywamy po polsku (trafniej niż po angielsku) „promieniowaniem reliktowym”, bowiem istnieją również inne promieniowania tła, np. rentgenowskie, które z kosmologią mają niewiele wspólnego.

W sumie, jeśli odliczyć dwa poważne błędy, to omawiana książka jest udanym i wartościowym wprowadzeniem do kosmologii, napisanym prosto, jasno i przejrzysto, dającym dobry przegląd na poziomie elementarnym zasadniczych osiągnięć i nierozwiązanych problemów nauki o Wszechświecie jako całości. Pożądane byłoby drugie, poprawione wydanie.

*Leszek M. Sokołowski*

Obserwatorium Astronomiczne UJ  
Kraków

## O Plancku i Getyndze

Z dużą satysfakcją przeczytałem rocznicowy artykuł Adama Kiejny „Stulecie wzoru i stałej Plancka” (*PF* 6/2000), opisujący badania prowadzone w drugiej połowie XIX w. w poszukiwaniu prawa promieniowania. Do literatury cytowanej przez Autora artykułu warto dodać, jako pozycję uzupełniającą, obszerną rozprawę Krzysztofa Szymborskiego *Relacje teorii i eksperymentu w genezie fizyki kwantowej*, wydaną przez Ossolineum w roku 1980. Kilkadziesiąt stron tej książki jest poświęconych problemowi ciała czarnego. W szczególności można tam znaleźć szkic rozumowania, które Max Planck przedstawił na historycznym posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego, oraz opis tego, jak ówczesni fizycy przyjęli teorię Plancka.

Wielkie odkrycie, którego dokonał Planck, przypadało mniej więcej w połowie jego długiego życia. Na okładce zeszytu *PF* umieszczono podobiznę młodziutkiego Plancka, w której trudno rozpoznać dojrzałego mężczyznę, jakiego znamy z najczęściej reprodukowanych fotografii. W listopadzie 2000 r. byłem przejazdem w Getyndze. Poszukując na miejscowym cmentarzu grobu Davida Hilberta dowiedziałem się, że obok wielu sławnych matematyków i fizyków spoczął tam również Max Planck. Sędziwy uczyony, któremu los nie szczędził wielu osobistych tragedii, spędził w Getyndze ostatnie dwa lata życia. Na samym dole płyty kamiennej wznoszącej się nad grobem Plancka widnieje wartość stałej noszącej jego imię:  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ W} \cdot \text{s}^2$ , co z pewnym trudem można dostrzec na zdjęciu poniżej.



W ubiegłym roku, obok stulecia narodzin teorii kwantów, minęło 75 lat od odkrycia dokonanego przez Wernera Heisenberga, które zapoczątkowało narodziny mechaniki kwantowej. O tej rocznicy przypomina notatka w *Kronice PF* 5/2000, zaś dokładny opis wydarzeń tamtych lat można znaleźć w znakomitym artykule J. Mehry wydrukowanym w *PF* nr 3/1978. Jak dobrze wiadomo, tym, który rozpoznał mnożenie macierzy w schemacie zaproponowanym przez Heisenberga, był Max Born. On również jako pierwszy zapisał fundamentalną relację nieprzemienności macierzy położenia i pędu. Grób Borna, który w 1953 r. powrócił do Getyngi, znajduje się na samym początku alei, przy końcu której spoczął Planck. Na kamieniu nagrobnym Borna widnieje warunek kwantowy  $pq - qp = \frac{h}{2\pi i}$ , dobrze widoczny na drugim zdjęciu (oba zdjęcia wykonane przez Autora – przyp. Red.).



Getynga chlubi się długą listą uczonych związanych z tym ośrodkiem, którzy otrzymali Nagrodę Nobla w różnych dziedzinach. Oczywiście są tam zawarte nazwiska Plancka i Borna. Jakkolwiek okres świetności Getyngi jako światowego centrum matematyki i fizyki należy do odległej historii, to ubiegłoroczny werdykt Królewskiej Szwedzkiej Akademii Nauk pozwolił dopisać kolejne (bodajże czterdzieste piąte!) nazwisko do wspomnianej listy: profesora Herberta Kroemera.

Waldemar Berej  
Instytut Fizyki UMCS  
Lublin



### Medal Smoluchowskiego

Medal Mariana Smoluchowskiego za rok 2001 otrzymał Aleksander Wolszczan, profesor Uniwersytetu Mikołaja Kopernika i Pennsylvania State University, za wybitne osiągnięcia naukowe, a w szczególności za odkrycie pierwszego pozasłonecznego układu planetarnego.

### Nagrody 2001

Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało za rok 2001 następujące nagrody:

– Nagroda Naukowa im. Wojciecha Rubinowicza – prof. Henryk Witała (IF UJ) za badanie oddziaływań trzyciałowych w hamiltonianie jądrowym;

– Nagroda I stopnia im. Arkadiusza Piekary za wyróżniającą się pracę magisterską – mgr Andrzej Dragan za pracę „Homodynamiczne nierówności Bella dla optycznych stanów typu kota Schrödingera”, wykonaną pod kierunkiem dra Konrada Banaszka w IFT UW;

– Nagroda II stopnia im. Arkadiusza Piekary za wyróżniającą się pracę magisterską – mgr inż. Tatiana Lech za pracę „Transport pędu w cieczach izotropowych i anizotropowych”, wykonaną na Wydz. Fizyki Technicznej PP pod kierunkiem prof. Jana Jadźyna (IFM PAN);

– Nagroda III stopnia im. Arkadiusza Piekary za wyróżniającą się pracę magisterską – mgr inż. Adam Bartczak za pracę „Badanie oddziaływań barwników organicznych na podłożu półprzewodnikowym i metalowym”, wykonaną na Wydz. Fizyki Technicznej PP pod kierunkiem prof. Danuty Wróbel;

– Nagroda za popularyzację fizyki – dr Małgorzata Klisowska (Oddział Rzeszowski PTF) za zaangażowaną działalność na rzecz promocji i upowszechniania fizyki w środowisku rzeszowskim;

– Nagroda im. Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli, ex aequo: mgr Bogusław Lanuszny (VIII LO im. Marii Skłodowskiej-Curie, Katowice) za twórczą, opartą na eksperymencie pracę z młodzieżą, oraz mgr Franciszka Kita (IV LO, Rzeszów) za wieloletnią, twórczą pracę z młodzieżą;

– Nagroda II stopnia dla wyróżniających się nauczycieli – mgr Bożena Szymczak-Bogdańska (XXXIII LO im. Armii Krajowej, Łódź) za szczególne osiągnięcia w pracy z młodzieżą i dzielenie się doświadczeniem z Polakami na Wschodzie;

– Nagroda III stopnia dla wyróżniających się nauczycieli – mgr Wojciech Pieczyński (LO św. Marii Magdaleny, Poznań) za wieloletnią, opartą na eksperymencie pracę z młodzieżą.

Wyróżnienia dla nauczycieli za rok 2001 otrzymały: mgr Marta Gliwska-Rybczyk (Zespół Szkół, Strzyżów,

woj. podkarpackie) i mgr Teresa Całka (LO, Bochnia) za szczególne osiągnięcia w pracy z młodzieżą.

### Komunikat Komisji Nazewnictwa PTF

Komisja Nazewnictwa Fizycznego PTF w składzie: Helena Białkowska, Instytut Problemów Jądrowych, Warszawa (lenab@fuw.edu.pl); Bogdan Cichocki, Uniwersytet Warszawski (bogdan.cichocki@fuw.edu.pl); Maria Giller, Uniwersytet Łódzki (mgiller@kfd2.fic.uni.lodz.pl); Tadeusz Hilczer, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza, Poznań (hilczer@phys.amu.edu.pl); Bernard Jancewicz – przewodniczący, Uniwersytet Wrocławski (bjan@ift.uni.wroc.pl); Wiesław Kamiński, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, Lublin (kaminski@tytan.umsc.lublin.pl); Jerzy Massalski, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków; Leszek Sokołowski, Uniwersytet Jagielloński (uflsokol@thp1.if.uj.edu.pl); Andrzej Zastawny, Politechnika Śląska, Gliwice (zastawny@zeus.polsl.gliwice.pl) umieściła w maju 2000 r. w Internecie ([www.fuw.edu.pl/~ptf/nazew.html](http://www.fuw.edu.pl/~ptf/nazew.html)) komunikat z propozycjami polskich przekładów niektórych nowych terminów fizycznych.

Ułożyliśmy je w porządku alfabetycznym według słów angielskich. Przy niektórych terminach podajemy bardzo skrócone określenie danego pojęcia albo przynajmniej kontekst czy dziedzinę, w której dany termin występuje. Zdajemy sobie sprawę, że języka fizyki – jak każdej innej odmiany żywego języka – nie da się wcisnąć w ciasne ramy jakiegokolwiek kodyfikacji, dlatego nie traktujemy tego wykazu jako ostatecznego rozstrzygnięcia. Jeśli jednak umieszczamy więcej niż jeden polski przekład danego terminu, to ich kolejność jest ważna – uszeregowaliśmy je według preferencji od najbardziej do najmniej zalecanych.

W umieszczonym wykazie dopuszczamy, a nawet popieramy różne przekłady tego samego słowa występującego w różnych dziedzinach, gdyż są to wtedy różne terminy. Wystąpiło to w następujących słowach: *channeling* („ruch kanalikowy” jako ruch atomów w stojącej fali laserowej lub „kanałowanie” w kontekście zastosowań fizyki jądrowej do badania ciała stałego), *cluster* („klastery”, „zlepek”, „skupisko” w kontekście fraktali lub „klastery”, „zlepek” w fizyce jądrowej i fizyce ciała stałego lub „gromada” w astronomii lub „grono” w aksjomatycznej kwantowej teorii pola lub „grupa” w fizyce statystycznej), *interface* („miedzypowierzchnia” jako powierzchnia oddzielająca dwie różne substancje albo fazy jednej substancji lub „interfejs”, „sprzęg” jako urządzenie sterujące przepływem informacji między częściami składowymi układu komputerowego), *intermittency* („migotanie”, „intermitencja” jako duże lokalne fluktuacje w wielocząstkowym rozkładzie pospieszności (rapidity) lub „sporadyczność” w kontekście fraktali), *jet* („dżet” jako ukierunkowana emisja radiowa i emisja cząstek z aktywnych galaktyk lub „struga” jako materia wypływająca z gwiazdy

w dwóch przeciwnych kierunkach), *kink* („fałda” – załamanie w czasoprzestrzeni jako hipotetyczne źródło rozłąsków  $\gamma$  lub „zgięcie”, „zagięcie” w widmie promieni kosmicznych lub „załamanie” w detektorach śladowych – miejsce odpowiadające rozpadowi cząstki naładowanej na naładowaną i obojętną), *mode* („mod” (nie: „moda”!), „typ drgań” jako jedno z wielu rozwiązań równania falowego lub „tryb” jako sposób, w jaki dany program lub sprzęt działa po skonfigurowaniu przez użytkownika), *squeezing* („ściśnienie” w optyce lub „ściskanie” w astrofizyce) i *upgrading* („udoskonalenie”, „ulepszenie” aparatury lub „uaktualnienie” oprogramowania). Zaproponowaliśmy również dwa polskie terminy, dla których nie ma zbliżonych angielskich odpowiedników, mianowicie „wuon” na „W boson” oraz „zeton” na „Z<sup>0</sup> boson”. Utworzono je zgodnie z dotychczasową praktyką terminologiczną dla cząstek elementarnych i nośników oddziaływań: foton, pion, mion, gluon.

Dla najcięższych kwarków – „top” i „bottom” – pojawiły się już polskie przekłady, mianowicie „kwark szczytowy” i „kwark denny” (*Świat Nauki*, nr 11, 18 (1992) oraz *Postępy Fizyki* 45, 595 (1994)), ale uznaliśmy je za nieudane, dlatego ośmielamy się zaproponować zupełnie nowe polskie odpowiedniki: „kwark wysoki” i „kwark niski”. Nazwy „kwark górny” i „kwark dolny” są już zarezerwowane dla kwarków „up” i „down”.

Oczekujemy uwag na temat przedstawionego wykazu oraz propozycji dalszych terminów pod adresem elektronicznym lub pocztowym (Instytut Fizyki Teoretycznej UWr, pl. Maksy Borna 9, 50-204 Wrocław) przewodniczącego Komisji.

Bernard Jancewicz

### Oddział Lubelski

Dnia 31 maja 2001 r. odbyło się walne zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału Lubelskiego PTF. Przedstawiono sprawozdania z działalności i gospodarki finansowej. Zebrani jednomyślnie udzielili absolutorium ustępującemu Zarządowi. W dalszej części zebrania wybrano Zarząd na nową kadencję, Komisję Rewizyjną i delegatów na walne zebranie PTF w Toruniu. W skład Zarządu weszli: przewodniczący – Stanisław Hałas, wiceprzewodniczący – Ryszard Walczak, sekretarz – Janina Szaran, skarbnik – Jan Siewewiesiuk, członkowie – Jacek Gowin i Elżbieta Jartych. Komisję Rewizyjną stanowią: Jerzy Żuk (przewodniczący) oraz Janusz Filiks i Bożena Jasińska.

Na zebraniu przewodniczący Oddziału zgłosił wniosek o ustanowienie nagrody im. prof. Włodzimierza Żuka za najlepszą pracę magisterską lub doktorską w dziedzinie spektrometrii mas. Regulamin konkursu o zasięgu ogólnokrajowym zostanie przygotowany przez Zarząd Oddziału i ogłoszony na stronie internetowej Oddziału ([www.ptf.umcs.lublin.pl](http://www.ptf.umcs.lublin.pl)) w roku akademickim 2001/2002.

Oddział Lubelski liczy 124 członków, w tym 36 samodzielnym pracownikom naukowym i 9 emerytów.

Elżbieta Jartych

### Nowy profesor

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej otrzymał w dniu 6 lipca 2001 r. Michał Waligórski (Centrum Onkologii – Instytut Marii Skłodowskiej-Curie, Oddział w Krakowie).

### Nowy Zarząd EPS

W marcu 2001 r. został wybrany na nową kadencję Komitet Wykonawczy Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w składzie: prezes – Martial Ducloy (Francja), wiceprezes – Per-Anker Lindgard (Dania), sekretarz – Christoph Rossel (Szwajcaria), wicesekretarz – Ryszard Sosnowski (Polska), skarbnik – Peter Reineker (Niemcy), członkowie – Maria Allegrini (Włochy), David Brown (Wlk. Brytania), Gerardo Delgado Barrio (Hiszpania), Karel Gaemers (Holandia), Dalibor Krupa (Słowacja) i Christos Zerefos (Grecja).

*Europhys. News* 32, nr 3 i 4 (2001)

B. W.

### Nagroda im. Mariana Mięśowicza

Wydział Matematyczno-Fizyczno-Chemiczny Polskiej Akademii Umiejętności przyznaje co 2 lata Nagrodę im. Mariana Mięśowicza. Jest ona przeznaczona dla fizyków z całej Polski. Poprzednimi laureatami byli: doc. Władysław Wolter (1997 r.) z Laboratorium Fizyki Wysokich Energii Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego w Krakowie, a w roku 1999 – dr Tadeusz Chmaj (IFJ) wraz z drem Piotrem Bizoniem (Instytut Fizyki UJ).

W 2001 r. Nagrodę ufundowały 3 krakowskie instytucje: IFJ, IFJ oraz Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH. Tegorocznym laureatem został dr Krzysztof Golec-Biernat (IFJ) w uznaniu za pracę na temat nasycenia w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu i jego wpływu na dyfrakcję, opublikowaną w 1999 r. w *Phys. Rev. D* wspólnie z Markiem Wusthoffem z Niemiec.

W nagrodzonej pracy zaproponowano nowe spojrzenie na opis struktury protonu. (Struktura nukleonów ujawnia się w wysokoenergetycznych zderzeniach z innymi cząstkami, np. elektronami. Badania takie prowadzi się w laboratoriach wyposażonych w wielkie akceleratory, m.in. w laboratorium DESY w Hamburgu).

Bezpośrednim impulsem do napisania pracy była analiza danych z akceleratora HERA w DESY. W nowym podejściu istotnym składnikiem struktury protonu są gęste układy subcząstek (kwarków i gluonów, zwanych ogólnie w tym podejściu partonami). Rozwijając tę ideę autorzy stworzyli prosty, a zarazem bardzo efektywny opis szerokiej klasy procesów badanych za pomocą tego akceleratora. Ich praca wywołała bardzo szeroki oddźwięk (była cytowana ok. 100 razy), co nadało impet dalszym badaniom w tym kierunku.

Idea gęstych układów partonowych jest też ważna dla badań prowadzonych w Brookhaven National Labo-

ratory (USA), gdzie doprowadza się do zderzeń rozprędzonych do największych na świecie osiągalnych energii jonów różnych pierwiastków w nadziei odkrycia nowego stanu materii – plazmy kwarkowo-gluonowej. W naturalny sposób taki stan jest gęstym układem partonowym.

Paradoksalnie, nagrodzona praca została napisana na marginesie ówczesnych głównych zajęć autorów. Wiedzieli, że jest coś ciekawego w danych i usiłowali to zrozumieć, wykradając niejako czas, który powinni byli poświęcić czemu innemu.

— Towarzyszące temu podniecenie i radość z wyłaniającego się całościowego obrazu jest, jak dotąd, moim najsilniejszym przeżyciem intelektualnym — powiedział Krzysztof Golec-Biernat. — Tym bardziej cieszę się z przyznania Nagrody, świadczącej o uznaniu mojego środowiska. Moi wielcy nauczyciele przyznali mi Nagrodę imienia swojego wielkiego nauczyciela i mistrza, profesora Mariana Mięśowicza.

Serdeczne gratulacje dla Laureata.

Małgorzata Nowina-Konopka

### Medale EPS za popularyzację

Komitet Wykonawczy Europejskiego Towarzystwa Fizycznego przyznał dwa Medale za Popularyzację Fizyki (Public Understanding) za rok 2001. Otrzymali je: Łukasz Turcki (CFT PAN, Warszawa) za działalność popularyzatorską w Polsce, m.in. za organizowanie Pikników Naukowych, oraz A.M. Bradshaw (poprzedni prezes Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego) za popularyzację fizyki w Niemczech, szczególnie za zorganizowanie „Roku Fizyki”.

*Europhys. News* 32, nr 3 (2001)

B. W.

### Niemieckie medale

Medal Maksa Plancka – najwyższe odznaczenie Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego, przyznawane za osiągnięcia w fizyce teoretycznej – otrzymał w 2001 r. Jürg Fröhlich, profesor Politechniki (ETH) w Zurychu za „ważki i precyzyjny wkład do kwantowej teorii pola i zastosowań w elektrodynamice kwantowej, przemianach fazowych, fizyce układów nieuporządkowanych i ułamkowego kwantowego efektu Halla”. Medal ten został po raz pierwszy wręczony w 1929 r. Planckowi i Einsteinowi.

Medal Sterna–Gerlacha, najwyższe odznaczenie Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego za osiągnięcia w fizyce doświadczalnej, otrzymał w 2001 r. Achim Richter, profesor Politechniki w Darmstadtzie, za „wielki wkład w fizykę struktury jądra atomowego, w szczególności za odkrycie modu nożycowego jako kolektywnego wzbudzenia jąder”.

*Phys. Bl.* 57, nr 3 (2001)

B. W.

### Nagroda Króla Faisala

Fundacja im. Króla Faisala w Arabii Saudyjskiej przyznała za rok 2001 Międzynarodową Nagrodę Króla

Faisala dwóm fizykom. Są to Sajeev O. John i Chen Ning Yang. Podzielią się sumą 200 tys. USD.

John, profesor fizyki Uniwersytetu w Toronto, został nagrodzony za „zaproponowanie nowej metody przetwarzania i przesyłania informacji za pomocą środków optycznych, która może doprowadzić do wytworzenia szybszych, tańszych i bardziej wszechstronnych narzędzi oraz przeobrazić przemysł komputerowy i telekomunikacyjny”.

Yang, uznany przez Fundację za jednego z najwybitniejszych fizyków współczesnych, otrzymał Nagrodę za to, że „wśród wielu swoich fundamentalnych prac z fizyki zaproponował ramy teoretyczne, które stały się później podstawą teorii materii w najmniejszej skali i przy największych energiach”. Yang wspólnie z T.D. Lee otrzymał w 1957 r. Nagrodę Nobla z fizyki za badania praw parzystości.

Nagroda Króla Faisala została ustanowiona w roku 1977 i jest przyznawana w różnych dziedzinach.

*Phys. Today* 54, nr 3 (2001)

B. W.

### FNP

Z końcem lutego 2001 r. zakończył pracę w Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej jej długoletni wiceprezes i skarbnik, Grzegorz Krawczyk. Był współtwórcą sukcesu finansowego FNP, wprowadzając nowoczesne, efektywne metody zarządzania jej aktywami. Jego odejście z Fundacji związane jest z powołaniem go w skład zarządu utworzonej w 2000 r. przez BRE Bank i FNP firmy BRE Asset Management S.A., zajmującej się zarządzaniem aktywami różnych podmiotów, posiadającej licencję Komisji Papierów Wartościowych i związanej z jednym z największych polskich banków.

Fundacja będzie reprezentowana przez tę firmę wobec Ministerstwa Skarbu w procesie realizacji zapisu ustawy o komercjalizacji i prywatyzacji przedsiębiorstw państwowych, nakazującego przekazywanie 2% akcji prywatyzowanych jednoosobowych spółek Skarbu Państwa na rzecz Fundacji.

Można mieć nadzieję, że ta zmiana systemowa, rozdzielająca zarządzanie środkami od działalności programowej, okaże się korzystna dla zapewnienia finansowej stabilności FNP, nieco zachwianej skutkiem wyroku Naczelnego Sądu Administracyjnego, który potraktował Fundację jak przedsiębiorstwo produkcyjne.

[www.fnp.org.pl](http://www.fnp.org.pl)

B. W.

### Stypendia zagraniczne FNP

W dwunastej edycji konkursu Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej na stypendia zagraniczne dla młodych doktorów wzięło udział 46 kandydatów. Po dokonaniu oceny wniosków i rozmowach kwalifikacyjnych Zarząd Fundacji przyznał 13 stypendiów, umożliwiających laureatom odbycie staży w najlepszych zagranicznych ośrodkach naukowych. Wśród laureatów jest jeden fizyk – dr Mariusz



Sadzikowski (IFJ, Kraków), który odbędzie roczny staż w MIT w Bostonie (USA).

www.fnp.org.pl

B. W.

## Urodziny Celsjusza

Anders Celsius urodził się w Uppsali 27 XI 1701 r. Na Uniwersytecie w Uppsali zajmował się astronomią i fizyką. W 1742 r. na podstawie starannych pomiarów wprowadził skalę temperatury, przyjmując różnicę temperatury między punktem wrzenia i punktem zamarzania wody jako 100 stopni. Ta skala Celsjusza dawała bardziej racjonalny sposób oznaczania temperatury aniżeli skala zaproponowana w 1714 r. przez lekarza Gabriela D. Fahrenheita i przyjęta w krajach anglosaskich. Sam Celsjusz przyjął 0 stopni dla punktu wrzenia i 100 stopni dla punktu zamarzania wody. Przyrodnik Karol Linneusz w 1745 r. i Märten Strömer (1707–70) zaproponowali 0 stopni skali Celsjusza dla punktu topnienia lodu oraz 100 stopni dla punktu wrzenia wody i taki wybór oznaczania temperatury przyjęty został przez świat nauki i techniki. Celsjusz zmarł w Uppsali 25 IV 1744 r.

Skala Celsjusza wprowadzona została jako zalecana do użytku na 7. Generalnej Konferencji Miar (GKM) w 1927 r. W celu określenia temperatury w termodynamicznej bezwzględnej skali temperatury ustala się wzorzec temperatury jednego z jej punktów. Za punkt odniesienia przyjmuje się temperaturę  $T_{tw}$  punktu potrójnego wody, w którym współistnieje lód, ciecz i para wodna. Dla czystej wody, zawierającej rozpuszczone powietrze, jest to temperatura  $+0,0100^{\circ}\text{C} = 273,1600\text{ K}$ . W tej temperaturze ciśnienie pary nasyconej wody  $p = 610,5\text{ Pa} = 4,58\text{ mmHg}$ . Temperatura termodynamiczna, określona w skali bezwzględnej Kelvina, oznaczana jest symbolem  $T$ , temperatura termodynamiczna w stopniach Celsjusza symbolem  $t$ . Łączy je zależność  $t = T - T_0$ , gdzie  $T_0 = 273,15\text{ K}$ . Współczynnik rozszerzalności objętościowej pod stałym ciśnieniem i zmian ciśnienia przy stałej objętości gazu rozrzedzonego, zbliżającego się właściwościami do gazu doskonałego, ma przybliżoną wartość  $1/273,15$ . Konferencja w Bureau International des Poids et Mesures w Sèvres w 1998 r. tak formułuje definicję kelwina jako jednostki SI: „kelwin, jednostka temperatury termodynamicznej, jest ułamkiem  $1/273,16$  temperatury termodynamicznej punktu potrójnego wody”. Kelwin (K) i stopień Celsjusza ( $^{\circ}\text{C}$ ) są sobie równe. W obecnych czasach realizacja wzorców pomiarów temperatury jest przedmiotem pracy laboratoriów metrologicznych w krajach przemysłowych. Pozostaje ciągle do rozwiązania wiele problemów oznaczenia punktów temperatury, m.in. wobec znanych w praktyce trudności zbliżania się do „najniższych” temperatur kriogenicznych. Innowacje i postępy omawiane są sukcesywnie na sesjach Comité Consultatif de Thermométrie du Comité International des Poids et Mesures (CIPM). Współczesna realizacja pomiarów temperatury w różnych zakresach była opisana krótko w artykule J.M. Massalskiego w *PF* 52, z. 3 (2001).

Maciej Suffczyński

## 125 lat od czasu wynalezienia telefonu

Alexander Graham Bell urodził się 3 III 1847 r. w Edynburgu w Szkocji. Pracował w Stanach Zjednoczonych na Uniwersytecie w Bostonie, poświęcając szczególną uwagę zagadnieniom mowy i słuchu. Interesowało go urządzenie do przenoszenia sygnałów akustycznych przez przewody elektryczne i starał się je udoskonalić tak, aby możliwe stało się przekazywanie mowy ludzkiej, mającej bogate widmo składowych harmonicznnych. Trudności spowodowane były przede wszystkim brakiem w tamtych czasach mikrofonu o odpowiedniej wierności odtwarzania sygnałów. Ulepszone mikrofony demonstrował w 1861 r. we Frankfurcie nad Menem Johann Philipp Reiss, a w 1876 r. Anglik Jeates. W mikrofonie Reissa uginająca się płytka z materiału organicznego, miki lub sprasowanego węgla dociska proszek grafitowy, zmieniając jego efektywną przewodność elektryczną. Bell zastosował zarówno w słuchawce jak i w mikrofonie wynalezioną przez Eliszę Graya membranę drgającą w polu elektromagnesu. Taki układ działa bez konieczności użycia baterii w nadajniku i odbiorniku. Bell zdołał stopniowo pokonać wiele przeszkód i wiosną 1876 r. wyraźnie wypowiedzianym przez telefon zdaniem wezwał do swego pokoju współpracownika, Thomasa A. Watsona. Jako datę wynalezienia telefonu przyjmuje się na ogół dzień 1 VIII 1876 r. Bell, Watson, G. Hubbard i Sanders założyli 9 VII 1877 r. firmę Bell Telephone Company, wytwarzającą aparaty telefoniczne. Firma, wraz z wykorzystaniem praw patentowych E. Graya, weszła w założoną w 1885 r. American Telephone and Telegraph Company. Ta kompania utrzymuje elektroniczne Laboratoria Bella w Murray Hill, w którym J. Bardeen, W. Brattain i W. Shockley w grudniu 1947 r. wynaleźli tranzystor na germanie.

Bell jest autorem monografii *The Mechanism of Speech*, której drugie wydanie ukazało się w 1907 r. Zmarł on w Baddeck (Nowa Szkocja) 1 VIII 1921 r.

Nazwiskiem Bella została nazwana jednostka logarytmu stosunku wzmocnienia stosowana w akustyce, elektroakustyce i elektrotechnice, choć w praktyce najczęściej używana jest jednostka dziesięć razy mniejsza: decybel, a nie bel.

Z polskich wynalazców do rozwoju telefonu przyczynił się inżynier Henryk Machalski (1835–1919), który w 1897 r. uzyskał patent na mikrofon z proszkiem węglowym, użytkowany na kolei Lwów–Czerniowce i w telegrafii Żółkiew–Lwów. Psycholog Julian Ochorowicz (1850–1917) w latach 1882–87 udoskonalił konstrukcję megafonu.

Maciej Suffczyński

## Urodziny Fermata

Pierre de Fermat urodził się 17 VIII 1601 r. w Beaumont-de-Lomagne w okolicy Tuluzy w Gaskonii. Zmarł w Castres k. Tuluzy 12 I 1665 r. Studiował prawo, a potem wykonywał zawód prawnika. Był przez lata radcą sądu, tzw. *parlement de Toulouse*.



Nadzwyczajne zdolności matematyczne Fermata doprowadziły go do zdumiewających twierdzeń, przede wszystkim w teorii liczb. „Wielkie twierdzenie Fermata” zostało udowodnione dopiero w ostatnich latach XX w. Swoje wyniki Fermat komunikował w listach do takich matematyków, jak J. Wallis, B. Pascal, G.P. de Roberval, M. Mersenne i R. Descartes (Kartezjusz). Wprowadził podstawowe pojęcia geometrii analitycznej, przede wszystkim współrzędne punktów, oznaczane literami. Napisał równania linii prostej i krzywych stożkowych. Wywnioskował regułę różniczkowania i całkowania funkcji potęgowej. Podał przepis na wyznaczanie ekstremów funkcji. W fizyce Fermat pierwszy wprowadził (w 1662 r.) zasadę najmniejszego działania, stwierdzając, że światło przebiega między dwoma punktami po drodze, dla której przejścia potrzebny czas jest „optymalny”, tzn. ekstremalny, zazwyczaj minimalny. Z tej zasady Fermata wynikają podstawowe reguły optyki geometrycznej: prawo odbicia i prawo załamania na granicy ośrodków optycznych. Zasada Fermata ma znaczenie jako teoretyczna podstawa projektowania przyrządów optycznych. Stanowiła też pierwowzór wariacyjnych zasad dynamiki.

Maciej Suffczyński

## Pent

W Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej zespół fizyków rosyjskich, francuskich i japońskich wytworzył superciężki wodór – jądro z jednym protonem i czterema neutronami. Wiązka jąder  ${}^6\text{He}$  padała na tarczę z wodoru. Powstawały jądra  ${}^5\text{H}$  i  ${}^2\text{He}$ . Te niestabilne cząstki rozpadały się na 2 protony (z rozpadu  ${}^2\text{He}$ ) oraz tryt i 2 neutrony (z rozpadu  ${}^5\text{H}$ ).

Tak bogaty w neutrony wodór można by nazwać pentem, podobnie jak dwunukleonowy wodór nazywamy deuterem, a trójnukleonowy – trytem.

AIP Update, nr 553 (2001)

B. W.

## Finał 50 Olimpiady Fizycznej

Olimpiady Fizyczne odbywają się od 50 lat – zawody pierwszej Olimpiady przeprowadzono się w roku szkolnym 1951/52. Inicjatorem powstania Olimpiad był prof. Wojciech Rubinowicz. Finał ostatniej odbył się w dniach 21–24 kwietnia 2001 r.

Pierwszy raz od wielu lat zrezygnowano z tradycyjnego terminu finału tuż po Świątach Wielkanocnych. Pracownia Fizyczna Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie zawodnicy rozwiązują zadanie doświadczalne, ma obecnie możliwości, aby przyjąć Olimpijczyków w dowolną sobotę, stąd zmiana. Sądzę, że zawodnicy przyjęli zmianę terminu z zadowoleniem – nie muszą przyjeżdżać do Warszawy w poniedziałek wielkanocny.

W piątek 20 kwietnia odbyło się zebranie informacyjne, a następnego dnia uczestnicy rozwiązywali zadanie doświadczalne na I Pracowni Wydziału Fizyki UW przy ulicy Pasteura. W niedzielę uczestnicy rozwiązywali zadania teoretyczne w salach IFD UW na Hożej. Wieczo-

rem zawodnicy zostali zaproszeni przez Komitet Główny do Teatru Współczesnego na przedstawienie sztuki Seana O'Caseya „Koniec początku”. Poniedziałek 23 kwietnia był dniem naukowym. W auli Instytutu Fizyki PAN odbyły się dwa wykłady. Dr hab. Danuta Kiełczewska z Uniwersytetu Warszawskiego mówiła na temat badania masy neutrin; wykład ten ilustrowany był licznymi zdjęciami z laboratoriów badających neutrina. Drugi wykład wygłosił prof. Iwo Białynicki-Birula, laureat pierwszej Olimpiady Fizycznej. Tytuł wykładu: „Pzkip a zasada nieoznaczoności Heisenberga”. Oba wykłady nagrodzone zostały wielkimi brawami. W tym czasie w holu IF PAN odbywał się kiermasz książek Wydawnictwa Naukowego PWN. Po obiedzie zawodnicy zostali zawiezieni wynajętym autokarem na Stare Miasto, zwiedzali Zamek Warszawski i odbyli spacer po Starym Mieście.

Po sprawdzeniu prac Komitet Główny ustalił listę laureatów oraz nagrody dodatkowe: wyróżnienia, wysokość nagród pieniężnych itd. Następnie w obecności przedstawicieli kilku Komitetów Okręgowych odtajniono numery zawodników. Członkowie Komitetu Głównego omówili z zawodnikami zadania olimpijskie i ich rozwiązania, wskazali też na typowe błędy. Dyskusja koncentrowała się na zadaniach; referujący członkowie KG nie udzielali informacji o ocenach uzyskanych poszczególnych zawodników. Zadania z rozwiązaniami można znaleźć w Internecie pod adresem: [www.kgof.edu.pl](http://www.kgof.edu.pl).

We wtorek 24 kwietnia odbyło się uroczyste zakończenie Olimpiady. Aula IF PAN na Służewcu była pełna. Do olimpijczyków przemawiali: przewodniczący KG OF prof. Jan Mostowski, zastępca dyrektora IF PAN doc. Adrian Kozanecki, prezes PTF prof. Ireneusz Strzałkowski, dr Danuta Nakoneczna – przewodnicząca Stowarzyszenia Szkół Twórczych. Kierownik organizacyjny Olimpiady, dr Paweł Janiszewski, dostał list pochwalny prezesa PTF. Podziękowania i kwiaty dostali przedstawiciele wydawnictw fundujących nagrody dla Olimpijczyków – Wydawnictwa Naukowe PWN oraz Wydawnictw Naukowo-Technicznych. Następnie wręczono dyplomy i nagrody książkowe finalistom oraz ich nauczycielom. Jedyna uczestniczka finału dostała czerwoną różę. Laureaci i nauczyciele laureatów otrzymali dyplomy z rąk prof. Białynickiego-Biruli, laureata pierwszej Olimpiady Fizycznej, dostali też nagrody pieniężne. Nagrody książkowe ufundowały PWN i WNT, a wydawnictwo Prószyński i S-ka ufundowało roczną prenumeratę *Wiedzy i Życia* oraz *Świata Nauki* dla pierwszych dziesięciu laureatów. Pierwszych pięciu laureatów zostało zaproszonych do udziału w tegorocznej Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej w Turcji. Na zakończenie doc. Arkadiusz Orłowski wygłosił wykład „Tajemnica Enigmy”. Tego dnia wieczorem Polskie Radio w programie pierwszym nadało relację z zakończenia Olimpiady.

Laureatami 50. Olimpiady Fizycznej (2000/2001) zostali: Mateusz Stefan Kwaśnicki (nauczyciel – mgr Agnieszka Lewańska, III LO im. Adama Mickiewicza we Wrocławiu, klasa IV), Maciej Fijałkowski (nauczyciel – mgr Alicja Stelmach, XIII LO im. Marii Piotrowiczowej

w Łodzi, klasa IV), Michał Krzysztof Jóźwikowski (nauczyciel – dr Elżbieta Zawistowska, XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, klasa III), Adam Sławomir Działak (nauczyciel – mgr Krystyna Dworecka, IV LO im. Hanki Sawickiej w Kielcach, klasa III), Andrzej Tomasz Görlich (nauczyciel – dr Jerzy Mucha, V LO im. Augusta Witkowskiego w Krakowie, klasa IV), Tomasz Dorau (nauczyciel – mgr Hanna Osicka, IV LO im. Tadeusza Kościuszki w Toruniu, klasa IV), Tomasz Wiktor Kazimierczuk (nauczyciel – mgr Barbara Lenert, I LO im. Mikołaja Kopernika w Krośnie, klasa II), Marek Krzysztof Misztal (nauczyciel – mgr Robert Misztal, II LO w Końskich, klasa III), Piotr Powołowski (nauczyciel – mgr Józef Sozański, V LO w Zielonej Górze, klasa III), Marcin Łukasz Pilipczuk (nauczyciel – dr Elżbieta Zawistowska, XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, klasa II), Sebastian Andrzej Piechowiak (nauczyciel – mgr Aniela Napora, Zespół Szkół w Tarnowskich Górach, klasa IV), Tomasz Gubiec (nauczyciel – mgr Anna Hartleb, I LO im. Jędrzeja Śniadeckiego w Pabianicach, klasa III), Dariusz Konrad Kuśmierk (nauczyciel – dr Iwona Ziółkowska, XXX LO im. Jana Śniadeckiego w Warszawie, klasa IV), Bartłomiej Kochanowski (nauczyciel – mgr Hanna Szyburska, I LO im. Mi-

kołaja Kopernika w Łodzi, klasa IV), Miron Jacek Szadziak (nauczyciel – mgr Teresa Libura, II LO w Opolu, klasa III), Jarosław Piotr Wrona (nauczyciel – mgr Grzegorz Depczyński, I LO im. Mikołaja Kopernika w Krośnie, klasa III).

Wyróżnienia otrzymali Mateusz Kwaśnicki (laureat) i Jakub Jasiński (finalista, nauczyciel – mgr Hanna Szyburska, I LO im. Mikołaja Kopernika w Łodzi, klasa IV) – obaj za rozwiązanie zadania doświadczalnego.

Jan Mostowski

### Najczęściej cytowani

Instytut Informacji Naukowej (ISI) w Filadelfii ułożył listę 101 fizyków najczęściej cytowanych w okresie 1981–1999. Wszyscy autorzy byli cytowani ponad 600 razy. Lista zawiera 73 fizyków pracujących w USA (z samych Laboratoriów Bella jest ich 11). Drugie miejsce zajęli – już znacznie mniej liczni – autorzy ze Szwajcarii (6), następnie czterech z Niemiec, trzech z Francji, po dwóch z Holandii, Kanady, Wielkiej Brytanii i Włoch.

Taką listę ISI tworzy po to, aby „wyszukać wpływowych badaczy, którzy przyczynili się do postępu nauki dzięki swojej wnikliwości i dokonaniom”. W planie jest zestawienie analogicznych list w innych naukach: chemii, inżynierii, neurologii.

Poprzedni prezes Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, profesor Uniwersytetu w Durham (Anglia), laureat Medalu Smoluchowskiego 1992, Arnold Wolfendale wyraził opinię, że nie dziwi go dominacja fizyków ze Stanów Zjednoczonych. Wpłynął na to nie tylko drenaż mózgow z innych krajów, lecz również to, że fizycy amerykańscy cytują głównie autorów amerykańskich, a niechętnie fizyków pracujących gdzie indziej. — Drenaż mózgow jest, być może, jedynym przykładem doceniania przez społeczeństwo amerykańskie europejskich fizyków i innych naukowców — powiedział Wolfendale.

Na czele poprzednio opublikowanej przez ISI listy 1000 fizyków najczęściej cytowanych w latach 1981–1997 był Ed Witten, inicjator teorii strun – 2300 odnośników do 138 jego prac .

*Phys World* 14, nr 6 (2001)

B. W.



W czasie uroczystości wręczenia nagród. Od prawej: laureaci 50. i 1. Olimpiady, Mateusz Kwaśnicki i Iwo Białynicki-Birula, oraz przewodniczący KG OF – autor tej notatki.

## KALENDARZ IMPREZ

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

### 2001

18 – 21 października 2001, Toruń

#### Int. Workshop on Complex Systems in Natural and Social Sciences

Instytut Fizyki Pol. Warszawskiej; prof. Janusz Hołyst, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel.: (22) 6607133, fax: (22) 6282171, Internet: [www.if.pw.edu.pl/~jholyst](http://www.if.pw.edu.pl/~jholyst).

### 2002

1 – 5 lipca 2002, Wrocław

#### Europhysical Conference on Defects in Insulating Materials, EURODIM 2002

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

## NOWE KSIĄŻKI

- Fred Adams, Greg Laughlin, *Ewolucja Wszechświata*, z jęz. angielskiego tłum. Elwira Machowska; PWN, Warszawa 2000, s. 279, cena 28 zł.
- Steven Weinberg, *Teoria pól kwantowych* – t. 3. *Supersymetria*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Chankowski; PWN, Warszawa 2001, s. 457.
- Rosario N. Mantegna, H. Eugene Stanley, *Ekonofizyka – wprowadzenie*, z jęz. angielskiego tłum. Ryszard Kutner; PWN, Warszawa 2001, s. 163.
- *Człowiek i promieniowanie jonizujące*, praca zbiorowa pod red. Andrzeja Hrynkiwicza; PWN, Warszawa 2001, s. 225.
- Curt Supplee, *Fizyka XX wieku*, z jęz. angielskiego tłum. Jerzy Prochorow; PWN, Warszawa 2001, s. 223.
- Robert M. Hazen, Maxine Singer, *Dlaczego czarne dziury nie są czarne? – Nierozwiązane problemy współczesnej nauki*, z jęz. angielskiego tłum. Bogumił Bieniok, Ewa L. Łokas, Elżbieta Turlejska; Prószyński i S-ka, Warszawa 2001, s. 342, cena 39 zł.
- Simon Singh, *Księga szyfrów – od starożytnego Egiptu do kryptografii kwantowej*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Amsterdamski; Albatros, Warszawa 2001, s. 447, cena 34,50 zł.
- David Bodanis,  *$E = mc^2$  – historia najśłynniejszego równania w dziejach świata*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Amsterdamski; Wyd. FAKTY i Wyd. CiS, Warszawa 2001, s. 319, cena 34,90 zł.

---

---

## WARUNKI PRENUMERATY

---

---

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

### I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.
2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę: cena prenumeraty krajowej + rzeczywiste koszty wysyłki. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto: PEKAO SA IV O/Warszawa nr 12401053-40060347-2700-401112-001 lub w kasie Oddziału (Warszawa, ul. Jana Kazimierza 31/33). Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru.
3. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.

### II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

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

### III. ODDZIAŁÓW PTF

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

---

---

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

---

---

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* 24, 701 (1973); 33, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
2. Maszynopisy pracy należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
3. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.
4. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
5. Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, ...), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
6. Aby skrócić cykl wydawniczy, prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, wraz z maszynopisami, plików, zawierających teksty artykułów oraz rysunki, pocztą elektroniczną (nasz adres: [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl)) lub na dyskietkach.
7. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.
8. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

---

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

#### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

---



## SPIS TREŚCI

P. Korecki, J. Korecki – Holografia $\gamma$ – trójwymiarowe obrazowanie lokalnej struktury z rozdzielczością atomową .....	225
RÓŻNE	
A. Zięba – Natura rachunku niepewności pomiaru a jego nowa kodyfikacja .....	238
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
I. Białyński-Birula – Mechanika kwantowa wczoraj, dziś i jutro .....	248
NAUCZANIE FIZYKI	
H. Lalek, A. Bożek – O trajektoriach chaotycznych .....	255
NOWOŚCI NAUKOWE	
Janusz A. Zakrzewski – Projekt TESLA w DESY .....	259
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI .....	266
RECENZJE .....	268
LISTY DO REDAKCJI .....	273
KRONIKA .....	274

## CONTENTS

P. Korecki, J. Korecki – Gamma-ray holography – 3D imaging of structure with atomic resolution .....	225
MISCELLANEA	
A. Zięba – The nature of the measurement uncertainty theory and its new codification .....	238
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
I. Białyński-Birula – Quantum mechanics yesterday, today and tomorrow .....	248
PHYSICS TEACHING	
H. Lalek, A. Bożek – On chaotic trajectories ..	255
SCIENTIFIC NEWS	
Janusz A. Zakrzewski – TESLA Project at DESY .....	259
MEETINGS AND CONFERENCES .....	266
REVIEWS .....	268
LETTERS TO THE EDITOR .....	273
CHRONICLE .....	274

## WKRÓTCE

- *Jerzy J. Wystocki o współczesnych magnesach i występujących w nich mechanizmach koercji*
- *Marek Szczekowski o LHCb – nowym eksperymencie do badania łamania parzystości CP w rozpadach kwarków pięknych*
- *Wykłady noblowskie 2000*