

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 45  
ZESZYT 3  
1994

---

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD GŁÓWNY

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

## Redaktorzy naczelní czasopism PTF

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

## Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)	Doc. dr BAZYLI BOŃCZAK (Łódź)
Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz)	Prof. dr TADEUSZ GÓRECKI (Opole)
Dr hab. ZYGMUNT BAŃ (Częstochowa)	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)
Dr KRYSZTYN KOZŁOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów)
Dr TOMASZ GOSLAR (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ SZYTUŁA (Kraków)	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

## ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

tel./fax 621 26 68

adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 45, ZESZYT 3  
1994

Zeszyt dofinansowany  
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem  
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1994

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa  
adres elektroniczny: [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl)

## Korespondenci Oddziałów PTF:

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

**Ryszard Tadeusiewicz**

*Katedra Automatyki  
Akademia Górniczo-Hutnicza  
Kraków*

## **Sieci neuronowe\***

### **Neural networks**

*Abstract:* Neural network is a new tool for parallel data processing and for modelling of real brain. The recent resurgence of interest in neural networks has its roots in the recognition that the brain performs computations in a different manner than a conventional digital computer. The paper presents fundamental concepts of neural network, its learning rules and applications.

#### **1. Wprowadzenie**

Sieci neuronowe są nowymi, pracującymi współbieżnie systemami przetwarzania informacji. Mogą one także być rozpatrywane jako modele wybranych fragmentów i wybranych funkcji systemu nerwowego. Jedno i drugie powoduje, że sieci te budzą powszechne zainteresowanie, gdyż przez jednych traktowane są jako zapowiedź komputerów XXI wieku, a dla innych mają walor klucza do zrozumienia tajników ich własnego intelektu. Pozostawiając chwilowo na uboczu kontrowersyjną kwestię przydatności sieci neuronowych jako modeli ludzkiego mózgu, można bez obawy stwierdzić, że są to układy przetwarzające informacje, mające w stosunku do typowych systemów obliczeniowych dwie zasadnicze zalety.

Po pierwsze, obliczenia są w sieciach neuronowych wykonywane równolegle; tysiące sztucznych neuronów składających się na sieć, wykonują przypadające im zadania obliczeniowe równocześnie, w związku z czym szybkość pracy sieci neuronowych może miliony razy przewyższać szybkość aktualnie używanych komputerów.

---

\*Referat wygłoszony na XXXII Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie we wrześniu 1993 r.

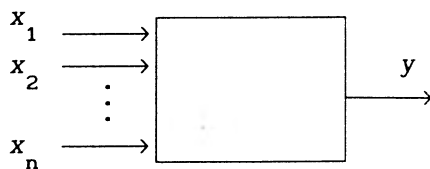
Po drugie, sieci nie trzeba programować. Liczne znane obecnie metody uczenia i samouczenia sieci pozwalają uzyskać ich celowe i skuteczne działanie nawet w sytuacji, kiedy twórca sieci nie zna algorytmu, według którego można rozwiązać postawione zadanie.

Wymienione zalety spowodowały w ostatnich latach ogromny wzrost zainteresowania tą problematyką. Na świecie powstały periodyki naukowe, poświęcone tylko sieciom neuronowym, zwoływano dziesiątki specjalistycznych sympozjów i konferencji, wydano setki książek, uruchomiono tysiące projektów badawczych. Wyczerpujące zreferowanie tak obszernej dziedziny w jednym krótkim artykule jest oczywiście niemożliwe, dlatego zainteresowanych Czytelników zachęcam do sięgnięcia po książkę [1].<sup>1</sup>

## 2. Czym jest i jak działa sieć neuronowa?

Sieć neuronowa jest bardzo uproszczonym modelem mózgu. Składa się ona z dużej liczby (od kilkuset do kilkudziesięciu tysięcy) elementów przetwarzających informację. Elementy te nazywane są neuronami, chociaż w stosunku do rzeczywistych komórek nerwowych ich funkcje są bardzo uproszczone, by nie powiedzieć – sprymitywizowane. Neurony są powiązane w sieć za pomocą połączeń o parametrach (tzw. wagach) modyfikowanych w trakcie procesu uczenia. Topologia połączeń oraz ich parametry stanowią program działania sieci, zaś sygnały pojawiające się na jej wyjściach w odpowiedzi na określone sygnały wejściowe są rozwiązaniami stawianych jej zadań.

Elementy, z których buduje się sieci, charakteryzują się występowaniem wielu wejść i jednego wyjścia (rys. 1).



Rys. 1. Ogólna budowa neuronu

Sygnały wejściowe  $x_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) oraz sygnał wyjściowy  $y$  mogą przyjmować wartości z pewnego ograniczonego przedziału; z dokładnością do prostej

<sup>1</sup> Patrz także artykuły: B. Macukow „Neurokomputery”, *Postępy Fizyki* 41, 265 (1990), T. Szoplik „Połączenia optyczne w komputerach” *ibid.* 42, 165 (1991), K. Chałasińska-Macukow „Optyczne pamięci skojarzeniowe” *ibid.* 42, 605 (1991) (przyp. Red.).

funkcji skalującej można przyjąć, że

$$x_i \in [-1, 1].$$

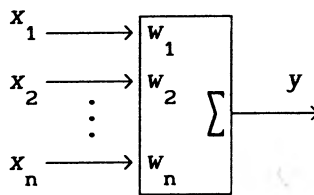
Zależność

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$$

w najprostszym przypadku może być rozważana jako liniowa:

$$y = \sum_{i=1}^n w_i x_i,$$

przy czym współczynniki  $w_i$ , nazywane wagami synaptycznymi, mogą podlegać modyfikacjom w trakcie procesu uczenia (rys. 2).



Rys. 2. Neuron liniowy

Wprowadzając w dalszych rozważaniach wektory sygnałów wejściowych

$$\mathbf{X} = \langle x_1, x_2, \dots, x_n \rangle^T$$

i współczynników wagowych

$$\mathbf{W} = \langle w_1, w_2, \dots, w_n \rangle^T,$$

funkcję liniowego neuronu można opisać wzorem

$$y = \mathbf{W}^T \mathbf{X}.$$

Z ogólnie znanych właściwości iloczynu skalarnego wynika, że sygnał wyjściowy neuronu  $y$  będzie tym większy, im bardziej położenie wektora wejściowego  $\mathbf{X}$  w przestrzeni  $\mathbf{X}$  przypominać będzie położenie wektora wag  $\mathbf{W}$  w przestrzeni  $\mathbf{W}$ .

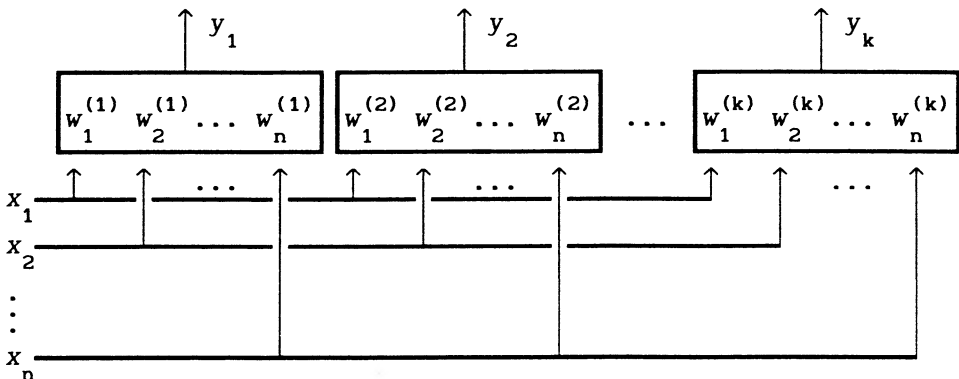
W ten sposób można powiedzieć, że neuron rozpoznaje<sup>2</sup> sygnały wejściowe, wyróżniając te, które są podobne do jego wektora wag.

Rozważmy teraz *warstwę* neuronów, z których każdy ma ten sam zestaw sygnałów wejściowych  $\mathbf{X} = \langle x_1, x_2, \dots, x_n \rangle^T$ , natomiast każdy ma swój własny wektor wag. Ponumerujmy neurony w warstwie i oznaczmy jako  $\mathbf{W}^{(m)} = \langle w_1^{(m)}, w_2^{(m)}, \dots, w_n^{(m)} \rangle^T$  wektor wag  $m$ -tego neuronu ( $m = 1, 2, \dots, k$ ). Wówczas oczywiście sygnał wyjściowy  $m$ -tego neuronu można wyznaczyć ze wzoru

$$y^{(m)} = \sum_{i=1}^n w_i^{(m)} x_i.$$

Omawiana warstwa stanowi najprostszy przykład sieci neuronowej.

Działanie tej sieci polega na tym, że pojawienie się określonego wektora wejściowego  $\mathbf{X}$  powoduje powstanie sygnałów wyjściowych  $y_m$  na wszystkich neuronach wchodzących w skład rozważanej warstwy. Oczekujemy przy tym maksymalnego sygnału wyjściowego  $y_m$  na tym neuronie, którego wektor wag  $\mathbf{W}^{(m)}$  najbardziej przypomina  $\mathbf{X}$ . Sieć tego typu może więc rozpoznawać  $k$  różnych klas obiektów, gdyż każdy neuron zapamiętuje jeden wzorcowy obiekt, na którego pojawienie się jest „uczulony”. O tym, do której klasy należy zaliczyć aktualnie pokazany obiekt, decyduje numer wyjścia, na którym pojawia się sygnał  $y_m$  o maksymalnej wartości. Oczywiście „wzorce” poszczególnych klas zawarte są w poszczególnych neuronach w postaci ich wektorów wag  $\mathbf{W}^{(m)}$ . Schemat takiej sieci przedstawia rys. 3.



Rys. 3. Struktura sieci liniowej

<sup>2</sup> Składowe sygnału wejściowego  $\mathbf{X}$  można rozważać jako cechy pewnych obiektów, a sygnał wyjściowy  $y$  może stanowić miarę podobieństwa tych obiektów do pewnej wyróżnionej klasy. Interpretacja tego typu nawiązuje do często stosowanego modelu *rozpoznawania obrazów* [2].



Stosując konsekwentnie notację wektorową można sygnały wyjściowe z rozważanej warstwy neuronów zebrać w formie wektora

$$\mathbf{Y} = \langle y_1, y_2, \dots, y_k \rangle^T.$$

Wektor ten można wyznaczyć mnożąc wektor wejściowy  $\mathbf{X}$  przez macierz  $\mathbf{W}_k$  o wymiarach  $[k \times n]$ , utworzoną w taki sposób, że jej kolejnymi wierszami są (transponowane) wektory  $\mathbf{W}^{(m)}$  (dla  $m = 1, 2, \dots, k$ ). Macierz  $\mathbf{W}_k$  ma więc następującą budowę:

$$\mathbf{W}_k = \begin{pmatrix} w_1^{(1)} & w_2^{(1)} & \dots & w_n^{(1)} \\ w_1^{(2)} & w_2^{(2)} & \dots & w_n^{(2)} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ w_1^{(k)} & w_2^{(k)} & \dots & w_n^{(k)} \end{pmatrix}.$$

Wykorzystując macierz  $\mathbf{W}_k$  można zapisać funkcje realizowane przez całą sieć w formie jednego zwartego wzoru:

$$\mathbf{Y} = \mathbf{W}_k \mathbf{X}.$$

Obiektem podlegającym uczeniu w takiej sieci jest macierz  $\mathbf{W}_k$ , której wartości trzeba tak dobrać, by sieć realizowała założoną formę odwzorowania sygnałów wejściowych  $\mathbf{X}$  na sygnały wyjściowe  $\mathbf{Y}$ . Podczas uczenia wykorzystuje się tak zwany ciąg uczący

$$U = \langle \langle \mathbf{X}^{(1)}, \mathbf{Z}^{(1)} \rangle, \langle \mathbf{X}^{(2)}, \mathbf{Z}^{(2)} \rangle, \dots, \langle \mathbf{X}^{(N)}, \mathbf{Z}^{(N)} \rangle \rangle,$$

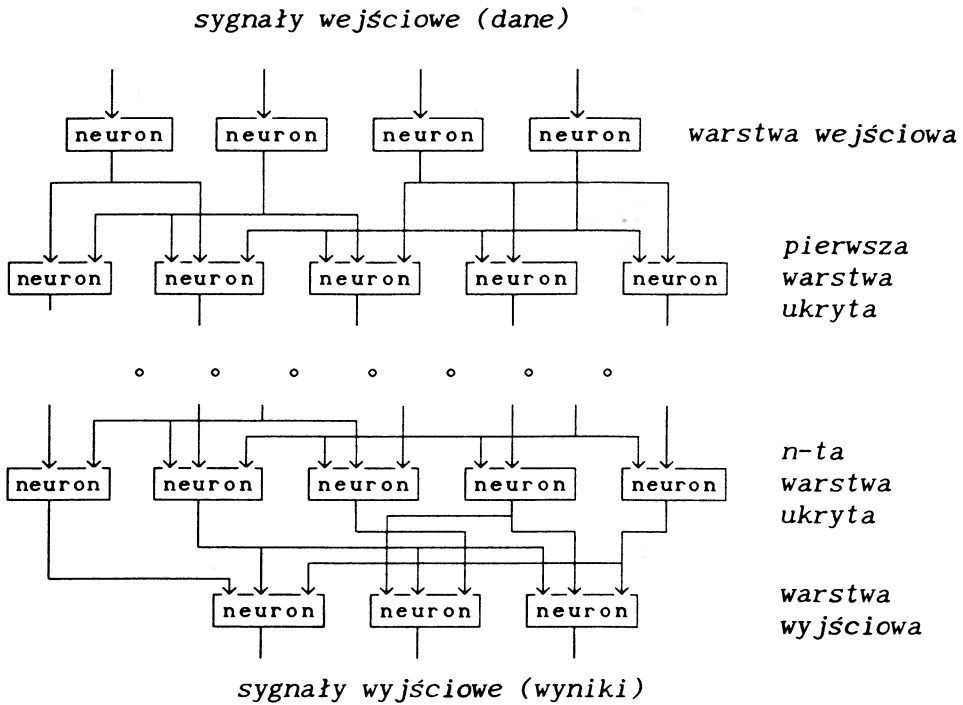
gdzie  $\mathbf{Z}^{(j)}$  są  $k$ -elementowymi wektorami oznaczającymi wymagane zestawy odpowiedzi sieci na wymuszenia dane odpowiednimi wektorami  $\mathbf{X}^{(j)}$ . Uczenie sieci opisuje formuła:

$$\mathbf{W}_k^{(j+1)} = \mathbf{W}_k^{(j)} + \eta \left( \mathbf{Z}^{(j)} - \mathbf{Y}^{(j)} \right) \left( \mathbf{X}^{(j)} \right)^T.$$

Wektor  $\mathbf{X}$  jest  $n$  elementowy i po transpozycji tworzy wiersz o  $n$  kolumnach. Wektory  $\mathbf{Z}$  oraz  $\mathbf{Y}$  są  $k$  elementowe, więc ich różnica tworzy kolumnę o  $k$  wierszach. Przemnożenie tych elementów przez siebie tworzy macierz poprawek  $\Delta \mathbf{W}_k$  o rozmiarach  $[k \times n]$  – dokładnie zgodną z wymiarami macierzy  $\mathbf{W}_k$ , co umożliwia poprawne dodawanie tych macierzy.

Opisana procedura pozwala na uczenie sieci dowolnych liniowych odwzorowań  $\mathbf{X} \rightarrow \mathbf{Y}$ . Znacznie szersze możliwości wiążą się jednak ze stosowaniem sieci

elementów nieliniowych. Sieci takich elementów mają budowę wielowarstwową,<sup>3</sup> przy czym ze względu na dostępność w trakcie procesu uczenia wyróżnia się warstwy: wejściową, wyjściową oraz tak zwane warstwy ukryte (rys. 4).



Rys. 4. Wielowarstwowa sieć elementów nieliniowych

Nieliniowy element przyjmowany w sieciach neuronowych może być opisany równaniem

$$y = \varphi(e),$$

gdzie  $\varphi(\cdot)$  jest wybraną funkcją nieliniową a sygnał  $e$  odpowiada łącznemu pobudzeniu neuronu

$$e = \sum_{i=1}^n w_i x_i + w_0.$$

<sup>3</sup> Sieci liniowe nie mogą mieć struktury wielowarstwowej, ponieważ łatwo stwierdzić, że liniowa struktura wielowarstwowa ma dokładnie te same możliwości przetwarzania informacji, co sieć jednowarstwowa i wprowadzanie dodatkowych warstw sieci jest bezcelowe.

Aby uprościć występujące dalej wzory przyjmiemy, że obok sygnałów  $\langle x_1, x_2, \dots, x_n \rangle$  składających się na wektor  $\mathbf{X}$ , występować będzie składnik  $x_0 \equiv 1$ . Ten formalny zabieg pozwoli zapisać sygnał  $e$  prostym wzorem

$$e = \sum_{i=0}^n w_i x_i.$$

Wzór opisujący uczenie (zmianę wartości składowych wektora wag takiego neuronu) podczas przedstawiania próbek z ciągu uczącego

$$U = \langle \langle \mathbf{X}^{(1)}, z^{(1)} \rangle, \langle \mathbf{X}^{(2)}, z^{(2)} \rangle, \dots, \langle \mathbf{X}^{(N)}, z^{(N)} \rangle \rangle,$$

wygodnie będzie wyprowadzić początkowo dla jednego neuronu. Formuły uczenia szukać będziemy opierając się na regule minimalizacji funkcjonału błędu średniokwadratowego:

$$Q = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \left( z^{(j)} - y^{(j)} \right)^2,$$

gdzie oczywiście

$$y^{(j)} = \varphi \left( \sum_{i=0}^n w_i^{(j)} x_i^{(j)} \right).$$

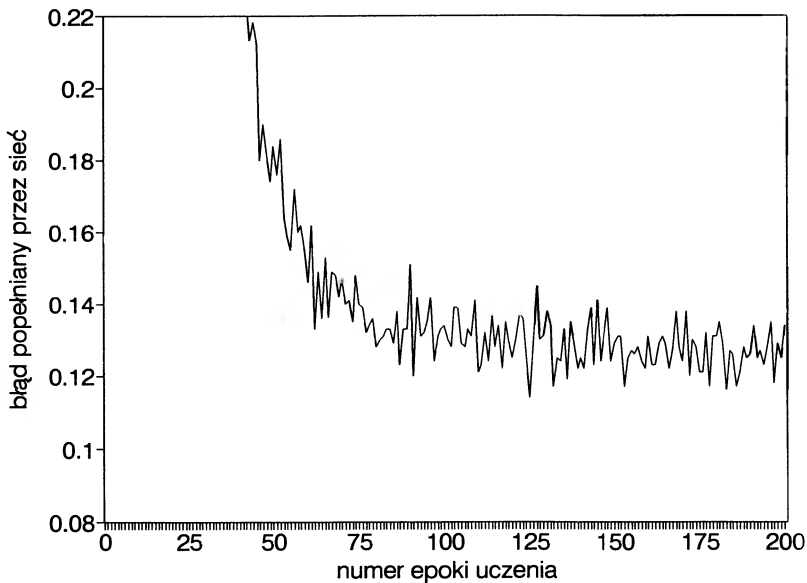
Rozłóżmy funkcjonal błędu na elementy składowe związane z poszczególnymi krokami procesu uczenia

$$Q = \sum_{j=1}^N Q^{(j)},$$

gdzie

$$Q^{(j)} = \frac{1}{2} \left( z^{(j)} - y^{(j)} \right)^2.$$

Proces uczenia prowadzi do minimalizacji błędu  $Q$  popelnianego przez sieć, jak to przedstawiono przykładowo na rys. 5.



Rys. 5. Minimalizacja błędu w trakcie procesu uczenia

Dla osiągnięcia tego efektu możemy postępować zgodnie z gradientową strategią procesu uczenia. Strategię tę możemy zapisać w formie algorytmu zmian współczynników wag w stopniu proporcjonalnym do odpowiednich składowych  $\partial Q/\partial w$ , ale oczywiście w przeciwnym kierunku

$$w_i^{(j+1)} - w_i^{(j)} = \Delta w_i^{(j)} = -\eta \frac{\partial Q^{(j)}}{\partial w_i}.$$

Ponieważ zależność sygnału  $y$  od współczynników wag  $w_i$  ma uwikłany charakter, uwzględniający nieliniową funkcję  $\varphi(e)$ , pochodną cząstkową wylicza się ze wzoru

$$\frac{\partial Q^{(j)}}{\partial w_i} = \frac{\partial Q^{(j)}}{\partial y^{(j)}} \frac{\partial y^{(j)}}{\partial w_i} = \frac{\partial Q^{(j)}}{\partial y^{(j)}} \frac{dy^{(j)}}{de^{(j)}} \frac{\partial e^{(j)}}{\partial w_i}.$$

Pierwszą pochodną występującą w omawianym wzorze można obliczyć bardzo łatwo ze wzoru definiującego  $Q^{(j)}$

$$\frac{\partial Q^{(j)}}{\partial y^{(j)}} = -(z^{(j)} - y^{(j)}) = -\delta^{(j)},$$

gdzie  $\delta^{(j)}$  uznać można za wielkość błędu popełnianego przez sieć w  $j$ -tym kroku procesu uczenia.

Ostatni z rozważanych czynników też łatwo wyznaczyć

$$\frac{\partial e^{(j)}}{\partial w_i} = x_i^{(j)},$$

ponieważ

$$e^{(j)} = \sum_{i=0}^n w_i^{(j)} x_i^{(j)}.$$

Jedyny problem może powstać z czynnikiem  $dy^{(j)}/de^{(j)}$ , ponieważ oczywiście

$$\frac{dy^{(j)}}{de^{(j)}} = \frac{d\varphi(e)}{de^{(j)}}$$

a funkcja  $\varphi(e)$  nie zawsze jest różniczkowalna. Dlatego tak chętnie (i trochę bezkrytycznie) przyjmowana jest w rozważaniach nad sieciami neuronowymi funkcja logistyczna

$$y = \varphi(e) = \frac{1}{1 + \exp(-\beta e)}$$

ponieważ zaletą tej funkcji jest prosta i łatwa do obliczenia wartość jej pochodnej

$$\frac{d\varphi(e)}{de^{(j)}} = y^{(j)}(1 - y^{(j)}).$$

Ostateczny wzór, na podstawie którego uczy się sieci złożone z nieliniowych elementów, może być zapisany w postaci

$$\Delta w_i^{(j)} = \eta \delta^{(j)} \frac{d\varphi(e)}{de^{(j)}} x_i^{(j)}.$$

Wzór ten dla funkcji logistycznej zapisany może być w prostszej postaci

$$\Delta w_i^{(j)} = \eta (z^{(j)} - y^{(j)})(1 - y^{(j)}) x_i^{(j)} y^{(j)}$$

bezpośrednio użytecznej przy konstrukcji elementów naśladowujących sieci neuronowe lub algorytmów symulujących te sieci.

Opisany wyżej algorytm uczenia jest możliwy do bezpośredniego zastosowania jedynie w przypadku sieci jednowarstwowej. Dla sieci wielowarstwowych podany wyżej wzór nie daje się zastosować, ponieważ dla wewnętrznych warstw sieci nie ma możliwości bezpośredniego określenia oczekiwanych (wymaganych)

wartości sygnałów wyjściowych  $z^{(j)}$ , a tym samym nie ma możliwości określenia błędu  $\delta^{(j)}$ . Istotnie, rozważając ciąg uczący w postaci

$$U = \langle\langle \mathbf{X}^{(1)}, \mathbf{Z}^{(1)} \rangle, \langle \mathbf{X}^{(2)}, \mathbf{Z}^{(2)} \rangle, \dots, \langle \mathbf{X}^{(M)}, \mathbf{Z}^{(M)} \rangle\rangle$$

mamy do dyspozycji  $n$ -wymiarowe wektory wejściowe  $\mathbf{X}$  oraz  $k$ -wymiarowe wektory wyjściowe  $\mathbf{Z}$  – stanowiące zestawy wymaganych sygnałów wyjściowych z elementów terminalnych czyli domykających sieć. Jeśli wektor  $\mathbf{Y}^{(j)}$  sygnałów wyjściowych z tych elementów nie będzie odpowiadał wymaganiom, to znaczy jeśli odnotujemy błąd wyrażający się różnicą wektorów  $\mathbf{Z}^{(j)} - \mathbf{Y}^{(j)}$ , to nie będziemy w stanie ustalić, w jakim stopniu za pojawienie się tego błędu odpowiadają neurony warstwy wyjściowej, na których ten błąd się ujawnił, a w jakim stopniu błąd powstał w elementach wcześniejszej warstwy, których sygnały podawane były jako wejściowe do neuronów ocenianej warstwy.

Przez wiele lat nie znano metody skutecznego uczenia sieci wielowarstwowych, a warstwy, dla których nie można było wyznaczyć sygnału błędu znane były w literaturze pod nazwą „warstw ukrytych” (ang. hidden layers). Dopiero w połowie lat 80-tych zaproponowany został algorytm wstecznej propagacji błędów (ang. backpropagation) [3], polegający na tym, że mając wyznaczony błąd  $\delta^{(m)(j)}$  występujący podczas realizacji  $j$ -tego kroku procesu uczenia w neuronie o numerze  $m$  – możemy „rzutować” ten błąd wstecz do wszystkich tych neuronów, których sygnały stanowiły wejścia dla  $m$ -tego neuronu.

Opiszemy dokładniej ten ważny algorytm. Zaczniemy od sprawy oznaczeń. W sieci wielowarstwowej niemożliwe jest ściśle rozgraniczenie sygnałów wejściowych i wyjściowych, ponieważ sygnały wyjściowe z neuronów wcześniejszej warstwy stają się zwykle sygnałami wejściowymi dla neuronów następnej warstwy. Z tego względu wprowadzimy jednolitą numerację wszystkich neuronów (bez dzielenia ich na wejściowe, wyjściowe i należące do warstw ukrytych) oraz zastosujemy stałe oznaczenie  $y_m^{(j)}$  dla sygnału pojawiającego się na wyjściu  $m$ -tego neuronu w  $j$ -tym kroku procesu uczenia. Oczywiście niektóre spośród tych  $y_m^{(j)}$  reprezentować będą sygnały wyjściowe z całej sieci, możliwe do skonfrontowania z odpowiednimi składowymi wektora  $\mathbf{Z}^{(j)}$  w celu stwierdzenia, czy sieć pracuje poprawnie, czy też ma miejsce błąd. Podobnie uznamy, że sygnały wejściowe, dotychczas oznaczane  $\mathbf{X}$ , będą także rozpatrywane jako sygnały postaci  $y_m^{(j)}$ , czyli sygnały występujące na wyjściach wyróżnionej grupy neuronów wejściowych.

Jak z tego wynika, wszystkie sygnały w rozważanej sieci mają postać  $y_m^{(j)}$  i jedynie na podstawie numeru neuronu  $m$  można będzie rozróżnić, z jaki sygnałem (wejściowym, wyjściowym lub może jednym z sygnałów warstwy ukrytej) mamy w tym przypadku do czynienia. Dla skrócenia zapisów i zwiększenia czytelności

dalszych rozważań wprowadzimy jednak wygodną notację opartą na wyróżnieniu w zbiorze numerów neuronów  $\mathcal{M}$  ( $\forall_m m \in \mathcal{M}$ ) następujących podzbiorów:  $\mathcal{M}_x$  – zbiór numerów neuronów wejściowych do sieci;  $\mathcal{M}_y$  – zbiór numerów neuronów wyjściowych z sieci;  $\mathcal{M}_u$  – zbiór numerów neuronów warstwy ukrytej sieci;  $\mathcal{M}_i$  – zbiór numerów neuronów dostarczających sygnałów wejściowych do konkretnego, rozważanego aktualnie neuronu;  $\mathcal{M}_o$  – zbiór numerów neuronów do których dany, rozważany aktualnie neuron, wysyła swój sygnał wyjściowy.

Korzystając z tych oznaczeń możemy teraz wprowadzić zasadę uczenia wielowarstwowej sieci z użyciem algorytmu wstecznego rzutowania. Zaczniemy od stwierdzenia, że w  $j$ -tym kroku procesu uczenia sygnał na wyjściu każdego  $m$ -tego neuronu sieci może być wyznaczony z zestawu zależności o ogólnej postaci

$$y_m^{(j)} = \varphi \left( \sum_{i \in \mathcal{M}_i} w_i^{(m)(j)} y_i^{(j)} \right),$$

gdzie przez  $w_i^{(m)(j)}$  oznaczono wartość współczynnika wagowego synapsy łączącej wejście  $m$ -tego neuronu z wyjściem  $i$ -tego neuronu – oczywiście podczas  $j$ -tego kroku procesu uczenia. Podany wyżej wzór jest potencjalnie niejednoznaczny, ponieważ symbole typu  $y_i^{(j)}$  występują w nim po lewej i po prawej stronie rozważanej formuły, można więc wyobrazić sobie sytuację, że dla pewnych  $i_1$  i  $i_2$  dla wyznaczenia  $y_{i_1}^{(j)}$  potrzebne będzie  $y_{i_2}^{(j)}$  i z kolei dla obliczenia wartości  $y_{i_2}^{(j)}$  potrzebne będzie  $y_{i_1}^{(j)}$ . Jest to jednak niejednoznaczność pozorna, gdyż przy sieciach heteroasocjacyjnych (ang. feedforward) zawsze można wyznaczyć taką kolejność obliczania wartości  $y_m^{(j)}$ , która gwarantuje, że w momencie wyliczania wartości  $y_m^{(j)}$  dla kolejnego neuronu wszystkie wartości  $y_i^{(j)}$  dla  $i \in \mathcal{M}_i$  będą już znane. Sprawa nie jest specjalnie trudna, wystarczy tylko kolejność obliczeń związać z kolejnością przekazywania sygnałów z wejścia sieci do neuronów w kolejnych warstwach: najpierw oblicza się  $y_m^{(j)}$  dla  $m \in \mathcal{M}_x$ , potem dla  $m \in \mathcal{M}_u$  (kolejno od wejścia w kierunku wyjścia), wreszcie na końcu obliczane są wartości dla  $m \in \mathcal{M}_y$ . Sprawa się oczywiście komplikuje, jeśli w sieci występują sprzężenia zwrotne, jednak ten przypadek będzie tu pominięty.

Określony porządek jest także wymagany przy znajdowaniu wartości poprawionych wag synaptycznych, z tym, że jest on przy metodzie wstecznego rzutowania dokładnie przeciwny do tego, jaki jest wymagany przy obliczaniu wartości sygnałów  $y_m^{(j)}$  w kolejnych elementach sieci. Na samym początku wyznacza się zatem poprawki dla neuronów stanowiących wyjściową warstwę sieci ( $m \in \mathcal{M}_y$ ). Tu sprawa jest prosta, ponieważ dla poszczególnych sygnałów  $y_m^{(j)}$  istnieją w ciągu uczącym wzorcowe (oczekiwane) wartości  $z_m^{(j)}$ , z którymi można je porównywać,

wyznaczając bezpośrednio błąd  $\delta_m^{(j)}$ . Zakładamy przy tym dla prostoty, że numeracja składowych wektora wzorców  $Z^{(j)}$  jest identyczna z numeracją neuronów tworzących wyjściową warstwę sieci (tylko przy zachowaniu tego warunku  $m$  w  $y_m^{(j)}$  i  $m$  w  $z_m^{(j)}$  mogą być utożsamiane!). Wówczas

$$\Delta w_i^{(m)(j)} = \eta \delta_m^{(j)} \frac{d\varphi(e)}{de_m^{(j)}} y_i^{(j)},$$

gdzie dla  $m \in \mathcal{M}_y$

$$\delta_m^{(j)} = z_m^{(j)} - y_m^{(j)}.$$

Wzór ten dla  $m \in \mathcal{M}_y$  oraz dla  $\varphi(e)$  w postaci funkcji logistycznej zapisany może być w postaci

$$\Delta w_i^{(m)(j)} = \eta (z_m^{(j)} - y_m^{(j)}) (1 - y_m^{(j)}) y_i^{(j)} y_m^{(j)}$$

dogodnej do praktycznych obliczeń.

Na razie wprowadzane wzory nie wnoszą istotnej nowości; ich zapis jest trochę bardziej złożony (przez konieczność uwzględniania numerów  $m$ ), jednak ich ogólna struktura jest identyczna z wcześniej wprowadzonymi wzorami opisującymi proces uczenia dla pojedynczego neuronu. Jednak z chwilą skoncentrowania uwagi na neuronach warstw ukrytych sytuacja się zmienia. Można bowiem przez analogię zapisać także dla tych neuronów regułę

$$\Delta w_i^{(m)(j)} = \eta \delta_m^{(j)} \frac{d\varphi(e)}{de_m^{(j)}} y_i^{(j)},$$

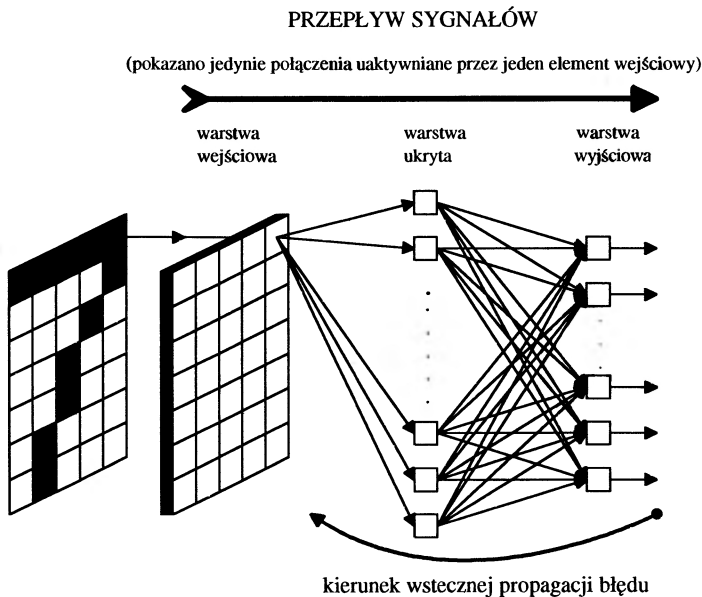
jednak dla  $m \in \mathcal{M}_u$  nie ma możliwości bezpośredniego określenia wartości  $\delta_m^{(j)}$ . Rozważmy jednak zbiór  $\mathcal{M}_o$ . Zgodnie z wprowadzonymi oznaczeniami jest to zbiór neuronów, do których dociera sygnał  $y_m^{(j)}$  czyli sygnał wyjściowy z rozważanego neuronu warstwy ukrytej. Załóżmy na chwilę, że  $\mathcal{M}_o \subseteq \mathcal{M}_y$ , to znaczy założmy, że rozważany neuron należy wprawdzie do warstwy ukrytej, ale jego sygnał wyjściowy dociera wyłącznie do neuronów warstwy wyjściowej, czyli tych, dla których wartości błędów  $\delta_k^{(j)}$  mogą być bez trudu określone. Przy tym założeniu można wykazać [3], że błąd  $\delta_m^{(j)}$  neuronu warstwy ukrytej może być obliczony poprzez wsteczne rzutowanie błędów wykrytych w warstwie odbierającej sygnały:

$$\delta_m^{(j)} = \sum_{k \in \mathcal{M}_o} w_m^{(k)(j)} \delta_k^{(j)}.$$



Warto zwrócić uwagę na współczynniki wagowe, wykorzystywane przy wstecznym rzutowaniu błędów. Czynniki  $w_m^{(k)(j)}$  należy rozumieć jako wagę wejścia  $m$  neuronu  $k$  odbierającego sygnał od aktualnie rozważanego neuronu. Oznacza to, że rzutowane wstecznie błędy mnożone są przez te same współczynniki, przez które mnożone były przesyłane sygnały, tyle tylko, że kierunek przesyłania informacji zostaje w tym przypadku odwrócony: zamiast od wejścia do wyjścia przesyła się je od wyjścia kolejno w kierunku wejścia.

Stosując opisaną wyżej technikę wstecznej propagacji błędów można nauczyć całą sieć, ponieważ każdy neuron warstwy ukrytej albo znajduje się w przedostatniej warstwie sieci i przesyła swoje sygnały do neuronów wyjściowych (wtedy jego błąd może być wyznaczony wyżej podaną metodą) albo znajduje się w jednej z głębiej ukrytych warstw, podając sygnały do neuronów innych warstw ukrytych – wtedy jego błąd można oszacować z chwilą obliczenia błędów w neuronach będących odbiorcami jego sygnałów. Przykładowo w taki sposób uczona była używana przez autora do badań rozpoznawania obrazów trójwarstwowa sieć pokazana schematycznie na rys. 6.

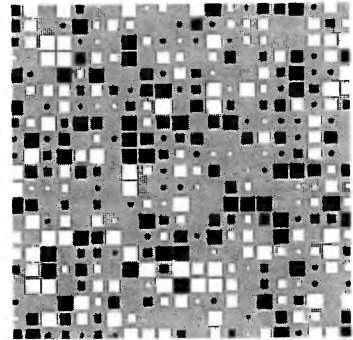
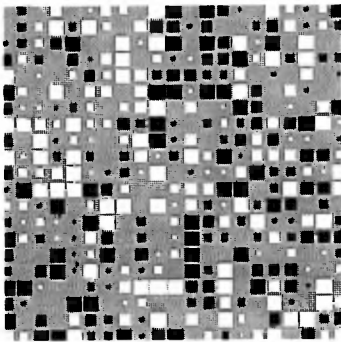


Rys. 6. Struktura eksperymentalnej sieci

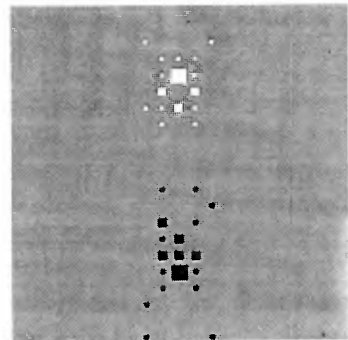
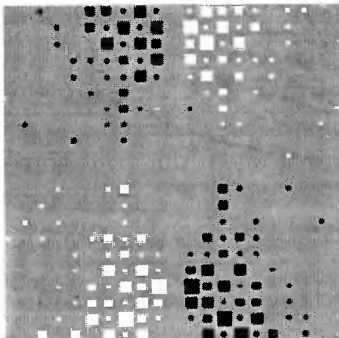
Okazuje się, że dla takiej sieci zawsze da się wyznaczyć taką kolejność wstecznej propagacji błędów, która pozwoli obliczyć błędy  $\delta_m^{(j)}$  dla wszystkich elementów sieci, a tym samym pozwoli znaleźć wszystkie wartości  $w_i^{(m)(j+1)}$  na podsta-

wie wartości  $w_i^{(m)(j)}$  i występujących w sieci sygnałów. Przebieg procesu uczenia przykładowej sieci przedstawiono na rys. 7, na którym pokazano współczynniki wagowe połączeń od siatkówki wejściowej do dwóch wybranych neuronów warstwy ukrytej. Wartości współczynników wagowych symbolizowane są na rysunku przez powierzchnię kwadratów, przy czym kwadraty wypełnione na czarno oznaczają wagi dodatnie, a puste – wagi ujemne. Widać jak chaotyczny pierwotnie rozkład wag zamieniany jest podczas uczenia na uporządkowany obraz celowych połączeń. Doświadczenie wskazuje, że uczenie wykonywane opisaną metodą jest stosunkowo skuteczne, ale bardzo powolne.

### PRZED ROZPOCZĘCIEM UCZENIA



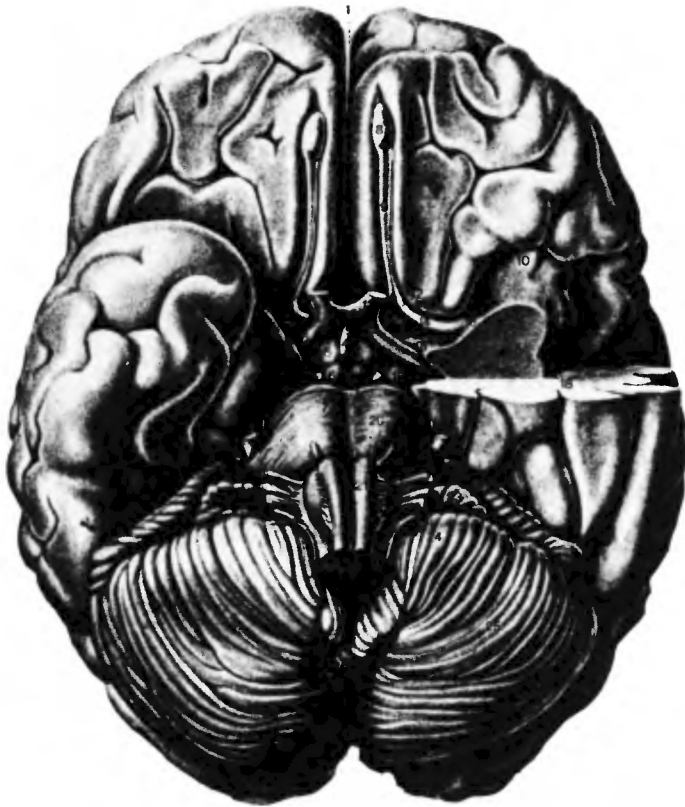
### PO ZAKOŃCZENIU UCZENIA



Rys. 7. Efekty uczenia

### 3. Biologiczne korzenie neuroobliczeń i pierwsze sukcesy

Jak już wspomniano, pierwowzorem wszelkich sieci neuronowych jest oczywiście mózg ludzki (rys. 8), warto więc podać kilka informacji na jego temat. Mózg ma objętość  $1400 \text{ cm}^3$  i powierzchnię  $2000 \text{ cm}^2$  (kula o tej samej objętości ma zaledwie  $600 \text{ cm}^2$ !). Masa mózgu wynosi  $1.5 \text{ kg}$ . Jest to wartość średnia, gdyż są w tym zakresie duże różnice pomiędzy poszczególnymi ludźmi (np. mózgi kobiet są z reguły istotnie mniejsze, niż mężczyzn). Nie ma to jednak istotnego znaczenia, gdyż nie istnieje żaden naukowo wykazany związek między wagą mózgu a jego intelektualną sprawnością. Dodajmy zresztą znany fizjologom fakt, że na wymienioną masę mózgu w większości składa się woda ...



Rys. 8. Prototypem wszystkich sieci jest mózg ludzki

Zasadnicze znaczenie dla intelektualnych funkcji mózgu ma pokrywająca półkule kora mózgowa o grubości średnio ok.  $3 \text{ mm}$ , zawierająca  $10^{10}$  komórek nerwowych i  $10^{12}$  komórek glijowych. Liczbę połączeń między komórkami szacuje się

na  $10^{15}$  przy przeciętnym dystansie od 0.01 mm do 1 m. Komórki nerwowe wysyłają i przyjmują impulsy o częstotliwości 1 – 100 Hz, czasie trwania 1 – 2 ms, napięciu 100 mV i szybkości propagacji 1 – 100 m/s. Szybkość pracy mózgu można szacować na 10 operacji  $\times 10^{15}$  synaps  $\times 100$  Hz =  $10^{18}$  operacji/s (dla porównania można podać, że uznawana za najszybszy komputer świata maszyna Cray YMP ma szybkość  $10^{10}$  operacji/s). Dla wykonania typowej reakcji mózg realizuje nie więcej niż 100 elementarnych kroków, ponieważ czas reakcji jest nie mniejszy niż 300 ms, a czas reakcji pojedynczego neuronu wynosi 3 ms. Pojemności informacyjne kanałów zmysłów można szacować jako: wzrok – 100 Mb/s, dotyk – 1 Mb/s, słuch – 15 kb/s, węch – 1 kb/s, smak – 100 b/s.

Podstawy neuroobliczeń oparte są więc na fundamentalnych odkryciach neurobiologów. Wymieńmy takie ważniejsze odkrycia (podano badaczy, rodzaj odkrycia i datę przyznania Nagrody Nobla):

- Pawłow – model odruchu warunkowego (1904);
- Ramon y Cajal – opis struktury sieci nerwowej (1906);
- Einthoven – rejestracja biopotencjałów tkanek (1924);
- Sherrington – model nerwowego sterowania mięśni (1932);
- Bekesy – model percepcji słuchowej (1961);
- Hodgkin i Huxley – model propagacji sygnału w aksonie (1963);
- Eccles – model synapsy (1963);
- Granit i Hartline – badania mikroelektrodowe (1967);
- Katz – zasada „wszystko albo nic” (1970);
- Hubel i Wiesel – model kory wzrokowej (1981);
- Lorenz i Tinbergen – model celowego zachowania (1986).

Obecnie dziedzina ta ma jednak wyraźnie techniczny charakter i w takiej postaci została w tym artykule przedstawiona.

Pierwszym szeroko znanym przykładem zbudowanej i ciekawie działającej sieci neuropodobnej był *Perceptron* [4]. Był to układ częściowo elektromechaniczny (zmiennie wagi synaptyczne realizowano za pomocą potencjometrów obracanych przez odpowiednio sterowane silniki elektryczne), a częściowo elektroniczny (sumowanie pobudzeń). Zbudowany został w 1957 r. przez Franka Rosenblatta i Charlesa Wightmana w Cornell Aeronautical Laboratory. Przeznaczeniem perceptronu było rozpoznawanie znaków alfanumerycznych z procesem uczenia jako metodą programowania systemu. Oto jego podstawowe dane: 8 komórek nerwowych, 512 połączeń (struktura połączeń zadawana była losowo, co wynikało z rozważanej hipotezy badawczej), szybkość działania szacowana była na  $10^3$  przełączeń na sekundę.

Działanie perceptronu nie było zadowalające z punktu widzenia zasadniczego celu badań: układ wprawdzie uczył się rozpoznawania, jednak nie radził sobie z

bardziej złożonymi znakami, a ponadto wykazywał wrażliwość na zmianę skali rozpoznawanych obiektów, ich położenie w polu widzenia (przesunięcie, obrót) oraz zmiany kształtu. Zaletą perceptronu, obok faktu, że był on pierwszą realnie działającą imitacją sieci nerwowej, była zdolność do zachowywania poprawnego działania nawet po uszkodzeniu pewnej części jego elementów. Wraz ze zdolnością do uczenia się oraz z zagadkową na pozór możliwością uzyskania sensownego celowego działania struktury zbudowanej z elementów połączonych ze sobą w sposób autentycznie losowy - spowodowało to ogromne zainteresowanie eksperymentem perceptronowym w USA i na całym świecie, kilka wersji perceptronów modelował też na komputerach Odra i Cyber autor tej publikacji wraz ze współpracownikami.

Rozwój badań związanych z problematyką sieci neuronowych został gwałtownie zahamowany na początku lat 70-tych za sprawą książki [5]. Zniechęciła ona wielu badaczy, ponieważ dowodziła, że sieci jednowarstwowe (podobne do perceptronu lub oparte na zasadzie hamowań obocznych) mają bardzo ograniczony zakres zastosowań. Impas, który się wytworzył na blisko 15 lat, przełamała dopiero seria prac podających efektywne metody uczenia sieci wielowarstwowych oraz pokazujących, że nieliniowe sieci wielowarstwowe wolne są od ograniczeń wskazanych w książce [5].

Od połowy lat 80-tych notuje się prawdziwy wyścig, którego uczestnikami są obok laboratoriów badawczych także firmy produkujące układy elektroniczne. Osiągnięciami liczącymi się w tym wyścigu są: liczba elementów neuropodobnych, umieszczonych w sieci, liczba połączeń i szybkość działania. Dla zwartości opisu zestawimy ważniejsze elementy tego wyścigu w postaci Tabeli 1. Kolejne kolumny tabeli obejmują: nazwę neurokomputera (właśnie w połowie lat 80-tych utarła się ta nazwa), rok opracowania, liczbę elementów neuropodobnych umieszczonych w sieci, liczbę połączeń, szybkość działania (wyrażoną w liczbie przełączeń na sekundę) oraz nazwisko twórcy i jego firmę. Większość opracowań ma charakter zbiorowy, przytoczono jednak jedynie pierwsze nazwisko spośród wymienianych w publikacjach twórców.

Jako pewną ciekawostkę, chociaż perspektywicznie o dużym znaczeniu, warto odnotować pojawienie się w latach 80-tych neurokomputerów optycznych. Urządzenia te miały z początku skromne możliwości. Pierwszy z szerzej znanych, opracowany w 1984 r. przez Dimitrija Psaltisa z Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego *Electro-optic crossbar* zawierał zaledwie 32 elementy. Ale już następny z wymienianych, *Optical resonator* zawierał  $6.4 \times 10^3$  elementów i  $1.6 \times 10^7$  połączeń oraz pracował z szybkością  $1.6 \times 10^5$  przełączeń w ciągu sekundy. Najnowszy z opisywanych w literaturze, zbudowany przez Dana Andersona z Uniwersytetu Colorado *Optical novelty filter*, zawiera już  $1.6 \times 10^4$  elementów i  $2 \times 10^6$  połączeń

oraz pracuje z szybkością  $2 \times 10^7$  przełączeń w ciągu sekundy.

Tabela 1. Rozwój neurokomputerów

Nazwa	Rok	Liczba elementów	Liczba połączeń	Szybkość	Twórca
Mark III	1985	$8 \times 10^3$	$4 \times 10^5$	$3 \times 10^5$	R. Hecht-Nielsen TRW
Neural emulator processor	1985	$4 \times 10^3$	$1.6 \times 10^4$	$4.9 \times 10^5$	C. Cruz IBM
Mark IV	1986	$2.5 \times 10^5$	$5 \times 10^6$	$5 \times 10^6$	R. Hecht-Nielsen TRW
Odyssey	1986	$8 \times 10^3$	$2.5 \times 10^5$	$2 \times 10^6$	A. Penz Tex. Inst. CRL
Crossbar chip	1986	256	$6.4 \times 10^4$	$6 \times 10^9$	L. Jackel AT&T Bell L.
Anza	1987	$3 \times 10^4$	$5 \times 10^5$	$1.4 \times 10^5$	R. Hecht-Nielsen Neurocomp. Corp.
Parallon	1987	$9.1 \times 10^4$	$3 \times 10^5$	$3 \times 10^4$	S. Bogoch Human Dev.
Anza plus	1988	$10^6$	$1.5 \times 10^6$	$6 \times 10^6$	R. Hecht-Nielsen Neurocomp. Corp.

#### 4. Przykłady zastosowań sieci neuronowych

Trudno wymienić wszystkie aktualnie spotykane zastosowania sieci neuronowych. Czasopismo *BYTE* (nr 8 (1992)) wymienia m.in. następujące zastosowania: diagnostykę układów elektronicznych, badania psychiatryczne, prognozy giełdowe, prognozowanie sprzedaży, poszukiwania ropy naftowej, interpretacja badań biologicznych, prognozy cen, analiza badań medycznych, planowanie remontów maszyn, prognozowanie postępów w nauce, typowania na wyścigach konnych, analiza problemów produkcyjnych, optymalizacja działalności handlowej,

analiza spektralna, optymalizacja utylizacji odpadów, dobór surowców, selekcja celów śledztwa w kryminalistyce, dobór pracowników, sterowanie procesów przemysłowych. W tym samym numerze opisano szczegółowo funkcjonowanie systemu opartego na wykorzystaniu sieci neuronowej o nazwie SNOOPE (System for Nuclear On-line Observation of Potential Explosive). System ten, wykonywany przez firmę SAIC (producenta neurokomputera Sigma I, procesora Delta II i obszernego oprogramowania dla potrzeb neuroobliczeń) służy na wielu amerykańskich lotniskach do kontroli bagażu pasażerów w celu wykrycia ewentualnych ładunków wybuchowych. Pierwszy egzemplarz systemu SNOOPE zainstalowano w międzynarodowych portach lotniczych w Los Angeles i San Francisco w lipcu 1988 r. Po pomyślnym wypróbowaniu (na ponad 40 tys. walizkach i pakunkach) system ten zainstalowano także w innych portach lotniczych. Analiza obrazu uzyskiwanego w wyniku prześwietlenia bagażu dokonywana jest w pełni automatycznie, za pomocą procesora wykorzystującego możliwości uczenia się metodą wstecznej propagacji błędów. Szybkość działania oceniana jest na 10 bagaży na minutę.

Firma Bendix Aerospace dokonywała porównania systemu opartego na sieci neuronowej z typowym programem analizującym sygnały sonarowe. Stwierdzono, że sieć wykrywała obiekty podwodne skuteczniej i szybciej, a ponadto charakteryzowała się szybkim uczeniem: jej przystosowanie do nowych zadań wymagało zaledwie kilku godzin w porównaniu z kilkoma miesiącami potrzebnymi do analogicznego przestrojenia typowego programu klasyfikującego.

Firma Nestor zbudowała system automatycznego czytania znaków pisma japońskiego pod nazwą NestorWriter. System ten działa zadowalająco w wielu firmach amerykańskich dzięki zastosowaniu szybkich adaptacyjnych algorytmów rozpoznawania bazujących na sieciach neuronowych.

Szeroko znany jest program NETtalk dokonujący syntezy mowy na podstawie tekstu pisanego (w języku angielskim). Zastosowane podejście znane jest pod nazwą TDNN (Time Delay Neural Network) i uważane jest za najbardziej efektywną technikę analizy, syntezy, przetwarzania i rozpoznawania sygnałów zależnych od czasu (w tym także sygnału mowy).

Poprzestając na tych kilku konkretnych przykładach zachęcam Czytelnika do penetrowania dalszych zastosowań sieci neuronowych na podstawie bogatej i łatwo dostępnej obecnie literatury, a także do samodzielnych eksperymentów w tej dziedzinie, które spróbuję ułatwić podając niżej kilka wybranych wiadomości na temat dostępnego obecnie sprzętu i oprogramowania do celów samodzielnej budowy sieci neuronowych przez każdego, kto tylko zdecyduje się na ich stosowanie.

## 5. Oprogramowanie i sprzęt do modelowanie sieci neuronowych

Niżej podano informacje o niektórych programach i niektórych rozwiązaniach sprzętowych przeznaczonych do samodzielnych eksperymentów z sieciami neuronowymi. Więcej programów i więcej typów neurokomputerów opisano w książce [1], tam też podano adresy i telefony producentów tego oprogramowania oraz adresy elektroniczne (e-mail) zagranicznych ośrodków naukowych prowadzących badania w zakresie sieci neuronowych lub oferujących miejsca dla studentów lub doktorantów chcących się w tej tematyce specjalizować. Tutaj odnotujemy tylko, że dostępne są m.in. następujące programy:

**Awareness** – program wprowadzający dla nowicjuszy, pozwalający na wykorzystanie 4 struktur sieci neuronowych. Pracuje w systemie MS-DOS, cena 275 \$, producent Neural Systems,

**AXON** – język „drugiej generacji” do opisu i projektowania sieci neuronowych. Stosowany jest w komputerach ANZA. Wspomaga go Neural Network Development Toolkit. Produkcja HNC, cena 1950 \$ za język i 3950 \$ za Toolkit,

**BrainMaker** – oprogramowanie do symulacji sieci neuronowych pracujące w systemie MS-DOS z szybkością  $5 \times 10^5$  przełączeń na sekundę. Zawiera 5 typów elementów (neuronów). Cena 99.95 \$, producent CSS,

**Cognitron** – system do projektowania, modelowania i uruchamiania sieci neuronowych, rozbudowana grafika, możliwość równoległego uruchomienia wielu sieci, powiązania z Lispem, wersja Cognitron Prime współpracuje z transputerem T800; dostępna wersja dla MS-DOS (600 \$) i dla transputera (1800 \$), produkcja Cognitive Software,

**DynaMind** – pakiet oprogramowania dla IBM PC AT/386/486 przeznaczony do modelowania sieci i wypracowywania programów implementujących sieci. Wykorzystuje bibliotekę programów w C o nazwie NeuroLink, ma wbudowane schematy trzech popularnych sieci. Modeluje sieci o liczbie wejść do 8000 i liczbie neuronów w warstwie do 5000 (limit liczby warstw wynika z dostępnej pamięci PC). Bogata grafika. Cena 145 \$ (495 \$ w wersji DynaMind Developer emulującej chip 80170NX Intela). Producent NeuroDynamix,

**ExploreNet** – pakiet programów modelujący 19 różnych schematów sieci neuronowych z interfejsem NetSet i biblioteką modułów współpracujących UISL (User Interface Subroutine Library). Sterowany piktogramami i przystosowany do operowania dużymi zbiorami danych (w szczególności do przetwarzania sygnałów). Odmianą programu jest KnowledgeNet. Szybkość działania obu programów można zwiększyć za pomocą procesora Balboa 860. Cena w wersji MS-DOS 995 \$, w wersji VAX/VMS 3950 \$, produkcja HNC,

**MATLAB Neural Network Toolbox** – zestaw programów do znanego



pakietu matematycznego MATLAB, pozwalających modelować i badać w tym pakiecie proste struktury sieci neuronowych i proste techniki uczenia. Producent: Mathworks Inc.,

**Neural Network Development Tools** – oprogramowanie dla projektowania i badania sieci neuronowych. Zawiera m.in. NeuralWorks Professional II: program modelujący 13 typów standardowych sieci neuronowych (z możliwością definicji dalszych, własnych), zawierający 14 reguł uczenia, 10 funkcji przejścia i 11 funkcji sumujących. Wersje MS-DOS 1495 \$, Sun-4 2995 \$. NeuralWorks Explorer: program wspomagający wstępne badania. Cena 299 \$. NeuralWork Designer Pack – pakiet pozwalający projektować i badać sieci (za pomocą pakietu Professional II), produkujący po zakończeniu prób źródłowy program w C, będący prototypem użytkowego systemu (z dobrze zdefiniowanym interfejsem użytkownika) zawierającego wymaganą sieć. Cena 1995 \$. Producent: NeuralWare,

**Neuralyst for Excel** – pakiet programów pozwalających wykorzystywać do modelowania sieci neuronowych znany arkusz kalkulacyjny Excel firmy Microsoft. Praca badacza wspomagana jest przez bibliotekę Neuralyst Run-Time Library. Producent EPIC Systems Corp.,

**Savvy** – zestaw bibliotek podprogramów (w języku C dla systemu MS-DOS i dla systemu VAX/VMS) wykorzystujących technikę sieci neuronowych do rozwiązywania rzeczywistych problemów. W skład zestawu wchodzi m.in. biblioteki: Savvy Text Retrieval System, Savvy Signal Recognition System, Savvy Vision Recognition System. Cena do ustalenia z producentem, którym jest Excalibur.

Większą sprawność przetwarzania można uzyskać stosując specjalistyczne komputery lub wykorzystując specjalne układy scalone produkowane obecnie do zastosowań neuronowych. Oto niektóre z nich:

**ANZA** – Koprocesor do neuroobliczeń, tworzący z komputera IBM PC 486 specjalizowaną stację roboczą. Dostępne są dwie wersje dla IBM AT (ANZA 7000 \$ i ANZA Plus 12 500 \$) oraz ANZA Plus/VME za 24 950 \$. Produkcja ANZA,

**Balboa 860** – koprocesor przystosowany do neuroobliczeń, zbudowany w oparciu o procesor Intel 860 RISC + 16 MB cache RAM. Szybkość 40 MIPS, 80 MFLOPS,  $25 \times 10^6$  przełączeń na sekundę. Cena 10 950 \$, producent HNC,

**CMAC** – procesor neuronowy stosowany jako karta do PC-AT. Nazwa pochodzi od Cerebellar Model Arithmetic Computer. Działanie oparte na technice *look-up table*. Wykorzystywany do sterowania robotów. Cena 7950 \$, producent Shenandoach,

**Intelligent Pattern Recognition Chips** – Sieć ma możliwość pamiętania macierzy wag  $1000 \times 64$  i mnoży je przez wektor wejściowy. Cena 500 \$, producent Oxford Computer,

**Neuro-07** – komputer ten (sprzedawany wyłącznie w Japonii w cenie 11 tys. \$) pracuje z szybkością 216 000 przełączeń na sekundę. Producent NEC,

**NiSPNT404** – układ scalony, będący pierwszym procesorem mającym w swojej podstawowej liście rozkazów polecenia typowo „neuronowe” (stąd nazwa NiSP: *Neural instruction Set Processor*). Zbudowany w architekturze RISC (16 bitów, 40 MHz) osiąga wydajność 155 MIPS modelując dowolną sieć neuronową o rozmiarach do 8192 neuronów (65 536 synaps). Może współpracować z PC poprzez blok RTS (Run Time System). Za pomocą PC można rozwijać oprogramowanie systemu stosując DSS (Design System Software). Producent Neural Technologies,

**Sigma I Neurocomputer Workstation** – IBM PC 386 wraz z procesorem Delta II karta EGA (Sigma II karta VGA), producent SAIC, cena 31 500 \$. Dostępne są także: Sigma II Neurocomputer Applications Workstation (39 900 \$) i Sigma III Neurocomputer Applications Workstation (42 500 \$). Producent SAIC.

## 6. Zakończenie

Przedstawiony przegląd problematyki sieci neuronowych traktować można w najlepszym razie jako elementarne wprowadzenie do tej dziedziny. Nie omówiono wcale zagadnień samouczenia i samoorganizacji, występujących w rozważanych sieciach, nie przedstawiono problematyki sieci Hopfielda, nie pokazano związków między termodynamiką Boltzmanna a procesami uczenia sieci neuronowych. Zagadnienia te (a także inne) przedstawione są jednak w łatwo dostępnych książkach (np. [1]), zatem jeśli Czytelnik uzna na podstawie tego artykułu problematykę sieci neuronowych za interesującą i godną uwagi – może bez trudu poszerzyć i uzupełnić wiadomości szczegółowe, mając już pewien obraz całości problematyki i wstępny pogląd na temat jej ważności i przydatności.

## Literatura

- [1] R. Tadeusiewicz, *Sieci neuronowe*, wyd. II (Akademicka Oficyna Wydawnicza RM, Warszawa 1993).
- [2] R. Tadeusiewicz, „Sieci neuronowe – przewodnik problemowy”, *Elektrotechnika*, nr 2 (1991).
- [3] D. Rumelhart, „Neural Networks – a Parallel Distributed Processing Perspective”, *Proc. Neural Networks Summer School – Theory, Design and Applications* (Cambridge 1991).
- [4] F. Rosenblatt, *The perceptron. A theory of statistical separability in cognitive system*, Cornell Aeronautical Lab. Inc. Rep. No. VG-1196-G-1, 1968.
- [5] M. Minsky, S. Papert, *Perceptrons* (MIT Press, Cambridge, Mass. 1969).

**Arnold W. Wolfendale**

*Physics Department  
University of Durham  
Durham, Wielka Brytania.*

## Promieniowanie kosmiczne i kosmologia\*

### Cosmic rays and cosmology

*Abstract:* The inter-relation of cosmic ray physics and cosmology is becoming increasingly realized. The lecture deals with a number of contemporary topics, specifically: the lack of symmetry between matter and anti-matter in the Universe, the need for 'dark matter' in order to explain the observed rotation curve of the Galaxy and the still unsolved problem of the origin of the cosmic radiation.

#### 1. Wstęp

Jest dla mnie wielkim zaszczytem i przyjemnością otrzymanie prestiżowego Medalu Mariana Smoluchowskiego przyznanego mi przez Polskie Towarzystwo Fizyczne. Moje związki z fizykami polskimi są bardzo dawne. Dla przykładu podam, iż jako młody doktorant wiele nauczyłem się od Leopolda Jurkiewicza, z którym pracowałem w Laboratorium Blacketta w Manchesterze w roku akad. 1948/49. W tym czasie prof. Jurkiewicz przebywał na stażu naukowym w tym laboratorium pracując nad zagadnieniami widma energetycznego elektronów powstających w wyniku rozpadu mionów pochodzących z promieniowania kosmicznego.

Wiele lat później, na początku lat 60-tych zetknąłem się z Aleksandrem Zawadzkiem kierującym grupą fizyków promieniowania kosmicznego w Łodzi. Natychmiast ujawniły się nasze wspólne zainteresowania i poglądy. Wpadliśmy na

---

\*Wykład wygłoszony w maju 1993 r., podczas Konferencji Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu, przy okazji wręczenia Autorowi Medalu Smoluchowskiego za rok 1992 (przyp. Red.).

pomysł zorganizowania Europejskiego Sympozjum Fizyki Promieniowania Kosmicznego, odbywającego się co dwa lata przemiennie ze światowymi kongresami fizyki promieniowania kosmicznego. Zaplanowaliśmy aby sympozja te odbywały się na zmianę w Europie Wschodniej i Zachodniej. W ten sposób naukowcy z Europy Wschodniej uzyskiwali możliwość spotkań z naukowcami całej Europy co cztery lata na konferencjach odbywających się w ich rejonie. Rezultatem tych kontaktów był wyjazd do Durham Jerzego Wdowczyka. Zapoczątkowało to istniejącą do dnia dzisiejszego współpracę Wdowczyk-Wolfendale, rozszerzoną obecnie o dalszych uczestników, w szczególności Marię Giller z Łodzi oraz J.L. Osborne'a z Durham. Seria tych sympozjów jest kontynuowana.

Niżej przedstawiony wykład jest zadedykowany fizykom polskim, a w szczególności pamięci Mariana Smoluchowskiego. Jestem przeświadczony, że byłby on zainteresowany niektórymi ideami przedstawionymi poniżej i prawdopodobnie byłby w stanie wnieść swój wkład do przedstawionej analizy.

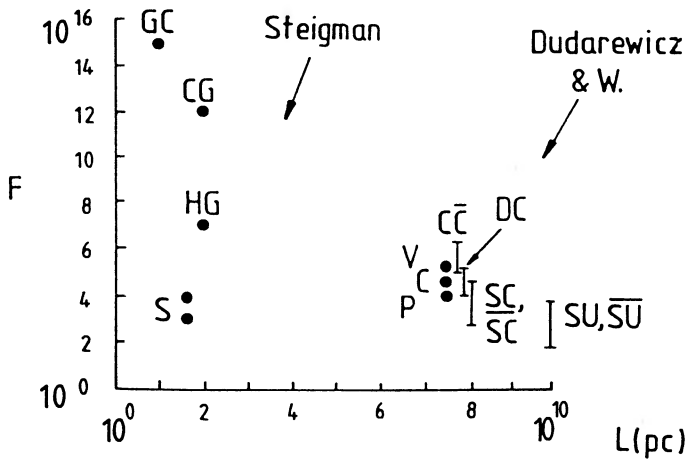
Uczestnicy programu badawczego, aktywnie współpracujący ze mną na różnych etapach badań, których rezultaty przedstawiam poniżej to: A. Dudarewicz, M. Giller i J. Wdowczyk z Łodzi, X. Chi z Pekinu, A.D. Erlykin z Instytutu im. Lebediewa w Moskwie oraz J.L. Osborne z Durham.

## 2. Antymateria we Wszechświecie

Jednym z bardzo istotnych problemów w kosmologii jest pytanie, dlaczego we Wszechświecie jest tak mało antymaterii. Intuicyjnie należałoby oczekiwać równej ilości materii ( $m$ ) i antymaterii ( $\bar{m}$ ). W rzeczywistości w najprostszej wersji teorii Wielkiego Wybuchu otrzymuje się równość ilości materii i antymaterii w bardzo wczesnych epokach rozwoju Wszechświata. Uważa się jednak, iż później mała różnica (rzędu  $10^{-9}$ ) w szybkości rozpadu  $m$  i  $\bar{m}$  powoduje powstanie niewielkiego nadmiaru materii wynoszącego ok.  $10^{-9}$  początkowej masy, a reszta materii i antymaterii anihiluje wzajemnie przechodząc w promieniowanie elektromagnetyczne.

Mimo istnienia tego spójnego obrazu, nadal istnieją zwolennicy poglądu, że  $m \equiv \bar{m}$ . Podkreślają oni, iż nadal istnieje szansa, że równość ilości materii i antymaterii we Wszechświecie jest możliwa w skrajnej skali supergromad galaktyk. Podstawowym argumentem tutaj jest stwierdzenie, że supergromady są na tyle odległe od siebie, iż mieszanie się cząstek z otaczających je gazowych otoczek jest tak niewielkie, że promieniowanie gamma powstające z anihilacji ( $m + \bar{m} \rightarrow$  fotony) nie przekracza mierzonego strumienia pozagalaktycznego promieniowania gamma. Zagadnienie to jest przedmiotem poniższej analizy.

Metoda oparta na wyznaczaniu strumienia promieniowania gamma była w przeszłości używana do określenia granic ilości antymaterii we Wszechświecie w skali lokalnej. Zagadnienie to jest szczegółowo omówione w przeglądowym artykule Steigmana [1]. Z tego artykułu pochodzą pokazane na rys. 1 granice zawartości antymaterii w obiektach w skali gromad galaktyk i mniejszych. Łatwo zauważyć, iż dla wszystkich tych obiektów pojawiłby się bardzo wyraźny nadmiar promieniowania gamma, gdyby dopuścić równość ilości zawartej w nich materii i antymaterii. Dla przykładu można podać, iż gdyby gaz o wysokiej temperaturze w naszej i innych galaktykach zawierał tę samą ilość materii i antymaterii (HG na rys. 1) to byłoby  $10^7$  razy więcej pozagalaktycznych fotonów gamma (o energiach kilkuset MeV), niż się obserwuje w chwili obecnej.



Rys. 1. Antymateria we Wszechświecie.  $F$  jest czynnikiem o jaki oczekiwany strumień promieniowania gamma przekroczyłby strumień obserwowany, gdyby istniała symetria między materią i antymaterią w rozpatrywanych układach. Wyniki zebrane przez Steigmana [1]: GC – chmury Galaktyczne; CG – zimny gaz; HG – gorący gaz; S – gwiazdy; V – gromada Virgo; P – gromada Perseusza; C – zgrupowanie gromad galaktyk. Wyniki Dudarewicza i Wolfendale’a [2]:  $\overline{CC}$  – gromady galaktyk i antygalaktyk; DC – gromady dynamiczne; SC,  $\overline{SC}$  – supergromady i antysupergromady; SU,  $\overline{SU}$  – przypadek rozdzielenia Wszechświata na dwie części – materialną i antymaterialną

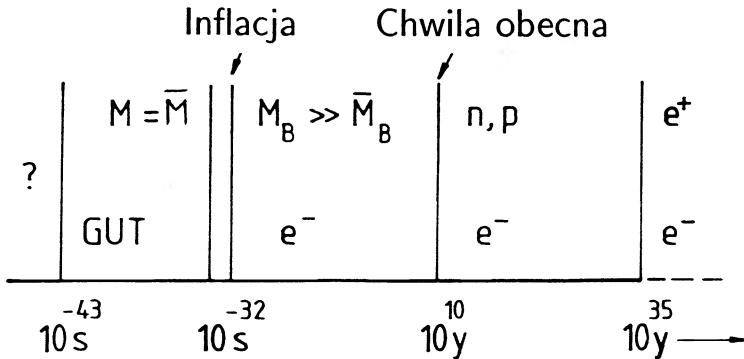
W ostatniej pracy [2] przeanalizowaliśmy dane dotyczące promieniowania rentgenowskiego z gromad galaktyk, by stwierdzić jak zmienia się gęstość zjonizowanego gazu w funkcji odległości od takich gromad. Mapy supergromad (do odległości ok. 400 Mpc) podane przez Cincarinię i wsp. [3], na których oddzielone są obszary należące do poszczególnych supergromad, przeanalizowano dopuszczając statystycznie (wybór losowy), iż poszczególne obiekty są zbudowane

z materii lub antymaterii. Określono obszary przekrywania się gazu z poszczególnych supergromad i w ten sposób wyznaczono oczekiwany strumień promieniowania gamma. Procedury te powtórzono wielokrotnie i otrzymano średnią wartość współczynnika  $F$  (będącego stosunkiem oczekiwanego do obserwowanego strumienia pozagalaktycznego promieniowania gamma). Ta wartość jest oznaczona na rys. 1 jako  $SC, \overline{SC}$ . Widać, że wartość  $F \gg 1$ , co oznacza, iż założona sytuacja lokalnego rozdziału materii i antymaterii na poziomie supergromad galaktyk jest nadal sprzeczna z obserwacjami. Nawet w skrajnym przypadku założenia, że geometryczna połowa Wszechświata jest zbudowana z materii a druga połowa z antymaterii (w ten sposób granica między materią i antymaterią jest zminimalizowana), otrzymujemy wartość  $F$  wyraźnie większą niż 1, w przedziale  $10^2 - 10^4$ . W ten sposób okazuje się, iż praktycznie nie ma sposobu utrzymania scenariusza z  $m \equiv \overline{m}$ . Nie znamy w chwili obecnej struktur większych niż supergromady, dzięki którym możliwe byłoby jeszcze silniejsze rozseparowanie materii i antymaterii dające wystarczająco niski strumień promieniowania gamma.

Należy podkreślić, iż powyższego stwierdzenia nie należy rozumieć jako wniosku, że już nigdy nie może być we Wszechświecie sytuacji takiej, że  $m \equiv \overline{m}$ . Już widzieliśmy, że w bardzo wczesnym Wszechświecie, dla czasu  $t < 10^{-32}$  s, sytuacja taka zachodziła (zanim rozpady doprowadziły do wytworzenia niewielkiego nadmiaru materii). Należy zwrócić uwagę na jeszcze inny, długi okres, w którym wymieniona wyżej równość może powrócić, mimo że w chwili obecnej prawdopodobnie jej nie ma. Jeżeli dopuszczamy scenariusz oparty na teorii wielkiej unifikacji (GUT), to nieuniknioną konsekwencją jest niestabilność protonu na poziomie  $10^{34}$  lat. Można więc powiedzieć, iż po upływie czasu rzędu  $10^{35}$  lat od Wielkiego Wybuchu protony praktycznie ulegną rozpadowi na pozytony i promieniowanie gamma i w rezultacie Wszechświat będzie składał się z pozytonów i elektronów (obecnie istniejących) w równych ilościach, a więc powróci do sytuacji  $m \equiv \overline{m}$ . Ze względu na to, że scenariusz inflacyjny stwierdza, iż czas rozszerzania się Wszechświata jest nieskończony, okres  $10^{35}$  lat jest stosunkowo krótki i w tym czasie Wszechświat znajduje się w stanie „metatrwałym”, w którym istnieje nadmiar materii. Rozpatrywana sytuacja jest zilustrowana na rys. 2.

### 3. Niewidoczna materia w galaktykach spiralnych

Już wcześniej była rozpatrywana sytuacja, iż Wszechświat jest „zamknięty” w tym sensie, iż nie zapadnie się on w skończonym czasie (atrakcyjną stroną tego modelu jest to, że całkowita energia Wszechświata  $E = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}}$  jest równa zero). Znanym i istotnym problemem tutaj jest fakt, iż obserwowana masa



Rys. 2. Schematyczne przedstawienie scenariusza, w którym asymetria między materią i antymaterią istnieje w przedziale czasowym  $10^{-32}$  s –  $10^{35}$  y

Wszechświata jest ok. 20 razy za mała aby zapewnić jego zamknięcie. W ten sposób konieczne jest wprowadzenie niewidocznej (ciemnej) materii. Istnienie ciemnej materii jest również niezbędne w celu zapewnienia spójności obserwowanych tzw. krzywych rotacji (tj. zależności prędkości liniowej ruchu obrotowego od odległości od środka galaktyki) galaktyk spiralnych (nasza Galaktyka nie jest tutaj wyjątkiem). Mierzone prędkości obrotu w zewnętrznej części Galaktyki są wyraźnie większe niż wynikające z pomiaru masy widocznych w Galaktyce obiektów – przeważnie gwiazd. W naszej Galaktyce brakująca masa wydaje się być trzykrotnie większa od masy obserwowanej. Sytuacja jest więc mniej dramatyczna niż w przypadku całego Wszechświata, ale problem istnieje.

Nelson [4] oraz Battaner i wsp. [5] wysunęli interesującą sugestię, która prowadzi do wyjaśnienia krzywej rotacji galaktyk spiralnych bez wprowadzania niewidocznej materii. Postulują oni, iż zjonizowany gaz jest poruszany przez pole magnetyczne Galaktyki z prędkością większą niż spodziewana. Obserwacje ruchu tego gazu są w rzeczywistości podstawą wyznaczenia krzywej rotacji Galaktyki i innych galaktyk spiralnych. Obliczyliśmy [6] azymutalne pole magnetyczne zapewniające taki ruch gazu w Galaktyce, jaki się obserwuje. Okazało się, iż pole to powinno mieć wartość około  $2 \mu\text{G}$  w odległości  $R = 5$  kpc,  $7 \mu\text{G}$  w odległościach  $R = 10 - 20$  kpc i około  $6 \mu\text{G}$  w odległości  $R = 30$  kpc;  $R$  oznacza tutaj odległość od środka Galaktyki (Słońce znajduje się w odległości  $R = 8.5$  kpc).

Sprawdzenie tej hipotezy jest możliwe przy wykorzystaniu otrzymanych wcześniej w naszym zespole rozkładów elektronów promieniowania kosmicznego w funkcji  $R$  [7] oraz podanych wyżej informacji na temat wymaganego natężenia pola magnetycznego. Łącząc te dwie informacje można otrzymać rozkład natężenia promieniowania synchrotronowego w funkcji długości galaktycznej. Przyjmu-

jąc rezultaty badań tego promieniowania przy 408 MHz zebrane przez Haslama i wsp. [8] stwierdziliśmy, iż przewidywane natężenia są 2 – 4 razy zbyt duże dla przedziału  $l = 120 - 250^\circ$ , natomiast nie przekraczają obserwacji w przedziale  $90 - 120^\circ$  oraz w przedziale  $250 - 270^\circ$ . Wynik ten wyklucza możliwość zinterpretowania krzywej rotacji na podstawie podanego wyżej mechanizmu oddziaływania pola magnetycznego na zjonizowany gaz. W ten sposób interpretacja tej krzywej jako rezultatu istnienia ciemnej materii pozostaje wciąż dobrym rozwiązaniem.

Należy wyraźnie podkreślić, iż najsilniejszy dowód istnienia ciemnej materii pochodzi z badań gromad galaktyk. Prędkości ruchu indywidualnych galaktyk są średnio znacznie większe niż oczekiwane z twierdzenia o wirale przy założeniu, iż masy galaktyk są takie jak to wynika z ich jasności. W tym przypadku trudno jest znaleźć proces równoważny dyskutowanemu wyżej procesowi nadawania prędkości zjonizowanemu gazowi przez pole magnetyczne w galaktykach spiralnych.

#### 4. Pochodzenie promieniowania kosmicznego

##### 4.1. Promieniowanie kosmiczne niskich energii

Promieniowanie kosmiczne zostało odkryte przez Wiktora Hessa w 1912 r., ale dopiero teraz zaczynamy dobrze rozumieć niektóre istotne aspekty jego pochodzenia. Szczególnie ważnym jest tutaj zagadnienie ich galaktycznego czy pozagalaktycznego pochodzenia. Wydaje się, że obecnie mamy już odpowiedź na to pytanie, chociaż tylko w odniesieniu do promieniowania o energiach poniżej  $10^{10}$  eV. Należy jednak podkreślić, iż w tym zakresie energii znajduje się większość promieniowania kosmicznego zarówno co do liczby cząstek jak i co do sumarycznej niesionej energii, mimo że całe widmo promieniowania kosmicznego rozciąga się do energii przekraczających  $10^{20}$  eV. Gęstość energii promieniowania kosmicznego poniżej 10 GeV jest w przybliżeniu równa gęstości energii światła gwiazd, energii ruchu gazu w Galaktyce oraz energii lokalnego, galaktycznego pola magnetycznego, a także, co jest godne uwagi, gęstości mikrofalowego kosmicznego promieniowania relikтового (z dokładnością do czynnika 2).

Podstawową trudnością, która pojawia się przy badaniu problemu pochodzenia promieniowania kosmicznego i którą możemy pokonać z bardzo dużym trudem i nie w całym zakresie energii, jest istnienie w Galaktyce pola magnetycznego z „poplątanymi” liniami sił. To pole magnetyczne powoduje, iż kierunki, z których dochodzi ogromna większość promieniowania kosmicznego mają bardzo niewielki związek z kierunkami, w których znajdują się ich źródła. Jedynie przy energiach powyżej ok.  $10^{18}$  eV, dla których odchylenia w polu magnetycznym stają się niewielkie, kierunki przychodzenia cząstek nabierają istotnego znaczenia. Granica



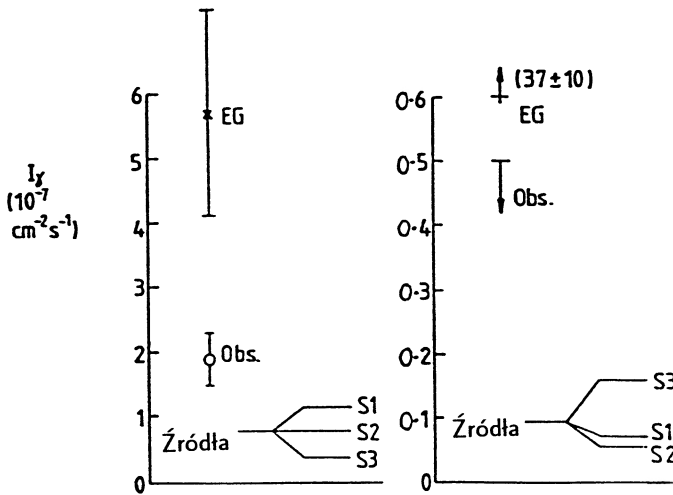
rzędu  $10^{18}$  eV jest jednakże słuszna tylko dla protonów. Dla cząstek o wyższych ładunkach (jąder) jest ona większa  $Z$  razy.

Odpowiedź na pytanie dotyczące zagadnienia galaktycznego czy pozagalaktycznego pochodzenia cząstek niskich energii pochodzi z astronomii promieniowania gamma. Mierząc strumień promieniowania z kierunku, w którym jest znana gęstość gazu, możemy określić średnią intensywność promieniowania kosmicznego wzdłuż tego kierunku, gdyż głównym źródłem promieniowania gamma są zderzenia promieniowania kosmicznego z jądrami atomów gazu. W ciągu wielu lat, korzystając z danych na temat strumieni promieniowania gamma i gęstości gazu w Galaktyce stwierdziliśmy, iż w Galaktyce istnieje „gradient” gęstości promieniowania kosmicznego zarówno dla elektronów (energia ok. 100 MeV) jak i dla protonów (1 – 10 GeV). Istnienie takiego gradientu świadczy o galaktycznym pochodzeniu promieniowania kosmicznego. Istnienie gradientu elektronów zostało dość powszechnie uznane, natomiast gradient protonów nie uzyskał generalnej akceptacji. Nowe rezultaty uzyskane przez Gamma Ray Observatory [9,10] dotyczące strumienia promieniowania gamma z kierunku Obłoków Magellana pozwalają na dalszą analizę tego zagadnienia, której wyniki przedstawiono na rys. 3 [11]. Stwierdziliśmy, iż obserwowane strumienie są znacznie mniejsze niż byłyby w przypadku, gdyby promieniowanie kosmiczne było pozagalaktyczne: wówczas musiałyby ono mieć tę samą intensywność w Obłokach Magellana co lokalnie blisko Ziemi. Przedstawiona analiza jest nietrywialna; jest to spowodowane tym, że wkład do strumienia pochodzący od dyskretnych źródeł promieniowania gamma w tych obiektach nie jest do pominięcia oraz faktem, iż ocena zawartości gazu w tych obiektach jest również skomplikowana. Tym niemniej otrzymany wniosek jest niewątpliwy. Wniosek ten można sformułować następująco: w zakresie energii rzędu GeV co najwyżej 20% lokalnego strumienia promieniowania kosmicznego może być pochodzenia pozagalaktycznego. Z tych badań wynikają również dwa inne wnioski:

1. Kiedy badania promieniowania gamma są połączone z badaniami promieniowania synchrotronowego okazuje się, że gęstość energii promieniowania kosmicznego i gęstość energii pola magnetycznego nie są równe (gęstość energii pola magnetycznego jest większa). Ten wniosek, jeżeli zostanie potwierdzony, może mieć duże znaczenie dla zrozumienia pochodzenia galaktycznego pola magnetycznego oraz w ogólności dla interpretacji danych radioastronomicznych.

2. Natężenia promieniowania kosmicznego w Wielkim i Małym Obłoku Magellana są również mniejsze niż wynikałoby z innych rozważań.

Wydaje się, że albo te galaktyki mają otwarte konfiguracje pola magnetycznego i w rezultacie promieniowanie kosmiczne szybko z nich ucieka, albo że natężenie promieniowania kosmicznego w tych galaktykach w chwili obecnej nadal



Rys. 3. Promieniowanie gamma z Dużego (po lewej) i Małego (po prawej) Obłoku Magellana [11]; EG oznacza przewidywany strumień w przypadku gdyby natężenie promieniowania kosmicznego w Obłokach było takie samo jak przy Ziemi, tzn. gdyby całe obserwowane na Ziemi promieniowanie kosmiczne było pochodzenia pozagalaktycznego; S1-3 przedstawiają różne oceny strumienia promieniowania z dyskretnych źródeł w Dużym i Małym Obłoku Magellana. Strumień ten powinien być odjęty od obserwowanego całkowitego strumienia z tych obiektów przed porównaniem obserwacji z przewidywaniami

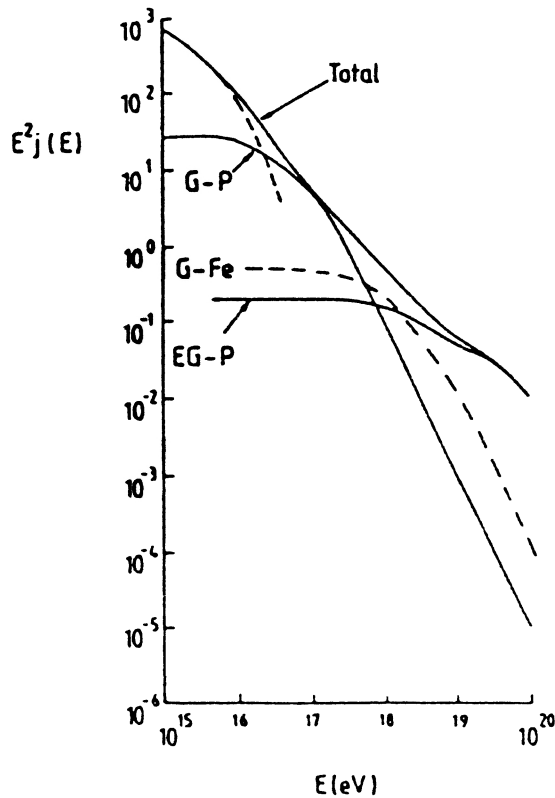
rośnie. Jest możliwe, chociaż nadal dalekie od udowodnienia, iż masowe powstawanie gwiazd w tych obiektach obserwowane ok. 10 mln lat temu (połączone być może ze zderzeniem Obłoków) zapoczątkowało produkcję promieniowania kosmicznego i że stan równowagi nie został jeszcze osiągnięty. Oczekuje się z niecierpliwością zarejestrowania promieniowania gamma z galaktyk innych typów.

#### 4.2. Promieniowanie kosmiczne bardzo wysokich energii

Jak wspomniano wcześniej, tylko przy energiach większych od  $10^{18}$  eV możemy mieć nadzieję na otrzymanie z analizy kierunków przychodzenia cząstek informacji pewnych. Cząstki takie (podobnie jak cząstki przy niższych energiach poczynając od energii rzędu  $10^{14}$  eV) zapoczątkowują wielkie pęki atmosferyczne cząstek wtórnych. Badania tych pęków są drogą uzyskiwania informacji o promieniowaniu kosmicznym bardzo wysokich energii. Jest to dziedzina, w której zarówno w badaniach eksperymentalnych jak i teoretycznych duże osiągnięcia ma grupa prof. Wdowczyka w Łodzi.

Rezultaty długiej serii badań prowadzonych przez nas wspólnie (podsumowanych w pracach [12,13]) doprowadziły do otrzymania widm energetycznych

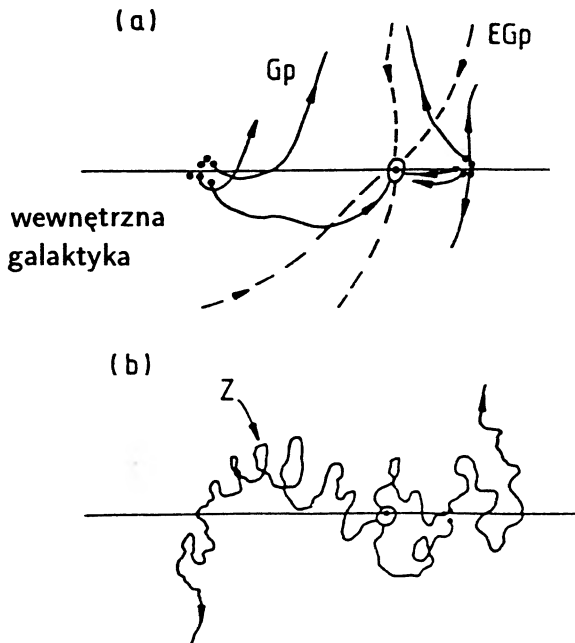
pokazanych na rys. 4. Można zauważyć, iż mimo że dopuszczamy istnienie pewnego strumienia galaktycznych protonów o energiach dochodzących do  $10^{19}$  eV, większość cząstek o energiach  $10^{18} - 3 \times 10^{19}$  eV to galaktyczne ciężkie jądra (zaznaczone na rys. 4 jako „Fe”). Powyżej  $3 \times 10^{19}$  eV zakładamy, iż cząstki są w dominującym stopniu pozagalaktyczne.



Rys. 4. Widma energetyczne promieniowania kosmicznego wysokich energii [14]; G-Fe przedstawia widmo pochodzące od ciężkich jąder. Założono tu, iż strumień jąder jest zdominowany przez jądra żelaza; w rzeczywistości oczekujemy składu mieszanego dążącego do czystego żelaza przy najwyższych energiach. EG-P przedstawia schematycznie składową izotropową, która dominuje przy energiach większych od  $3 \times 10^{19}$  eV. W rzeczywistości widmo tej składowej nie jest prostym widmem potęgowym, ale widmem potęgowym zmodyfikowanym przez oddziaływanie cząstek (protonów) z mikrofalowym promieniowaniem tła

W przedstawionym tutaj obrazie nie ma nic specjalnie nowego, gdyż hipotezy o pozagalaktycznym pochodzeniu tego promieniowania stawiano już wielokrotnie. Nowe natomiast jest stwierdzenie galaktycznych źródeł (prawdopodobnie) protonów w promieniowaniu o energiach powyżej  $10^{19}$  eV oraz wykazanie ist-

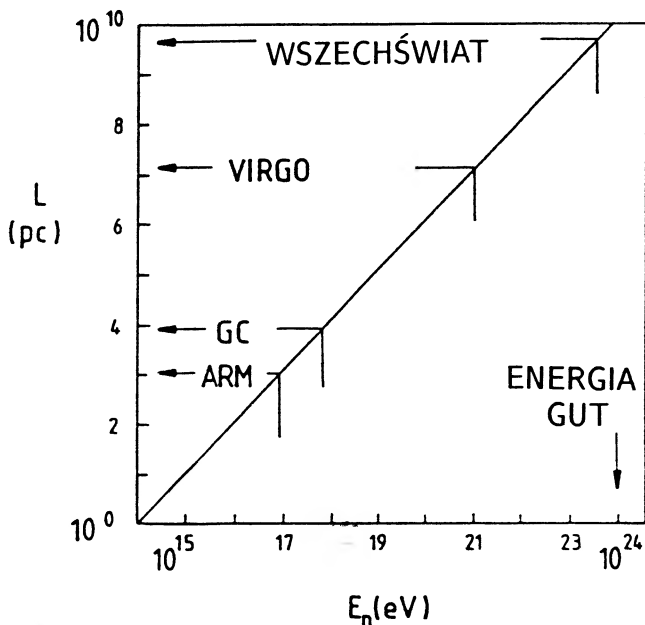
nienia znacznego strumienia ciężkich jąder pochodzenia galaktycznego. Ostatnie obliczenia oczekiwanej anizotropii tego promieniowania oparte na śledzeniu torów indywidualnych cząstek w galaktycznym polu magnetycznym przekonują nas o słuszności tej hipotezy, chociaż niewątpliwie, w odczuciu fizyków promieniowania kosmicznego, w ogólnym rozumieniu tego obszaru energii są nadal pewne niejasności. Rysunki 5a,b odnoszą się do cząstek o najwyższych energiach. Galaktyczne protony dają większe anizotropie niż jądra żelaza o tych samych energiach, ale kiedy właśnie osiągną one energie, dla których można oczekiwać istotnych informacji, źródła (można powiedzieć) zaczynają wysychać. Cięższe jądra mają znacznie bardziej „zapętłone” trajektorie i w związku z tym anizotropia jest wyraźnie mniejsza. W wyniku dominacji ciężkich jąder obserwowane anizotropie są tak małe i tak trudne do zarejestrowania.



Rys. 5. Schematyczne przedstawienie trajektorii cząstek w płaszczyźnie ( $l = 0^\circ$ ,  $180^\circ$ ; b).  $\odot$  oznacza położenie Słońca. (a) dotyczy galaktycznych protonów, (b) dotyczy galaktycznych ciężkich jąder. Twierdzimy, że w ramieniu spiralnym Galaktyki (w kierunku  $l \approx 180^\circ$ ) zaczynają się źródła protonów, ale nie znaleziono ich w wewnętrznej części Galaktyki

Obecność cięższych jąder ma ciekawe następstwa, mianowicie – obecność neutronów powstałych z fragmentacji tych jąder, najprawdopodobniej zachodzących w małych odległościach od źródeł, w oddziaływaniu z fotonami promieniowania

elektromagnetycznego. Rysunek 6 pokazuje średnią drogę swobodną na rozpad neutronu w funkcji jego energii. Lorentzowska dylatacja czasu daje możliwość rejestracji neutronów przychodzących ze znacznych odległości. Nowe aparaty wielkopękowe (będące obecnie w budowie) powinny rejestrować źródła neutronów o energiach  $10^{17}$  eV (oczywiście w tym przypadku nie będzie odchyżeń w polach magnetycznych). W ten sposób powstanie możliwość identyfikacji obszarów, w których jądra są przyspieszane.



Rys. 6. Średnia droga swobodna na rozpad neutronów. VIRGO – odległość od środka gromady Virgo, GC – odległość od środka Galaktyki, ARM – przybliżona odległość od źródeł w lokalnym ramieniu Galaktyki. Można zauważyć, iż źródła ciężkich jąder w lokalnym ramieniu Galaktyki powinny produkować rejestrowalne neutrony przy energiach nawet tak małych jak  $10^{17}$  eV. Jest rzeczą fascynującą, że średni czas życia ze względu na rozpad neutronu o energii odpowiadającej Wielkiej Unifikacji (GUT) odpowiada współczesnym rozmiarom Wszechświata

Końcowa uwaga dotyczy źródeł pozagalaktycznych. Jest tutaj wiele możliwości (aktywne jądra galaktyk, zderzenia galaktyk, szoki wywoływane przez galaktyki w przestrzeni międzygalaktycznej itd.). Powinniśmy tu jednak wspomnieć o strunach kosmicznych. Z rozpadu cząstek X powstałych w wyniku przecinania się tych strun [15] mogłoby powstać promieniowanie kosmiczne wysokich energii. Cząstki X miałyby masy  $10^{24}$  eV i ich rozpady mogłyby w zasadzie być źródłami protonów o energiach dochodzących aż do tej wartości. Dość szczegółowo przeana-

lizowaliśmy ten model [12] i doszliśmy do wniosku, iż fotony produkowane razem z protonami prowadziłyby do powstania w wyniku kaskadowania zbyt wielu niskoenergetycznych fotonów ( $E$  rzędu 100 MeV). Jest jednakże możliwe, iż właśnie te wysokoenergetyczne fotony zapoczątkowują wielkie pęki o najwyższych energiach. Należy zwrócić uwagę, iż własności pęków zapoczątkowanych przez fotony i protony przy energiach  $10^{20}$  eV mogą się zbytnio nie różnić.

Mimo że hipoteza strun kosmicznych nie jest w chwili obecnej wykluczona, oparta jest ona na dosyć dowolnych założeniach dotyczących różnych parametrów i dlatego nie jest zbyt pociągająca. Sądzę, iż w chwili obecnej zagadnienie pochodzenia składowej pozagalaktycznej należy nadal uważać za otwarte.

Tłumaczył Jerzy Wdowczyk

Katedra Fizyki Doświadczalnej UŁ  
Łódź

### Literatura

- [1] G. Steigman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **14**, 339 (1976).
- [2] A. Dudarewicz, A.W. Wolfendale, *Proc. XXIII Int. Cosmic Ray Conf.*, Calgary 1993, t. 2, s. 160.
- [3] G. Chincarini i in., *Clusters and Superclusters of Galaxies*, red. A.C. Fabian, NATO, ASI C **366** (1992), s. 253.
- [4] A.H. Nelson, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **233**, 115 (1988).
- [5] E. Battaner i in., *Nature* **360**, 652 (1992).
- [6] A.D. Erlykin i in., *Proc. XXIII Int. Cosmic Ray Conf.*, Calgary 1993, t. 4, s. 617.
- [7] D.J. van der Walt, A.W. Wolfendale, *Space Sci. Rev.* **47**, 1 (1988).
- [8] C.G.T. Haslam i in., *Astron. Astrophys.* **109**, 209 (1981).
- [9] C.E. Fichtel i in., *Astrophys. J.* **374**, 134 (1992).
- [10] G.F. Bignami, *Nature* **360**, 416 (1992).
- [11] X. Chi, A.W. Wolfendale, *J. Phys. G* **19**, 795 (1993).
- [12] X. Chi i in., *J. Phys. G* **18**, 539 (1992).
- [13] X. Chi, J. Wdowczyk, A.W. Wolfendale, *J. Phys. G* **19**, 769 (1993).
- [14] X. Chi, A.W. Wolfendale, *J. Phys. G* **19**, L77 (1993).
- [15] P. Bhattacharjee, N.C. Rana, *Phys. Lett.* **B246**, 365 (1990).

**Rudolf Peierls**

*University of Oxford  
Oxford, Wielka Brytania*

## Złamane symetrie\*

### Broken symmetries

*Abstract:* There are three ways in which an expected symmetry may not hold exactly: first, if the basic laws do not respect the symmetry exactly; second, if the initial or boundary conditions do not obey the symmetry; and third, by a spontaneous breakdown, which can happen in two ways, here called SBS1 and SBS2, which will be defined and illustrated. Similar to them is the symmetry-breaking approximation, in which a symmetric system is approximated by an asymmetric formalism to make it easier to handle certain correlations.

To zaszczyt i przyjemność zostać zaproszonym do wygłoszenia wykładu imienia Paula Diraca, którego miałem szczęście znać od 1928 r. i który wzbudził szacunek jako wielki fizyk oraz uznanie jako wspaniała osoba. Symetria w fizyce była jednym z zagadnień, do których wniósł on istotny wkład. Nic mi nie wiadomo o tym, aby poświęcił on dużo uwagi naruszonym symetriom, ale zawsze lubił podstawowe pytania i proste argumenty, a to właśnie mam nadzieję przedstawić.

### 1. Typy łamania symetrii

Symetrie odgrywają ważną rolę w fizyce. Termin „złamane symetrie” odnosi się do sytuacji, w których oczekiwane przez nas symetrie są spełnione tylko w

---

\*Tekst wykładu poświęconego pamięci P.A.M. Diraca (Dirac Memorial Lecture), wygłoszonego w Cambridge 15 czerwca 1992 r., opublikowany w *Contemporary Physics* **33**, 221 (1992), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1992 by Taylor and Francis Ltd.] (przyp. Red.).

przybliżeniu lub w pewnych warunkach załamują się całkowicie. Może to nastąpić na różne sposoby i możemy wyróżnić trzy typowe możliwości.

### 1.1. Niepełna symetria

Symetria może być zachowana tylko dla części czynników, z których składa się problem fizyczny i dlatego też może być stosowana tylko w zakresie, w którym inne czynniki są zaniedbywalne. Na przykład wiadomo, że parzystość jest zachowana (tj. nie można odróżnić śruby prawoskrętnej od lewoskrętnej) w fizyce klasycznej oraz w przypadku oddziaływań silnych i elektromagnetycznych, lecz oddziaływania słabe naruszają tę symetrię znacząco. Innym przykładem jest zasada zachowania izospinu (lub niezmienniczość ładunkowa) w fizyce jądrowej, spełniona z dobrym przybliżeniem dla sił jądrowych ale złamana przez siły elektromagnetyczne i dlatego też stosuje się ją tylko wtedy, gdy efekty elektromagnetyczne są zaniedbywalne. Nie będę dalej rozważał takiego typu łamania symetrii.

### 1.2. Symetrie złamane przez okoliczności

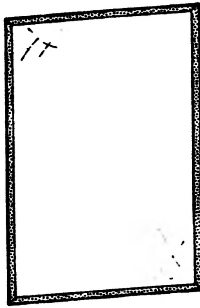
Ogólne prawa fizyki mogą dopuszczać pewną symetrię, ale szczególna sytuacja, w której chcemy je stosować, może ją naruszać. Na przykład, chociaż prawa fizyki są izotropowe i traktują wszystkie kierunki w przestrzeni jako równoważne, w życiu codziennym mamy zasadniczą różnicę pomiędzy poziomem i pionem, pomiędzy kierunkiem w górę i w dół. Jest to spowodowane naszym przebywaniem w pobliżu Ziemi, której siła grawitacji wyróżnia kierunek do środka Ziemi spośród innych. Równoważność różnych kierunków poziomych może być również zaburzona, gdy wieje wiatr lub świeci słońce.

Innym przykładem jest symetria wyrażona niezmienniczością Lorentza, dzięki której wszystkie stany ruchu jednostajnego są równoważne. Jednakże istnieje kosmiczne promieniowanie mikrofalowe, które jest izotropowe tylko w jednym układzie odniesienia. To nie oznacza załamania się niezmienniczości relatywistycznej lecz raczej fakt, że nasz Wszechświat ma historię, która wyróżnia szczególny układ odniesienia. Ta sytuacja jest trochę inna od poprzednich przykładów, ponieważ tam rozróżnienie pomiędzy ogólnymi prawami i szczególnymi okolicznościami było oczywiste; są miejsca, w których kierunki siły grawitacji są różne albo nie ma jej prawie wcale. Ale mamy tylko jeden Wszechświat i jego własności mogą nie być przypadkowe. Jest to zagadnienie filozoficzne, którego nie chciałbym dalej rozpatrywać.

(Jednakże pozwólcie mi zrobić pewną dygresję na temat prostego lecz często mylącego aspektu braku symetrii pomiędzy kierunkiem poziomym i pionowym. Oto jest pytanie: „Dlaczego widzimy siebie w lustrze z zamienioną lewą i prawą stroną, ale nie górą i dołem?” Przecież lustro jest płaszczyzną pionową, a kierunki



na płaszczyźnie winny być równoważne. Popatrzmy na mężczyznę stojącego przed lustrem (rys. 1a). Gdyby rzeczywiście jego wizerunek miał zamienioną lewą i prawą stronę, to byłby taki jak na rys. 1b. Zamiast tego jednak jest taki jak na rys. 1c, utworzonym przez zamianę przodu i tyłu. Dlaczego mówimy, że lustro zamienia lewą i prawą stronę? Powodem jest nasze przyzwyczajenie do ludzi chodzących wokół tak, że uznajemy jedną osobę widzianą z różnych stron za tą samą osobę. Dlatego też porównujemy odbicie zwierciadlane z widokiem osoby, która przeszła za lustro i jest zwrócona ku nam (rys. 1d), i wtedy rzeczywiście te obrazy różnią się zamianą lewej i prawej strony. Gdyby normalnym sposobem przedostawania się za lustro był skok ponad nim głową w dół, myślelibyśmy, że odbicie zamienia górę z dołem.)



(a)



(b)



(c)

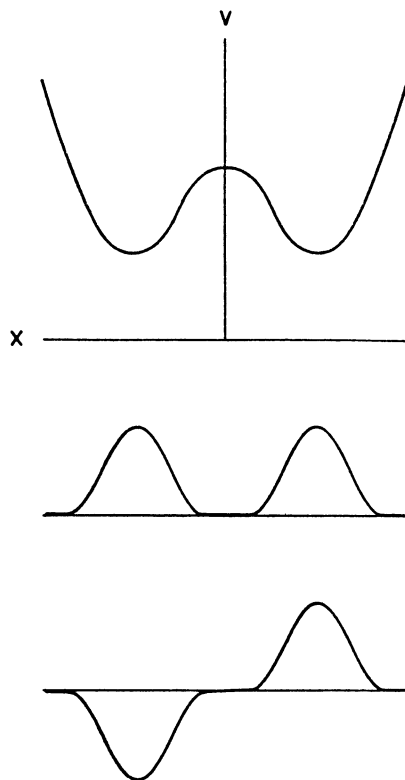


(d)

Rys. 1. Lustro i symetria: (a) człowiek przed lustrem; (b) zamiana lewej i prawej strony; (c) obraz faktyczny; (d) człowiek za lustrem

### 1.3. Symetrie złamane spontanicznie

Jest to rzecz bardzo powszechna i bardzo prosta w fizyce klasycznej; typowym przykładem jest cząstka poruszająca się w potencjale z dwiema studniami (rys. 2). Symetrią jest tu odbicie  $x \rightarrow -x$ . W równowadze cząstka będzie znajdować się w jednym z dwóch minimów potencjału i złamie symetrię. Klasycznie jest to już cała historia.



Rys. 2. Potencjał z dwiema studniami i funkcje własne dwóch najniższych stanów (jakościowo)

## 2. Mechanika kwantowa: spontaniczne złamanie symetrii pierwszego rodzaju

W mechanice kwantowej sytuacja jest bardziej subtelna. Jeśli spojrzymy na równanie Schrödingera dla potencjału takiego, jak na rys. 2, to wiemy z ogólnych

twierdzeń, że funkcje własne muszą zachowywać symetrię, tj. muszą być parzyste lub nieparzyste względem odbicia. W rzeczywistości wiemy z innego twierdzenia, że dla tego jednociałowego problemu stan podstawowy musi mieć parzystą funkcję własną. Pierwszy stan wzbudzony będzie miał funkcję własną o przeciwnej symetrii, tj. nieparzystą. Jeśli wysokość i szerokość bariery potencjału pomiędzy dwoma minimami są znaczące, to różnica energii pomiędzy tymi dwoma stanami będzie bardzo mała.

Przypuśćmy na moment, że ta różnica energii równa się zero. Mamy wtedy dwa zdegenerowane stany i możemy wybrać jako funkcje własne dowolne kombinacje liniowe rozwiązania parzystego i nieparzystego, włączając w to ich sumę i różnicę. Te ostatnie są znaczące jedynie po jednej stronie, prawej lub lewej; są więc odpowiednikami klasycznych rozwiązań łamiących symetrię, jednakże wybór ten byłby całkowicie arbitralny. Degeneracja daje nam swobodę wyboru; możemy wybrać rozwiązania ze złamaną symetrią, ale nie jesteśmy do tego zobowiązani. Co zmusza nas do ich wyróżniania?

Nasz wybór jest zdeterminowany jeśli występuje słaby potencjał zaburzający. Rachunek zaburzeń daje przepis, że musimy znaleźć funkcje własne „przybliżenia zerowego rzędu”, czyli problemu niezaburzonego, do których zaburzone funkcje własne dążą, gdy wartość natężenia zaburzenia jest zmniejszana do zera. Łatwo pokazać [1], że statyczny potencjał zaburzający prowadzi do rozwiązań łamiących symetrię jako funkcji zerowego rzędu.

W przypadku braku zaburzenia, jeśli wiemy z doświadczenia, że cząstka jest, powiedzmy, po prawej stronie, to od tego momentu musimy używać asymetrycznej funkcji lokalizującej cząstkę po prawej stronie. W tym wypadku to właśnie doświadczenie ustala złamanie symetrii.

W rzeczywistej sytuacji nie ma dokładnej degeneracji lecz tylko przybliżona, w tym sensie, że różnica energii jest mała. Jeśli przyłożymy potencjał zaburzający to wynik będzie zależał od stosunku jego wartości do wartości rozszczepienia energetycznego dwóch poziomów. Jeśli zaburzenie jest znacznie większe niż rozszczepienie, to rezultat będzie taki sam jak dla poziomów zdegenerowanych i może pojawić się złamana symetria. Jeśli zaburzenie jest małe w porównaniu do rozszczepienia, nie wystąpi złamanie symetrii.

Obserwacja cząstki po prawej stronie będzie znowu reprezentowana przez funkcję falową skoncentrowaną po prawej stronie, ale tym razem nie będzie to stan stacjonarny i po pewnym czasie cząstka znajdzie się po stronie lewej. Będzie ona oscylować pomiędzy dwoma stanami z częstością odpowiadającą rozszczepieniu dwóch poziomów.

Ta sytuacja jest typowym przykładem czegoś, co będę dalej nazywać **spontanicznie złamaną symetrią pierwszego rodzaju** (SZS1, ang. SBS1). Składają

się na nią bliska degeneracja stanu podstawowego i stanu o innej symetrii oraz zaburzenia lub obserwacje wyróżniające stan asymetryczny.

Tak też jest w przypadku cząsteczek aktywnych optycznie, takich jak cukier. Mogą one istnieć w dwóch postaciach, które są wzajemnymi odbiciami lustrzanymi. Taka cząsteczka z upływem czasu przekształci się w drugą postać i z powrotem. Jednakże czas potrzebny na to jest bardzo długi, odpowiedni do bardzo małego rozszczepienia, ponieważ zamiana jednej postaci na drugą wymaga tunelowania wielu atomów przez znaczące bariery potencjału. Dla celów praktycznych obie postacie są stabilne i chemik traktuje je jako różne substancje. Nie będę rozważał, jak cząsteczki wchodzące w skład organizmów żywych uzyskały określoną skrętność; sądzę, że do tej pory nie ma na to pytanie jednoznacznej odpowiedzi.

Podobna sytuacja pojawia się w swobodnym ruchu dowolnego przedmiotu. Ten problem ma symetrię translacyjną i dla stanu o najniższej energii funkcja falowa środka masy jest falą płaską o nieskończonej długości fali, czyli stałą. To spowoduje, że położenie przedmiotu będzie zupełnie nieoznaczone. Nie jest to sposób, w jaki widzimy przedmioty na codzień. Można argumentować, że przedmioty są zazwyczaj jakoś podtrzymywane, leżą na ławce lub są trzymane w ręku, ale przecież spadający płatek śniegu charakteryzuje się całkiem dobrze określonym położeniem i prędkością. To jest także przypadek SZS1. W pobliżu stanu podstawowego o zerowym pędzie znajduje się kontinuum stanów z małymi pędami i nasza obserwacja prowadzi do superpozycji takiej ich liczby, która jest wystarczająca do przybliżonego zlokalizowania przedmiotu. Tak więc nasza obserwacja spowodowała spontaniczne złamanie symetrii. To samo odnosi się do obrotu ciała makroskopowego.

### 3. Przybliżenia łamiące symetrię

Przykładem odmiennej sytuacji jest jądrowy model powłokowy. Jądro oczywiście posiada niezmienniczość translacyjną w tym sensie, że fizyka nie zależy od tego, gdzie znajduje się jego środek masy oraz że jego stan podstawowy jest oczywiście stanem o całkowitym pędzie równym zero z zupełnie nieokreślonym położeniem. Ale użytecznie jest myśleć o jądrze w kategoriach modelu powłokowego, z centralnym potencjałem przyciągającym nukleony ku ustalonymu punktowi w przestrzeni, co w oczywisty sposób narusza symetrię translacyjną. Celem jest umożliwienie uwzględnienia korelacji pomiędzy nukleonami. Jako przykładu możemy użyć przybliżenia Hartree'ego-Focka, w którym zaczynamy od funkcji falowej cząstek poruszających się niezależnie we wspólnym potencjale. Gdybyśmy chcieli wykorzystać technikę Hartree'ego-Focka przy jednoczesnym zachowaniu

symetrii translacyjnej, musielibyśmy użyć kombinacji fal płaskich, co nie byłoby wcale przybliżeniem, gdyż okazałoby się, iż nukleony większą część czasu spędzają daleko od siebie i wcale nie oddziałują.

W rzeczywistości pozbywamy się symetrii dla łatwiejszego traktowania korelacji pomiędzy położeniami nukleonów. Musimy jednak zapłacić za to pewną cenę, którą jest pojawienie się stanów pozornych, w których środek masy wszystkich nukleonów oscyluje względem ustalonego środka studni potencjału. Są one oczywiście niefizyczne i muszą być zidentyfikowane i odrzucone. W przypadku jąder zdeformowanych, podobna sytuacja powstaje w związku z obrotem. Postulujemy zdeformowaną studnię potencjału, tj. studnię wydłużoną lub spłaszczoną, tym samym naruszającą symetrię obrotową problemu, aby umożliwić istnienie korelacji, dzięki którym nukleony będą skupiać się w pewnych kierunkach.

To co opisałem nie jest naprawdę spontanicznym złamaniem symetrii, ale **przybliżeniem łamiącym symetrię** (PŁS, ang. SBA).

Podobnym przypadkiem jest obrót małych obiektów, takich jak cząsteczki. Tu przerwa energetyczna pomiędzy różnymi poziomami rotacyjnymi jest zbyt duża, aby w większości zastosowań uznać je za bliskie degeneracji. Rzeczywiście, poziomy rotacyjne odpowiadające określonej wartości momentu pędu są obserwowane w widmie pasmowym. Ale aby badać oscylacyjne oraz elektronowe stany cząsteczki łatwiej jest opisać ją jako posiadającą ustaloną orientację. W pewnych okolicznościach może być to rzeczywiście poprawne; jeśli zderzenie zachodzi w krótkim czasie (krótkim w skali prędkości kątowej cząsteczek), to przypuszczenie, że orientacja w czasie zderzenia jest ustalona, może być uzasadnione.

Można zauważyć, że różnica pomiędzy SZS1 oraz PŁS jest rzeczywiście znacząca. Warunek występowania stanów bliskich degeneracji, kluczowy dla SZS1, zależy od skali energii, którą mamy na uwadze. Jednakże różnica pomiędzy cukrami z ich bardzo długimi czasami życia, a powiedzmy cząsteczką, jest wystarczająco olbrzymia aby traktować je jako przypadki o odmiennym charakterze.

#### 4. Ferromagnetyzm: spontaniczne złamanie symetrii drugiego rodzaju

Ferromagnetyk jest często przytaczany jako najbardziej elementarny przykład spontanicznego złamania symetrii. Jego natura jest jednak trochę inna od przypadków rozpatrywanych do tej pory. Dla prostoty rozpatrzmy idealny „ferromagnetyk Heisenberga”: kryształ  $N$  atomów o spinie  $\frac{1}{2}$  każdy, w którym siła wymienna stara się ustawić sąsiednie spiny równolegle. Zaniedbujemy magnetyczne oddziaływanie pomiędzy spinami. Układ jest izotropowy w tym sensie,

że energia zależy tylko od względnych kierunków spinów i że jednoczesny obrót wszystkich spinów jest dobrą symetrią. Łatwo udowodnić, że stan podstawowy jest stanem własnym całkowitego spinowego momentu pędu z wartością własną  $\frac{1}{2}N$  (w jednostkach  $\hbar$ ). Ten stan jest  $(N + 1)$ -krotnie zdegenerowany i dopuszcza wszystkie możliwe kierunki całkowitego spinu. W mechanice kwantowej nie możemy mówić ściśle o kierunku momentu pędu, ponieważ jego różne składowe nie komutują i nie można im jednocześnie przypisać określonych wartości. Na przykład, gdy składowa  $z$  jest  $M = J$ , mamy zwyczaj mówić, że całkowity moment jest w kierunku  $z$ , ale to nie jest poprawne stwierdzenie. Poprawnym opisem jest stwierdzenie, że składowa  $z$  ma wartość maksymalną i że suma kwadratów składowych  $x$  i  $y$  jest równa  $J$ , tj.  $\frac{1}{2}N$  w naszym przypadku, ale ich poszczególnych wartości nie można określić. Jednakże dla ciała makroskopowego  $N$  jest bardzo małe w porównaniu do  $N^2$ ; więc dla wszystkich celów praktycznych całkowity spin jest w kierunku  $z$ .

To oczywiście nie jest symetryczna sytuacja, ani też żaden inny zdegenerowany stan nie jest symetryczny. Przynajmniej, gdy rozważamy dokładne, zachowujące symetrię rozwiązanie problemu. Należy ono, jak mówi teoretyk grup, do nieprzywiedlnej reprezentacji grupy obrotów spinu, ale nie do reprezentacji identycznościowej. Stan należący do tej ostatniej to taki, który nie ulega zmianie przy żadnym obrocie, tzn. jest stanem o momencie pędu równym zero.

Tak więc mamy tu złamaną symetrię w tym sensie, że stan podstawowy jest koniecznie anizotropowy, ale to jest stwierdzenie dokładne i nie wymaga przypadkowej prawie-degeneracji innej, niż wymaganej przez symetrię problemu.

Jeśli podzielimy na funkcję falową stanu o  $M = J$ , powiedzmy operatorem składowej  $x$  całkowitego momentu pędu (tj. wykonamy infinitesimalny obrót wokół osi  $x$ ), to otrzymamy stan o  $M = J - 1$ . Może on być także przedstawiany jako superpozycja z jednakowymi amplitudami i jednakowymi fazami stanów, w których jeden spin jest odwrócony. Nazywamy to falą spinową o nieskończonej długości fali i udowodniliśmy, że fala spinowa o nieskończonej długości nie przenosi energii. Jest to cecha „bozonu Goldstone’a”, typowego dla przestrzenie jednorodnych (lub periodycznych) układów ze złamaną symetrią.

Tę sytuację będę nazywać **złamaną symetrią drugiego rodzaju** (SZS2, ang. SBS2). Jest ona scharakteryzowana jako układ, w którym stan podstawowy należy do innej niż identycznościowa reprezentacji odpowiedniej grupy symetrii. Anderson [2] woli w tym wypadku nie używać określenia złamana symetria i jest to kwestia semantyki, ale to wyłącza z dyskusji złamanych symetrii pewne istotne przypadki.

## 5. Antyferromagnetyzm

Antyferromagnetyk stanowi bardziej skomplikowany problem, dla którego nie istnieje żadne ścisłe rozwiązanie. Najprostszym przypadkiem jest sieć atomów, każdy ze spinem  $s$ , która może być podzielona na dwie podsieci, które będziemy nazywać  $a$  i  $b$ , tak, że każdy najbliższy sąsiad atomu  $a$  należy do podsieci  $b$  i na odwrót. Oddziaływanie wymienne dąży do ustawienia spinów sąsiednich atomów w przeciwnych kierunkach.

Klasycznie, mielibyśmy wszystkie spiny podsieci  $a$  ułożone w kierunku, powiedzmy,  $+z$  oraz wszystkie spiny podsieci  $b$  w kierunku  $-z$ , lecz w mechanice kwantowej nie jest to stan stacjonarny z dwóch powodów. Po pierwsze, hamiltonian indukuje przejścia, w których dwa sąsiednie spiny zmieniają swe wartości  $m_z$  z  $(s, -s)$  na  $(s-1, s+1)$ . Mówiąc intuicyjnie, oznacza to niedoskonałe ukierunkowanie spinów. Po drugie, całkowity spinowy moment pędu w stanie podstawowym jest zero; wobec tego kierunek wyróżniony nie istnieje. Intuicyjnie oznacza to, że całkowite momenty pędu podsieci, mimo że pozostają nawzajem przeciwne, mogą być niezależnie skierowane w dowolnym kierunku.

Punktem wyjścia takich przybliżonych rozwiązań, które są dostępne dla trzech wymiarów, jest przyjęcie dużej wartości  $s$ , co w granicy jest sytuacją klasyczną, i użycie przybliżenia małego  $1/s$ . Wydaje się, że są to sensowne przybliżenia nawet dla tak małego  $s$  jak  $\frac{1}{2}$ . Za pomocą metody takiego typu Anderson [3] pokazał, że istnieją stany wzbudzone o energiach wzbudzenia proporcjonalnych do  $1/N$  ( $N$  to ponownie całkowita liczba atomów). Za pomocą ich superpozycji możemy otrzymać stan, w którym momenty pędu podsieci w przybliżeniu wskazują kierunki  $z, -z$ .

Dlatego też mamy tu bliską degenerację, konieczną do wystąpienia SZS1. W jakich okolicznościach możemy znaleźć złamana symetrię w praktyce? Jedno możliwe doświadczenie wykorzystuje dyfrakcję neutronów. Typowe eksperymenty dyfrakcyjne badają korelacje pomiędzy spinami dwóch podsieci i w ten sposób sprawdzają obecność antyferromagnetyzmu, ale nie wskazują, w jakim kierunku podsieci są spolaryzowane. Jednakże jeśli eksperyment jest wykonany za pomocą spolaryzowanych neutronów, oraz jeśli faza rozproszonej amplitudy, powstała na skutek różnicy pomiędzy sieciami, jest obserwowana poprzez interferencję z padającymi neutronami, to kierunek spinu każdej z podsieci byłby znany i to złamałoby symetrię. Nie wiem, czy takie doświadczenie zostało przeprowadzone.

Gdyby było przeprowadzone, a następnie powtórzone po pewnym czasie, ten kierunek by się zmienił. Czas potrzebny na to jest związany z rozszczepieniem energetycznym stanów o różnych symetriach i dlatego jest proporcjonalny do  $N$ , a w przypadku makroskopowym jest to bardzo długo. To, że jest to długo jest

wiarygodne, ponieważ zmiana kierunku wymaga jednoczesnego odwrócenia  $N$  spinów.

Innym sposobem zademonstrowania złamania symetrii jest obserwacja jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR).<sup>1</sup> Gdyby każdy atom miał ustalony kierunek spinu, to posiadałby lokalne pole magnetyczne, a to spowodowałoby rozszczepienie energetyczne pomiędzy różnymi orientacjami spinu jądrowego, a oscylujące pole mogłoby powodować przejścia pomiędzy nimi. W stanie podstawowym prawdopodobieństwa różnych kierunków spinu atomowego są jednakowe; wobec tego nie powinno być żadnego rozszczepienia pomiędzy poziomami jądrowymi. Jednakże z powodu bliskiej degeneracji poziomów elektronowych, mamy sytuację zobrazowaną w naszym pierwszym przykładzie, tj. zaburzenie pochodzące od jądrowych momentów magnetycznych może być większe niż różnica pomiędzy stanami o różnych symetriach; w konsekwencji symetria układu antyferromagnetycznego jest złamana. Obserwacja ukazuje, że częstość rezonansu magnetycznego jest rzeczywiście tego samego rzędu co w atomie swobodnym, a to oznacza, że lokalne pole magnetyczne zachowuje swój kierunek przez czas dłuższy niż czas relaksacji NMR.

## 6. Nadprzewodnictwo

Inną sytuacją, często przytaczaną jako typowy przykład spontanicznego złamania symetrii, jest dobrze znana teoria nadprzewodnictwa Bardeena-Cooper-Schrieffera (BCS). Badaną symetrią jest „globalna niezmienniczość cechowania”, która oznacza, że fizyka nie zmienia się, gdy funkcja falowa elektronu (i każdej innej ujemnie naładowanej cząstki) jest przemnożona przez stały czynnik fazowy  $\exp(i\delta)$  (lub  $\exp(-i\delta)$  dla dodatniego ładunku). To gwarantuje zachowanie ładunku. Bardziej ogólna „lokalna niezmienniczość cechowania”, w której  $\delta$  może się dowolnie zmieniać w czasie i przestrzeni, wymaga także transformacji potencjału wektorowego i nie będę jej omawiać.

Złamanie symetrii wyraża się przez fakt, że funkcja falowa BCS dla stanu podstawowego jest superpozycją wyrazów odpowiadających różnym liczbom elektronów. W najprostszej postaci tą funkcją jest

$$\psi_{\text{BCS}} = \prod_{\mathbf{k}} (1 + q_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^{\dagger}) |0\rangle, \quad (1)$$

gdzie  $b_{\mathbf{k}}^{\dagger}$  jest operatorem, który generuje parę elektronów, jeden o wektorze falo-

<sup>1</sup> Jestem wdzięczny K.W.H. Stevensowi za pomocne dyskusje na ten temat i za informacje o rezonansie jądrowym.



wym  $\mathbf{k}$  i spinie w górę, a drugi o wektorze falowym  $-\mathbf{k}$  i spinie w dół:

$$b_{\mathbf{k}}^{\dagger} = c_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} c_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger}. \quad (2)$$

Możemy uporządkować wyrazy iloczynu (1) względem liczby zawieranych czynników  $b^{\dagger}$

$$\begin{aligned} \psi_{\text{BCS}} = & (1 + \sum_{\mathbf{k}} g_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^{\dagger} + \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} g_{\mathbf{k}} g_{\mathbf{k}'} b_{\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}'}^{\dagger} \\ & + \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{k}''} g_{\mathbf{k}} g_{\mathbf{k}'} g_{\mathbf{k}''} b_{\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}'}^{\dagger} b_{\mathbf{k}''}^{\dagger} + \dots) |0\rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

gdzie  $N$ -ty wyraz odpowiada  $N$  parom lub  $2N$  elektronom.

Ponieważ ładunek jest ściśle zachowany, taki stan nie może powstać na skutek żadnego z możliwych procesów fizycznych. Musimy więc przyjąć, iż w najlepszym razie reprezentuje on PŁS. Skąd wiemy, że jest to naprawdę przybliżenie do stanu możliwego fizycznie? Można pokazać [1], że  $N$ -ty wyraz w równaniu (3), gdzie  $2N$  jest faktyczną liczbą elektronów, w pierwszym rzędzie przybliżenia daje tę samą wartość oczekiwaną energii co funkcja BCS, jeśli tylko  $N$  jest dużą liczbą. To samo jest prawdziwe dla stanu „kwazicząstki”, jeśli jest on analizowany w ten sam sposób.

Oczywiście nie jest to argument przeciw rozwiązaniu BCS. Jak zwykle w przypadku PŁS, pozwala ono wyrazić ścisłą korelację pomiędzy członkami pary w prosty sposób. Operowanie bezpośrednio funkcją  $\psi_N$  byłoby bardzo pracochłonne, a jej własności mogą być łatwiej zbadane na podstawie odpowiedniej równoważności z  $\psi$  BCS.

## 7. Inne zastosowania

Ważnym przykładem spontanicznego złamania symetrii jest cząstka Higgsa w fizyce cząstek elementarnych, postulowana lecz jeszcze nie zaobserwowana. Przypuszcza się, że jej pole jest izospinorem z dwiema składowymi i dlatego jest formalnie analogiczne do ferromagnetyzmu. Wchodzenie w szczegóły zawiodłoby nas za daleko, lecz jest to oczywiście przypadek SZS2.

Tłumaczył Krzysztof Burzyński  
Instytut Fizyki Teoretycznej UW  
Warszawa

**Literatura**

- [1] R. Peierls, *J. Phys. A* **24**, 5273 (1991).
- [2] P.W. Anderson, *Phys. Today*, May 1990, s. 117.
- [3] P.W. Anderson, *Phys. Rev.* **80**, 694 (1951).

## RÓŻNE

**Minko Balkanski**

*Laboratoire de Physique des Solides  
Université Pierre et Marie Curie  
Paris, Francja*

### **Mikrobaterie stałociałowe jako źródło mikromocy\***

#### **Solid state micropower**

*Abstract:* Microbatteries are being developed for chip components and open the way to 3-D integrated electronics.

W ostatnich latach w wielu laboratoriach prowadzi się intensywne prace nad skonstruowaniem i badaniem baterii, których rozmiary są porównywalne z rozmiarami urządzeń mikroelektronicznych, a grubość nie przekracza  $5 \mu\text{m}$ . Do wytwarzania takich baterii używa się technologii stosowanych do produkcji cienkich warstw lub technologii osadzania za pomocą wiązki molekularnej (MBD), czyli technologii możliwych do pogodzenia z technologiami używanymi do produkcji obwodów scalonych. W przyszłości baterie takie znajdą zastosowanie w mikro-urządzeniach, mikroczujnikach, obwodach scalonych i urządzeniach o bardzo wielkiej skali integracji. Mikrobateria o rozmiarach porównywalnych z rozmiarami urządzeń mikroelektronicznych będzie służyła jako źródło mocy dla pojedynczych elementów wchodzących w skład obwodu scalonego, jak i w wielu innych urządzeniach mikroelektronicznych. Takie baterie będzie można z powodzeniem

---

\* Artykuł, opublikowany w *Physics World* 3, nr 11, 29 (1990), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1990 by IOP Publishing Ltd.] (przyp. Red.).

stosować do pomocniczego zasilania pamięci RAM i obwodów CMOS; na przykład, typowym zastosowaniem byłoby wbudowane w strukturę CMOS źródło zasilania elementów pamięci.

Przy istniejącej w mikroelektronice tendencji do stałego zmniejszania rozmiarów elementów aktywnych, rozkład mocy elektrycznej staje się poważnym ograniczeniem dalszego scalania obwodów. Można by tego uniknąć używając scalonych mikrobaterii do zasilania lokalnego. W niedalekiej przyszłości mogą także pojawić się nowe urządzenia, których integralną częścią będzie nadprzewodnik zasilany za pomocą scalonej mikrobaterii.

Projektowanie nowej architektury mikroelektronicznej, w której moc będzie generowana w miejscu, gdzie jest potrzebna, a nie dostarczana z odległego źródła, pozwoli uniknąć stosowania przewodów prądowych, strat mocy i błędnego przenikania informacji, które są głównymi przeszkodami w zwiększaniu stopnia integracji układów w mikroelektronice. Użycie punktowych źródeł mocy pozwoliłyby także rozwinąć technologie trójwymiarowych układów scalonych.

Małe baterie są używane od dawna. Opracowane przez C.R. Schlaikjera i C.C. Lianga w 1971 r. baterie z anodą litową ( $\text{Li/LiJ/J}_2$ ), działające w temperaturze  $37^\circ\text{C}$ , znalazły zastosowanie w rozrusznikach serca. W tych bateriach napięcie na otwartym obwodzie ( $V_{oc}$ ) wynosi 2.8 V, a gęstość energii od 100 do 200  $\text{W h kg}^{-1}$ . (Baterie takie są zazwyczaj charakteryzowane za pomocą parametru zdefiniowanego jako stosunek teoretycznej energii generatora do całkowitej masy baterii i wyrażanego w watogodzinach na kilogram; ten właśnie parametr jest często nazywany po prostu energią lub energią specyficzną.) Czas życia baterii litowych sięga 10 lat dla pojemności 120-250 mA h. Od 1972 r. ponad 3.5 miliona rozruszników kardiologicznych jest zasilanych za pomocą baterii litowo-jodowych.

Innym obiecującym rodzajem małego źródła mocy jest bateria, w której elektrolitem jest polimer. Z przeprowadzanych w laboratoriach doświadczeń z takimi bateriami wynika, że powinny one dawać gęstość energii do 150  $\text{W h kg}^{-1}$  przy stabilnej gęstości mocy 200  $\text{W kg}^{-1}$  i napięciu na otwartym obwodzie równym 2.3 V. Potencjalne zastosowania baterii polimerowych obejmują cały wachlarz urządzeń, w których są stosowane baterie, począwszy od eleganckich kart kredytowych do urządzeń utrzymujących w stałej gotowości linie telekomunikacyjne, włączając w to kasety do Polaroida oraz baterie wbudowane w układy obwodów drukowanych w przenośnych komputerach osobistych. Połączenie dużej gęstości energii oraz mechanicznej sztywności czynią je szczególnie atrakcyjnymi w zastosowaniach w lotach kosmicznych.

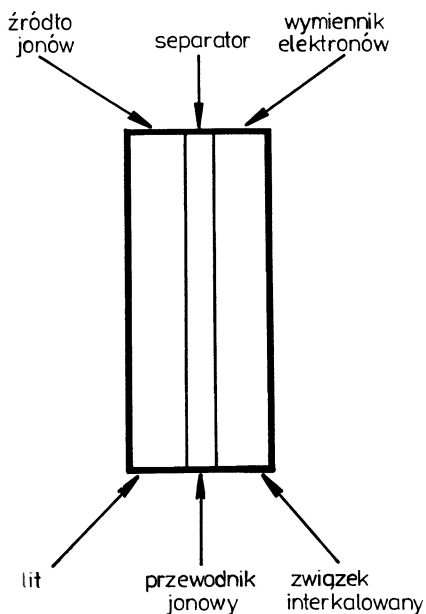
Główną zaletą elektrolitów polimerowych są ich właściwości mechaniczne: można je odkształcać i można im nadawać prawie dowolny kształt. Możliwość odkształcania elektrolitów polimerowych pozwala mieć nadzieję, że podczas pracy

takiej baterii będzie utrzymywany dobry kontakt międzypowierzchniowy pomiędzy elektrodami. Ograniczeniem natomiast jest zmniejszanie się wydajności baterii z elektrolitem polimerowym wraz ze ścienianiem warstwy polimeru do grubości mniejszej niż  $1\ \mu\text{m}$ . Dzieje się tak dlatego, że polimery są słabymi elektrolitami i zawierają dwa typy jonów: kationy i aniony, które umieszczone blisko siebie tworzą warstwę podwójną. Trwają próby wytworzenia elektrolitów polimerowych zawierających tylko jeden rodzaj ruchliwych jonów; drugi rodzaj jonów, związany ze szkieletem cząsteczki, jest unieruchomiony. Niestety, przewodnictwo jonowe tego nowego rodzaju elektrolitu polimerowego jest na razie ciągle stosunkowo małe.

### Budowa mikrobaterii

Koncepcja baterii stałociałowych czyli baterii ze stałym elektrolitem nie jest nowa. (Ta nazwa jest często używana w przypadku, kiedy materiał rozdzielający elektrody jest ciałem stałym o właściwości przewodzenia szybkich jonów, podczas gdy elektrody takiej właściwości nie mają; tak jest, na przykład, w baterii Na/S.) Pomysł taki powracał w związku z poszukiwaniami baterii o bardzo małych rozmiarach. Ścisłej rzecz ujmując, bateria stałociałowa winna być przyrządem wykonanym z ciała stałego, w którym dodatni ładunek jest przenoszony wskutek dyfuzji małych jonów przez doskonały izolator elektronowy, a ujemny ładunek jest przenoszony przez elektrony wstrzykiwane z obwodu zewnętrznego. Tak więc bateria ze stałym elektrolitem składa się z trzech części (rys. 1). Pierwsza to źródło jonów, np. metaliczny lit; drugą część, zwaną separatorem, stanowi przewodnik szybkich jonów, który powinien być tak dobrym izolatorem dla elektronów, jak to tylko możliwe, by uniknąć upływu elektrycznego w czasie, kiedy bateria nie jest używana, upływ bowiem skracałby jej czas życia. Trzecią składową jest wymiennik elektronów wykonany z materiału o strukturze warstwowej; podczas wyładowania jony litu penetrują ten materiał i są w nim zobojętniane przez swobodne elektrony wypełniające pasmo przewodnictwa tego materiału. Zatem materiał, z którego jest zrobiona katoda, powinien być przewodnikiem jonowo-elektronowym, a jego wydajność będzie zależała od ruchliwości zarówno jonów, jak i elektronów.

Z punktu widzenia przenoszenia jonów, elementami składającymi się na ogniwo elektrochemiczne są: źródło jonów (anoda), separator i wymiennik elektronów (katoda). Anoda emituje dodatnie jony do separatora i dostarcza do obwodu zewnętrznego elektrony uwolnione w procesie utleniania. Przewodzący jony separator jest przepuszczalny tylko dla dodatnich jonów. Wymiennik elektronów, w którym zachodzi proces redukcji, przyjmuje elektrony z zewnętrznego obwodu



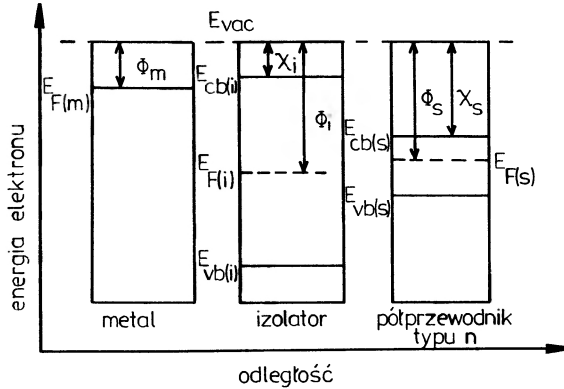
Rys. 1. Części składowe mikrobaterii

oraz na drodze interkalacji dodatnie jony. Przepływ prądu nastąpi wtedy, kiedy anoda i katoda zostaną połączone poprzez obciążenie zewnętrzne, przy czym źródło jonów metalu jest biegunem ujemnym (anodą), a związek interkalowany – biegunem dodatnim (katodą). Wówczas powstaje ogniwo elektrochemiczne, a spontaniczna reakcja utleniania i redukcji jest źródłem energii elektrycznej. Z punktu widzenia przenoszenia elektronów, anoda zachowuje się jak metal zdolny do wysyłania elektronów do obwodu zewnętrznego, separator jest dielektrykiem, a wymiennik elektronów jest półprzewodnikiem o zmiennych właściwościach elektrycznych: z izolatora, kiedy jest czysty i nieinterkalowany staje się metalem, gdy jest interkalowany dodatnimi jonami.

Użyteczna energia w obwodzie zewnętrznym jest równa różnicy między poziomem Fermiego metalu i kwazipoziomem Fermiego półprzewodnika, kiedy ogniwo jest połączone z zewnętrznym obciążeniem. W istocie jest to różnica potencjałów elektrochemicznych metalu i materiału o strukturze warstwowej.

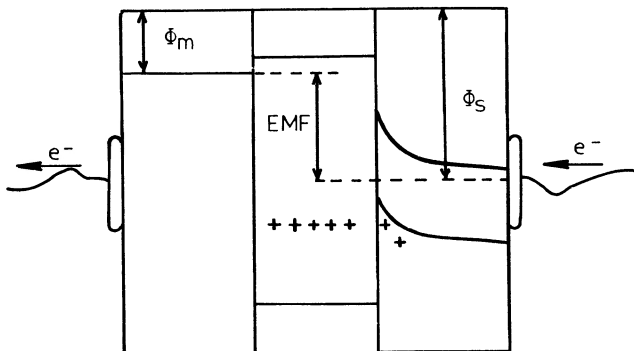
Aby skonstruować diagram energetyczny ogniwa rozważymy dwa etapy. Najpierw narysujemy wykres poziomów dla każdej z części składowych ogniwa oddzielnie (gdy są one oddalone od siebie) (rys. 2). Każdy materiał charakteryzuje się swoją pracą wyjścia czyli energią potrzebną do przeniesienia elektronu z danego materiału na poziom próżni.  $\Phi_m$  oznacza pracę wyjścia metalu,  $\Phi_i$  pracę wyjścia izolatora, a  $\Phi_s$  pracę wyjścia półprzewodnika.  $E_{cb(i)}$ ,  $E_{cb(s)}$  są energiami

odpowiadającymi dnem pasma przewodnictwa, a  $E_{vb(i)}$ ,  $E_{vb(s)}$  wierzchołkom pasma walencyjnego;  $\chi_i$ ,  $\chi_s$  są powinowactwami elektronowymi odpowiednio izolatora i półprzewodnika.



Rys. 2. Wykres poziomów energetycznych materiałów, z których jest zbudowana mikrobateria

Kiedy te trzy materiały zostaną zetknięte (rys. 3) i połączone z zewnętrznym obciążeniem, diagram poziomów energetycznych drastycznie zmieni się, ponieważ teraz jesteśmy w reżimie dynamicznym, a nie w stanie równowagi termodynamicznej. Poziom Fermiego dla całego układu nie jest zdefiniowany, lecz zamiast niego możemy zdefiniować kwazipoziom Fermiego dla każdego z elementów biorąc pod uwagę rozkład ładunków i przepływ prądu.



Rys. 3. Schemat poziomów energetycznych mikrobaterii podczas rozładowania

Kiedy nasz układ jest połączony z zewnętrznym obciążeniem, elektrony są wyciągane z metalu i płyną do obwodu zewnętrznego. Dodatkowo jony są wstrzy-

kiwane do separatora i dyfundują w kierunku katody. Dodatkowo jony już przemieszczone do katody są rozłożone w pobliżu powierzchni i tworzą warstwę ładunku przestrzennego. Kwazipoziom Fermiego zależy teraz od rozkładu ładunków w każdym materiale. Na międzypowierzchni metal-izolator tworzy się bardzo cienka warstwa ujemnego ładunku, która kompensuje dodatnie ładunki rozłożone w izolatorze. W pobliżu powierzchni półprzewodnika tworzy się warstwa ładunku przestrzennego wskutek wstrzykiwania jonów do związku interkalowanego.

Siła elektromotoryczna EMF jest związana z różnicą potencjałów między metalem i materiałem interkalowanym, które są scharakteryzowane za pomocą prac wyjścia  $\Phi_m$  i  $\Phi_s$

$$EMF = \Phi_m - \Phi_s = E_{F(m)} - E_{F(s)} = V_{oc}$$

Całkowita energia uzyskiwana podczas wyładowania w baterii wynosi

$$-\Delta G = nFV_{oc},$$

gdzie  $\Delta G$  jest energią swobodną Gibbsa,  $n$  oznacza liczbę przeniesionych elektronów, a  $F$  stałą Faradaya ( $96\,487\text{ C mol}^{-1}$ ).

Teoretyczna wartość energii powstającej w generatorze w trakcie wyładowania równa się

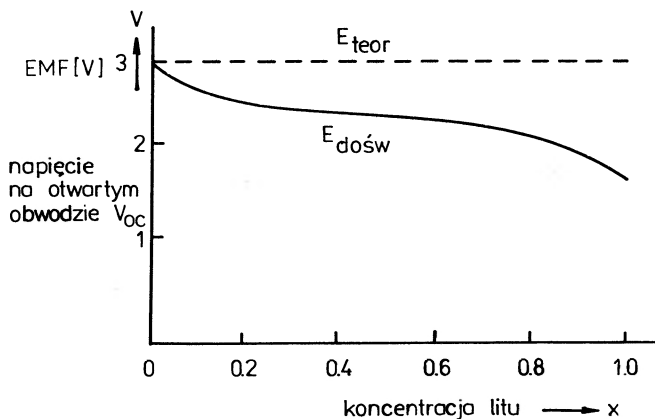
$$E_{th} = xnFV_{oc},$$

gdzie  $x$  oznacza wielkość molową biorącą udział w reakcji elektrochemicznej zachodzącej w trakcie wyładowania. Na rysunku 4 pokazano porównanie oszacowanej teoretycznie i zmierzonej siły elektromotorycznej dla ogniwa Li/TiS<sub>2</sub>. W tabeli 1 podano wartości gęstości energii dla kilku rodzajów baterii.

Tabela 1

Układ	Reakcja	Napięcie $V_{oc}$ (V)	Równoważnik masy (g)	Gęstość energii (Wh kg <sup>-1</sup> )
TiS <sub>2</sub>	Li + TiS <sub>2</sub>	2.5	119	564
FeS <sub>2</sub>	4 Li + FeS <sub>2</sub>	1.6	37	1159
NiPS <sub>3</sub>	1.5 Li + NiPS <sub>3</sub>	2.2	131	450
InSe	Li + InSe	2.8	200	375

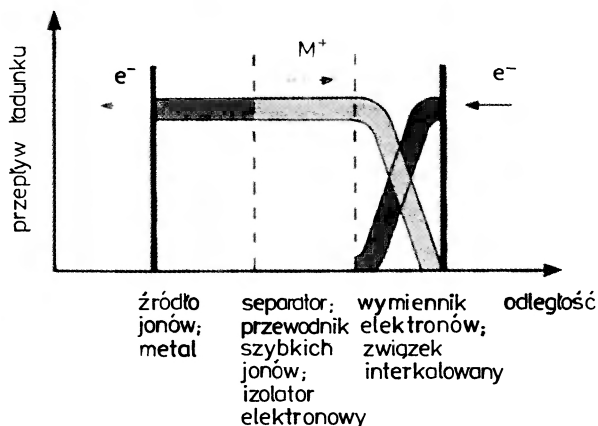




Rys. 4. Diagram wyładowania baterii Li/TiS<sub>2</sub>

### Przenoszenie szybkich jonów

Podstawowym procesem zachodzącym w opisywanej baterii jest przenoszenie jonów: jonów litu ze źródła jonów do wymiennika elektronów. Tam następuje wymiana elektronów i wyzwala się energia elektrochemiczna, która może zostać zamieniona na pracę wykonywaną przez elektrony przepływające w obwodzie zewnętrznym. W tym procesie biorą udział dwa rodzaje nośników: dodatnie jony w ogniwie i ujemne elektrony w obwodzie zewnętrznym. Przenoszenie ładunków elektrycznych przedstawiono schematycznie na rys. 5.



Rys. 5. Przenoszenie jonów i elektronów

Widać z tego wykresu, że elektrony i jony są kreowane w materiale źródła (czyli w anodzie), a następnie są równocześnie wyciągane z przeciwległych powierzchni metalu: elektrony do obwodu zewnętrznego, a jony są wstrzykiwane do separatora, który jest przewodnikiem szybkich jonów. Po drugiej stronie ogniwa elektrony i jony są równocześnie wstrzykiwane do wymiennika elektronów, który jest przewodnikiem jonowo-elektronowym. Przepływ prądu elektrycznego ma konwencjonalny znak, tzn. prąd wypływa z wymiennika elektronów zasilając zewnętrzny silnik lub wykonując jakąś inną pracę.

Wewnątrz ogniwa zachodzą dwa zasadnicze procesy: przenoszenie szybkich jonów w separatorze oraz podstawianie jonów w materiale stanowiącym katodę.

### Przenoszenie szybkich jonów w ciele stałym

Pomysł, że jony mogą dyfundować w ciele stałym równie szybko, jak w roztworze wodnym, może wydawać się dziwny, ale nie jest nowy. W 1834 r. Michał Faraday doniósł, że rozgrzany do czerwoności fluorek ołowiu  $\text{PbF}_2$  przewodzi prąd elektryczny. To duże przewodnictwo elektryczne jest wynikiem ruchu jonów, a nie elektronów. Substancje charakteryzujące się dużym przewodnictwem jonowym to zarówno twarde materiały ogniotrwałe, takie jak tlenek sodowo-glinowy, bardziej miękkie związki, np. jodek srebra  $\text{AgJ}$ , do bardzo miękkich elektrolitów polimerowych i zawierających lit przewodzących szkieł borowych.

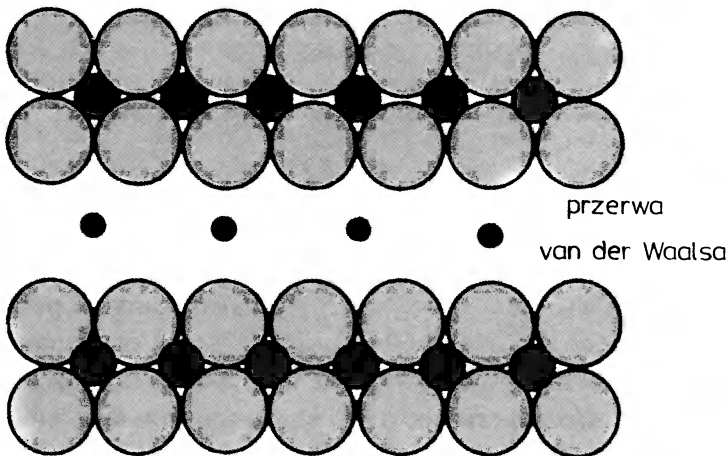
Największe podawane w literaturze przewodnictwo w temperaturze pokojowej dla domieszkowanego szkła borowego  $\text{B}_2\text{O}_3(x\text{Li}_2)(y\text{Li}_2\text{SO}_4)$  wynosi  $2 \times 10^{-2} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ . Przyjmuje się, że w szkłe borowym podstawowa nieuporządkowana sieć losowa utworzona jest z sześciocząłonowych pierścieni, których zasadniczym elementem jest atom boru otoczony trzema atomami tlenu (atomy tlenu tworzą trójkąty równoboczne, w środku których znajdują się atomy boru), które tworzą mostki tlenowe.

Gdy do szklatego  $\text{B}_2\text{O}_3$  zostanie dodany modyfikator, np.  $\text{Li}_2\text{O}$ , wówczas przewodnictwo jonowe wzrasta drastycznie, ponieważ wskutek dysocjacji cząsteczek  $\text{Li}_2\text{O}$  pojawiają się swobodne jony litu oraz następuje reorganizacja sieci szkła borowego, która prowadzi do bardziej otwartej struktury i w konsekwencji do większej ruchliwości jonów litu. Dodanie domieszek takich, jak  $\text{Li}_2\text{SO}_4$  jeszcze zwiększa przewodzenie jonów litu. Teoria statystyczna daje zadowalający opis przewodnictwa jonowego tego typu szkieł. Szkla takie są materiałami używanymi jako separatory w opisywanych tu bateriach stałociąłowych.

Ruchliwe jony po przejściu przez separator wchodzą do wymiennika elektronów, który jest materiałem o strukturze warstwowej.

### Materiały o strukturze warstwowej

Niektóre ze związków tworzonych przez jony metaliczne, takie jak Ti, V, Cr, Mo, In z jednej strony, a S czy Se z drugiej strony, mają strukturę warstwową. Każda warstwa jest utworzona z jonów metalu umieszczonych między dwoma warstwami atomów niemetalu. Atomy tworzące warstwę są powiązane silnymi wiązaniami kowalencyjnymi. Natomiast warstwy między sobą są połączone słabymi siłami van der Waalsa. Zwykle takie warstwowe związki są półprzewodnikami. Jony litu z łatwością mogą lokować się w przerwie van der Waalsa zajmując jedno z dwu możliwych położeń wskazanych na rys. 6. Wskutek podstawienia jonów litu związek warstwowy nabywa właściwości metalicznych. Dyfuzja jonów litu do związku warstwowego prowadzi do przewodzenia jonowego w pierwotnie elektronowym przewodniku. Tak więc interkalowany związek warstwowy wykazuje mieszane przewodnictwo: zarówno jonowe, jak i elektronowe.



Rys. 6. Struktura krystaliczna związku o strukturze warstwowej interkalowanego litem (małe kółka oznaczają jony metalu, duże – atomy niemetalu)

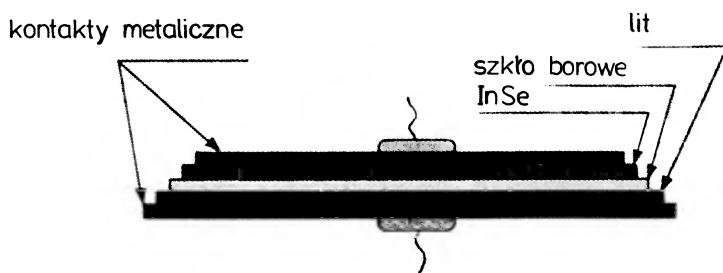
Reakcje interkalowania jonami są zwykle odwracalne, jeśli tylko w tym procesie zostaje zachowana pierwotna struktura.

### Prototypy

Opisywane tutaj mikrobaterie stałociałowe są przyrządami cienkowarstwowymi, wytwarzanymi za pomocą technologii powszechnie stosowanych w produkcji obwodów scalonych. W chwili obecnej są to jedynie prototypy, a nie urządzenia

nia produkowane masowo. Do ich wytwarzania stosuje się rozmaite technologie: osadzanie za pomocą wiązki molekularnej (MBD) – technologię wywodzącą się z epitaksji za pomocą wiązki molekularnej (MBE), próżniowe osadzanie z fazy gazowej lub też rozpylanie metodą katody reaktywnej magnetronu.

Przyrząd składa się z dwóch kontaktów metalowych, cienkiej warstwy metalicznego litu, warstwy domieszkowanego szkła borowego oraz z warstwy związku o strukturze warstwowej. Na rysunku 7 pokazano schemat mikrobaterii, w której warstwa InSe pełni rolę związku o strukturze warstwowej.



Rys. 7. Schemat mikrobaterii cienkowarstwowej

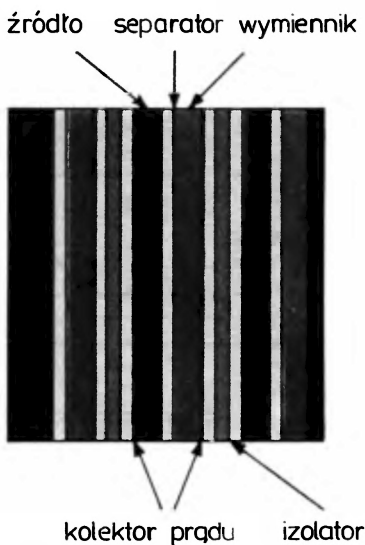
Całkowita grubość takiego przyrządu wynosi kilka mikrometrów. Niektóre z wcześniejszych prototypów mikrobaterii, np. mikrobateria, o której w 1983 r. donosili K. Kanehori i współpracownicy (Hitachi, Japonia), to było ogniwo  $\text{Li}/\text{Li}_{3.6}\text{Si}_{0.6}\text{P}_{0.4}\text{O}_4/\text{TiS}_2$ . W tym ogniwie lit był nakładany za pomocą parowania cieplnego, separator stanowiła cienka warstwa szkła otrzymana za pomocą rozpylania grzaniem indukcyjnym, a związek warstwowy,  $\text{TiS}_2$ , był otrzymywany za pomocą osadzania metodą transportu chemicznego. Napięcie na otwartym obwodzie takiego ogniwa wynosi 2.45 V. Bateria ta działała przez ponad 2000 cykli, a gęstości prądu zawierały się między  $6 \mu\text{A cm}^{-2}$  i  $16 \mu\text{A cm}^{-2}$ .

Inna mikrobateria, wykonana w 1988 r. przez L. Jourdainę'a i współpracowników z Uniwersytetu w Grenoble we Francji, jest oparta na ogniwie  $\text{Li}/\text{Li}_2\text{O}-\text{B}_2\text{O}_3/\text{V}_2\text{O}_5-\text{P}_2\text{O}_5$  otrzymanym za pomocą kolejnego napyłania cienkich warstw. Napięcie na otwartym obwodzie tej baterii wynosi 3.6 V, a energia specyficzna jest równa  $310 \text{ Wh kg}^{-1}$ .

Niedawno G. Meunier wraz ze współpracownikami z Uniwersytetu w Bordeaux we Francji zbudowali mikrobaterie stosując rozpylanie grzaniem indukcyjnym do wykonania ogniwa  $\text{Li}/\text{B}_2\text{O}_3-0.8\text{Li}_2\text{O}-0.8\text{Li}_2\text{SO}_4/\text{TiS}_x\text{O}_y$ . Napięcie na otwartym obwodzie tej baterii wynosi 2.6 V i może ona pracować z gęstością prądu  $65 \mu\text{A cm}^{-2}$ .

Podobne baterie zostały także zrobione przez naszą grupę w Paryżu. Stosowaliśmy technologię osadzania za pomocą wiązki molekularnej lub technologię naporowywania impulsowego. (Ta ostatnia praca była wykonywana i finansowana w ramach kontraktu z EWG, najpierw jako program STIMULATION, a obecnie jako program SCIENCE.) Napięcie na otwartym obwodzie ogniwa  $\text{Li/B}_2\text{O}_3\text{-}0.7\text{Li}_2\text{O-}0.5\text{Li}_2\text{SO}_4/\text{InSe}$  wynosi 2.8 V, a rozładowane może być z gęstością prądu  $50 \mu\text{A cm}^{-2}$ . Energia specyficzna tego rodzaju mikrobaterii jest rzędu  $300 \text{ Wh kg}^{-1}$ .

Wielowarstwowe struktury można otrzymywać za pomocą kolejnego powtarzania procesu napyłania warstwy, podobnie jak wytwarza się supersieci półprzewodnikowe. Takie połączone wewnętrznie superstruktury (rys. 8) można stosować tam, gdzie są potrzebne duże gęstości prądu lub duże napięcia.



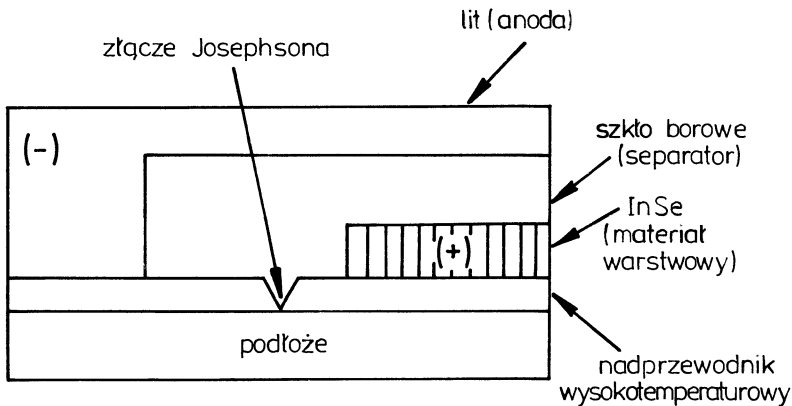
Rys. 8. Przetwornik analogowo-cyfrowy o strukturze wielowarstwowej

### Zastosowania

Najbardziej interesujących zastosowań mikrobaterii można oczekiwać w układach elektronicznych. Gęstość części składowych obwodów elektronicznych, które dadzą się pomieścić na wspólnym podłożu, wzrastała znacząco wraz z nastaniem obwodów o bardzo dużej skali integracji (VLSI). Gęstość upakowania obwodów VLSI jest ograniczona m.in. przez: 1) ograniczoną rozdzielczość składowych i

ich połączeń, wykonywanych obecnie za pomocą fotolitografii; 2) wymaganie, by doprowadzenia prądowe były poprowadzone przez scalane obwody w taki sposób, aby były zasilane wszystkie części składowe obwodu scalonego; 3) trudność wytwarzania obwodów scalonych w postaci struktur trójwymiarowych. Dalszy wzrost gęstości doprowadzeń prądowych jest ograniczony przez nieuniknione przesłuchy, czyli przekazywanie zbędnych informacji, które pojawiają się wskutek istnienia pól magnetycznych towarzyszących przepływowi prądu. Wykorzystanie scalonych mikrobaterii do lokalnego zasilania części składowych obwodu, zamiast zasilania ich z odległego źródła, likwiduje to ograniczenie i dlatego otwiera drogę do trójwymiarowej mikroelektroniki scalonej o dużej gęstości elementów. Niżej przedstawię kilka projektów nowych samozasilających się elementów elektronicznych: urządzenia, które scalałyby w pojedynczą strukturę funkcje spełniane przez złącze Josephsona, diodę lub tranzystor i generator mocy.

Złącze Josephsona przedstawione na rys. 9 jest utworzone przez ciekłą warstwę wysokotemperaturowego nadprzewodnika, np.  $\text{YBaCuO}$ , przeciętą na dwie części za pomocą selektywnej technologii wzrostu. Głębokość i szerokość wzrostu

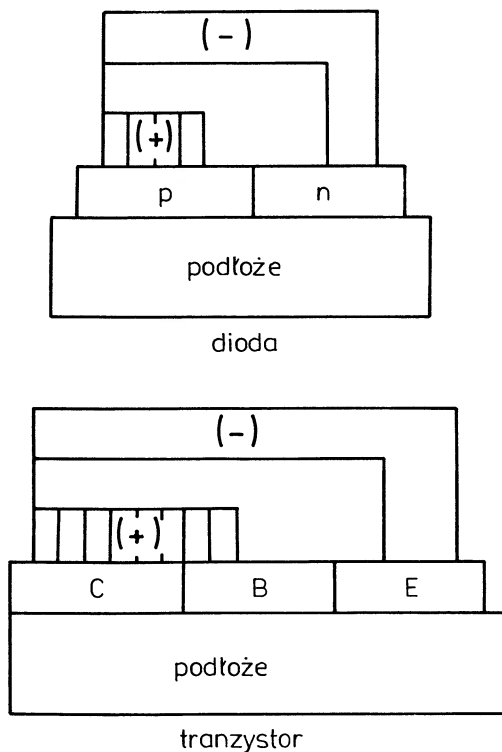


Rys. 9. Scalone złącze Josephsona i generator mocy

ustalają selektywnie słabe sprzężenie lub silne sprzężenie, a poszczególne zastosowania złącza Josephsona zależą od stopnia sprzężenia. Nowe urządzenie powstaje przez epitaksjalny wzrost na podłożu z monokrystalicznego krzemu warstwy nadprzewodzącej podzielonej rowkiem na dwie części. Na jedną stronę złącza jest nałożona cienka warstwa o strukturze warstwowej, tworząca zarówno dodatni biegun złącza Josephsona, jak i katodę stałociąłowego generatora mocy. Potem nakłada się separator, czyli przewodnik szybkich jonów, na epitaksjalną warstwę

nadprzewodzącą, na rowek i na cienką warstwę o strukturze warstwowej. Separator zarówno osłabia sprzężenie złącza Josephsona, jak i oddziela źródło jonów od wymiennika elektronów. Cienka warstwa metalicznego litu, służąca jako źródło jonów i tworząca anodę mikrobaterii, nałożona na złącze Josephsona, pokrywa separator i rozciąga się do kontaktu z przeciwną stroną złącza.

W analogiczny sposób mikrobaterie wytwarzane techniką osadzania za pomocą wiązki molekularnej mogą być scalane z diodami lub tranzystorami, jak pokazano na rys. 10.



Rys. 10. Urządzenia scalone z mikrobaterią

### Przyszłe cele

Obecnie źródło zasilania istniejących układów elektronicznych jest zewnętrzne. Układ elektroniczny jest połączony z zewnętrznym źródłem za pomocą sieci odpowiednio rozłożonych doprowadzeń tak, by zasilana była każda część układu. Jeśli zasilana część znajduje się w głębi układu, daleko od jego

obrzeży, złożoność systemu połączeń elektrycznych znacznie wzrasta i towarzyszy jej zmniejszenie wydajności rozkładu napięcia zasilającego. Ponadto doprowadzenia konieczne do zasilenia każdej z części składowych układu VLSI tworzą sieć, której złożoność, objętość i ciężar ograniczają gęstość scalania i wydajność działania układu, np. szybkość przełączania.

Aby zwiększyć gęstość scalania, a także zmniejszyć objętość i ciężar obwodów scalonych, należałoby wyeliminować wszystkie przewody doprowadzające moc do obwodów. Oznacza to zaprojektowanie nowej architektury mikroelektroniki zawierającej elementy samozasilające, a nie zasilane z zewnątrz. Pokazaliśmy, że istnieje możliwość wytwarzania jedynych w swoim rodzaju samozasilających się elementów elektronicznych i opiliśmy metodę ich produkcji.

Gdy takie mikrobaterie doczekają się produkcji masowej, co powinno by nastąpić w przeciągu najbliższych pięciu lat – zależnie od zewnętrznego przyspieszenia wywołanego potrzebami rynku, będą stanowiły część obwodów scalonych, a nie oddzielne jednostki. Ten rodzaj przyrządu będzie znajdował się w każdym urządzeniu elektronicznym i stąd pole potencjalnych zastosowań jest ogromne.

Baterie stałociałowe o strukturach bardzo przypominających opisywane wyżej, lecz o większych rozmiarach, są bardzo pożądane jako źródła mocy o bardzo dużej gęstości energii. Na przykład, w wyposażeniu armii i marynarki amerykańskiej znajdują one szereg zastosowań, wśród nich w napędzie elektromagnetycznym i w wyrzutniach raketowych.

Jako elektrochemiczne źródło mocy baterie ze stałym elektrolitem stanowią nową jakość w porównaniu z klasycznymi elektrochemicznymi źródłami mocy, bowiem nie ulegają korozji, a także są wolne od problemów emisji gazów szkodliwych dla środowiska naturalnego. Takie baterie można by stosować w samochodach o napędzie elektrycznym bądź też w jakiś sposób wprowadzić do technologii produkcji „czystych” samochodów.

Małe baterie o rozmiarach o rząd większych od tutaj opisywanych są już produkowane masowo i stosowane do zasilania rozruszników serca, o czym wspominaliśmy wyżej. Jeśli omawiane tu projekty zostaną urzeczywistnione, to technologia ta stanie się podstawą produkcji wielu milionów elementów elektronicznych.

Tłumaczyła *Eugenia Kaczmarek-Morawiec*

Instytut Fizyki PAN

Warszawa



### Literatura uzupełniająca

- M. Balkanski, *Solid State Integrable Microbatteries* (North-Holland, Amsterdam 1990).
- M. Balkanski, C. Julien, J.Y. Emery, *J. Power Sources* **26**, 615 (1989).
- G. Meunier, R. Dormay, A. Levasseur, patent francuski nr 88-14435 (1988).
- L. Jourdaine *et al.*, *Solid State Ionics* **28-30**, 1490 (1988).
- K. Kanehori *et al.*, *Solid State Ionics* **9-10**, 1469 (1983).
- C.R. Schlaikjer, C.C. Liang, *J. Electrochem. Soc.* **118**, 1447 (1971).
- M. Zafor, A. Munshi, B.B. Owens, *IEEE Spectrum*, August 1989, s. 32.

**Maciej Suffczyński**

*Instytut Fizyki PAN*

*Warszawa*

## **Unieszkodliwianie odpadów reaktorowych**

### **Reactor waste transmutation**

*Abstract:* Accelerator-driven generation of intense flux of thermal neutrons makes possible efficient transmutation of radioactive waste from fission reactors.

#### **1. Wstęp**

Składowanie długożyciowych odpadów z reaktorów pracujących na materiałach rozszczepialnych stanowi wciąż poważny problem energetyki jądrowej [1].

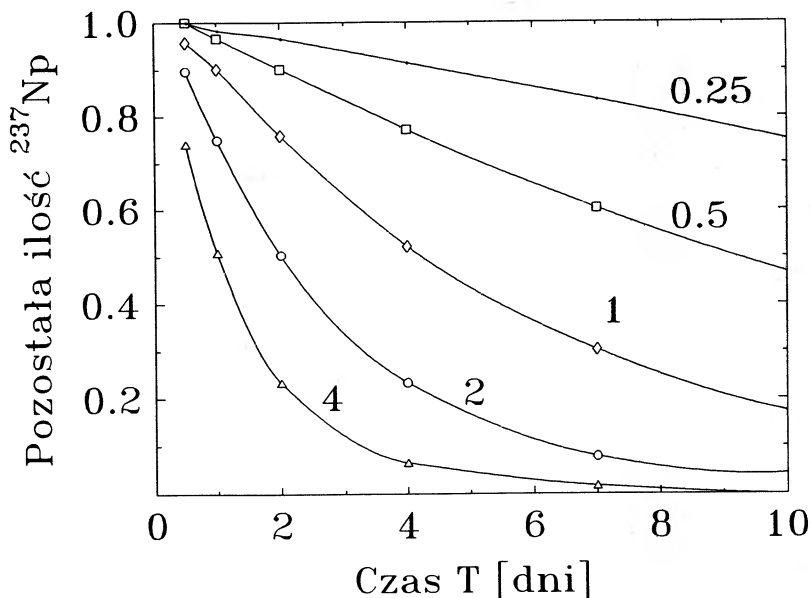
W latach dziewięćdziesiątych w kilku laboratoriach jądrowych prowadzone są badania nad możliwością stosowania akceleratorów wysokiej energii do przemiany (transmutacji) długożyciowych odpadów promieniotwórczych z reaktorów w izotopy krótkożyciowe lub trwałe. Jeszcze we wczesnych latach osiemdziesiątych [2,3] próbowano w CERN-ie przemiany  $^{90}\text{Sr}$  i  $^{137}\text{Cs}$  przy użyciu protonów o energii 600 MeV przyspieszanych w synchrociklotronie. W Japonii Komisja Energii Atomowej przyjęła w 1987 r. program pod nazwą OMEGA (Options Making Extra Gain of Actinides and fission products generated in nuclear fuel cycle). Próbowano przemiany odpadów poprzez reakcje z produktami kruszenia (spalacji) jąder przez wysokoenergetyczne protony. Protony o energii 1.5 GeV pochodziły z akceleratora liniowego o średnim natężeniu prądu 10 mA. Urządzenie mogło przerabiać w ciągu roku ok. 200 kg odpadów aktywnowców, co odpowiada masie odpadów z ok. 8 reaktorów o nominalnej mocy 1 GW każdy [2]. Prace nad przeróbką przy użyciu szybkich neutronów prowadzone są oprócz Japonii [4], także we Francji oraz w Niemczech (Jülich i Karlsruhe) [5-7].

## 2. Przemiana przez powolne neutrony

W Laboratorium Narodowym Los Alamos grupa Charlesa D. Bowmana [8-11] rozpoczęła prace badawcze przemiany przy użyciu neutronów termicznych, o energiach ok. 0.025 eV (prędkościach rzędu 2200 m/s). Strumień powolnych neutronów o dostatecznie dużej gęstości może dokonywać przemiany poprzez rozszczepienie aktynowców oraz poprzez reakcje wychwytu neutronów przez jądra będące produktami rozszczepienia. W szczególności promieniotwórczy neptun  $^{237}\text{Np}$  chwytając jeden neutron przechodzi w nuklid  $^{238}\text{Np}$  o czasie połowicznego rozpadu 2.1 dni i dużym przekroju czynnym na rozszczepienie termiczne 923 b ( $1 \text{ b} = 1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ). Nuklid  $^{238}\text{Np}$  może albo wychwycić drugi neutron, co prowadzi do rozszczepienia, albo przejść (poprzez rozpad  $\beta^-$ ) do nuklidu  $^{238}\text{Pu}$ , nierozszczepialnego. W strumieniu o gęstości mniejszej niż  $2 \times 10^{15}$  neutronów (n)  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  rozpad  $\beta^-$  do  $^{238}\text{Pu}$  jest bardziej prawdopodobny i następny wychwyty neutronu prowadzi do nuklidu  $^{239}\text{Pu}$ , który rozszczepiony przez następny neutron emituje średnio 2.8 neutronów. W sumie więc trzy neutrony zostały zaabsorbowane. Około jedna czwarta absorpcji w nuklidach  $^{239}\text{Pu}$  nie prowadzi do rozszczepienia, tak więc średnio cztery neutrony są potrzebne do rozszczepienia jednego początkowego jądra  $^{237}\text{Np}$ . Natomiast w strumieniu o dużej gęstości, większej od  $2 \times 10^{15} - 10^{16} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , jądro  $^{238}\text{Np}$ , zanim ma szansę rozpadu  $\beta^-$  do jądra  $^{238}\text{Pu}$ , częściej ulega rozszczepieniu. W takim przypadku uwalnia się więc więcej neutronów (średnio 2.8) aniżeli zostało zaabsorbowane. Tak więc jądra  $^{237}\text{Np}$ , będące w strumieniu niskiej gęstości „trucizną”, stają się w strumieniu wysokiej gęstości neutronów dodatkowym paliwem (rys. 1). Podobnie zachowują się jądra izotopu ameryku  $^{241}\text{Am}$ . Tutaj wychwyty neutronu prowadzi do stanu podstawowego lub izomerycznego, ale dla obu stanów przekrój czynny na rozszczepienie jest bardzo duży [12]. Dla stanu izomerycznego wynosi on 6328 b i możliwe jest wydajne rozszczepienie. W wyniku tego jądra  $^{241}\text{Am}$  w strumieniu o wysokiej gęstości neutronów termicznych działają jak paliwo.

Izotopy plutonu i kiuru nie stwarzają dodatkowych trudności w utrzymaniu bilansu neutronów. Dwustopniowy proces wychwyty i rozszczepienia prowadzi do korzystnego bilansu neutronów. Na ogół stosunek liczby wychwyty do liczby rozszczepień zmniejsza się przy wyższych energiach bombardujących neutronów. W związku z tym poprzednio skupiano uwagę na przemianie przy użyciu neutronów o energiach powyżej 0.1 MeV.

Jednak warto zwrócić uwagę na przemianę w strumieniu dużej gęstości neutronów termicznych. Reakcje jądrowe wywoływane cząstkami o wysokiej energii prowadzą do produkcji wielu cząstek wtórnych, przeważnie neutronów o energiach mniejszych. Następnie, całkowity przekrój czynny na ogół wzrasta ze zmniejsze-



Rys. 1. Ułamek ilości masy neptunu  $^{237}\text{Np}$  pozostały po naświetleniu przez czas  $T$  (w dniach) strumieniem neutronów termicznych [8]. Ułamki pokazane są dla gęstości strumienia (wyrażonych w jednostce  $10^{16} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), różniących się kolejno czynnikiem 2

niem energii cząstki padającej. Zatem neutrony o niskich energiach mają większe prawdopodobieństwo wywołania reakcji niż neutrony o wysokich energiach. Przy tempie przemiany równym osiągniętemu przy pomocy neutronów szybkich, neutrony powolne dają możliwość zmniejszenia objętości odpadów poddawanych przemianie o dwa rzędy wielkości, tj. do objętości pojemników o średnicy rzędu kilku metrów. Dla wytworzenia strumienia wysokiej gęstości neutronów konieczny jest akcelerator protonów o energii rzędu 0.5 – 1.6 GeV i natężeniu wiązki 10 – 200 mA.

### 3. Produkty rozszczepienia

Odpady produkowane w procesie rozszczepienia pochodzą z rozszczepienia pierwotnego paliwa oraz aktynowców produkowanych w samym reaktorze. Około 90% produktów rozszczepienia nie jest radioaktywne albo charakteryzuje się okresami połowicznego zaniku krótszymi niż 10 lat. Te nie wymagają przemiany. W tabeli 1 podane są: izotopy plutonu, pozostałe aktynowce o czasach zaniku dłuż-

szych niż 10 lat, izotopy produkowane w procesie rozszczepienia, których promieniotwórczość stanowi małe zagrożenie, tak że ich przemiana nie jest konieczna,

Tabela 1. Odpady z reaktora z wodą lekką (LWR), o mocy elektrycznej 1 GW

Nuklid	Czas życia $t_{1/2}$ (lata)	Masa (kg/rok)
<b>Pluton</b>		
$^{238}\text{Pu}$	88	4.5
$^{239}\text{Pu}$	$2.4 \times 10^4$	166.0
$^{240}\text{Pu}$	$6.6 \times 10^3$	76.7
$^{241}\text{Pu}$	14.4	25.4
$^{242}\text{Pu}$	$3.8 \times 10^5$	15.5
<b>Aktynowce</b>		
$^{237}\text{Np}$	$2.1 \times 10^6$	14.5
$^{241}\text{Am}$	432	16.6
$^{243}\text{Am}$	$7.4 \times 10^3$	3.0
$^{244}\text{Cm}$	18	0.6
	Suma	322.8
<b>Produkty rozszczepienia</b>		
$^{85}\text{Kr}$	10.7	0.4
$^{107}\text{Pd}$	$6.5 \times 10^6$	7.3
$^{135}\text{Cs}$	$3 \times 10^6$	9.4
$^{151}\text{Sm}$	90	0.4
<b>Produkty rozszczepienia wymagające przemiany</b>		
$^{79}\text{Se}$	$6.5 \times 10^4$	0.2
$^{90}\text{Sr}$	29	13.4
$^{93}\text{Zr}$	$1.5 \times 10^6$	23.2
$^{99}\text{Tc}$	$2.1 \times 10^5$	24.7
$^{126}\text{Sn}$	$1 \times 10^5$	1.0
$^{129}\text{I}$	$1.7 \times 10^7$	5.8
$^{137}\text{Cs}$	30	31.8
	Suma	117.6

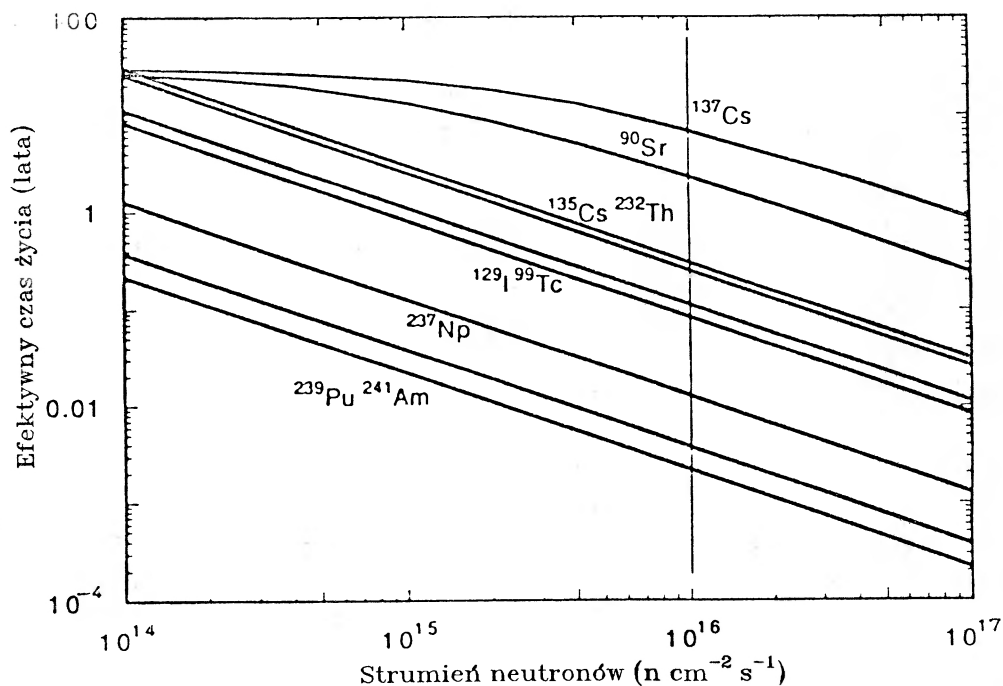
oraz izotopy produkowane w procesie rozszczepienia, które stanowią najbardziej groźne i kłopotliwe odpady i wobec tego pożądana jest ich przemiana. Dla każdego izotopu podany jest okres połowicznego rozpadu  $t_{1/2}$  (w latach) oraz masa (w kg) produkowana w ciągu 1 roku z paliwa w 10 lat po usunięciu go z rdzenia reaktora z wodą lekką (Light Water Reactor, LWR), o mocy termicznej 3 GW i elektrycznej 1 GW [8,9].

Najbardziej dotychczas kłopotliwe izotopy  $^{99}\text{Tc}$  i  $^{129}\text{I}$ , których atomy łatwo tworzą związki rozpuszczalne w wodzie i wobec tego mogą dyfundować z miejsc składowisk geologicznych, mają na szczęście duże przekroje czynne na wychwyty neutronów termicznych: przemieniany  $^{99}\text{Tc}$  przechodzi w  $^{100}\text{Ru}$ , zaś  $^{129}\text{I}$  w  $^{130}\text{Xe}$ , oba trwałe. Długozyciowy nuklid  $^{135}\text{Cs}$  wymaga separacji izotopowej przed „spalaniem”, aby można było efektywnie przemieniać go przez neutrony, które z trwałego izotopu  $^{133}\text{Cs}$  produkują m.in. izotop  $^{134}\text{Cs}$  o czasie połowicznego zaniku  $t_{1/2} = 2.06$  lat. Łatwo jest przemieniać niewielkie ilości nuklidów  $^{126}\text{Sn}$  i  $^{79}\text{Se}$ . Natomiast  $^{90}\text{Sr}$  oraz  $^{137}\text{Cs}$ , których udział w masie odpadów jest znaczny, mają równocześnie tak małe przekroje czynne (mniejsze niż 1 b) na wychwyty neutronów termicznych, iż nawet w strumieniach o dużej gęstości neutronów tylko redukcja efektywnego czasu życia wydaje się możliwa (rys. 2). Izotopy mające czasy połowicznego zaniku ok. 30 lat, czyli porównywalne z czasem życia ludzkiego, można pozostawić do zaniku naturalnego. Wreszcie  $^{93}\text{Zr}$  i  $^{107}\text{Pd}$  są słabo promieniotwórcze, ich produkty rozpadu dają promieniowanie nieszkodliwe dla tkanki ludzkiej, a jako metale w normalnych temperaturach niereaktywne nie tworzą związków łatwo dyfundujących.

Obecnie rozważa się jako cel „spalanie” czyli przemianę do połowy masy  $^{90}\text{Sr}$  i  $^{137}\text{Cs}$  oraz całkowitą  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{129}\text{I}$ ,  $^{135}\text{Cs}$ ,  $^{126}\text{Sn}$  i  $^{79}\text{Se}$ .

#### 4. Akcelerator

Strumień neutronów o gęstości wystarczającej do szybkiej przemiany produktów rozszczepienia można wytworzyć za pomocą wiązki o natężeniu 10 – 100 mA z akceleratora protonów albo deuterionów o energii 0.5 – 1.6 GeV, które oddziałując z tarczą dają 28 neutronów na jeden proton. Grupa Ch. Bowmana w Los Alamos [8-11] proponuje jako tarczę ciekły ołów otoczony warstwą uranu. Najwięcej neutronów, generowanych wprost przez wiązkę, ma być produkowanych w warstwie uranu. Układ ma wykorzystywać proces rozszczepienia do ograniczonego mnożenia liczby neutronów, ale nie może dopuszczać do reakcji łańcuchowej z produkcją nadmiernej ich liczby. Generowanie neutronów trwa dopóki pracuje akcelerator, czyli przemiana odpadów jest „napędzana” akceleratorem



Rys. 2. Efektywny czas życia (wyrażony w latach) nuklidów promieniotwórczych w zależności od gęstości strumienia (wyrażonej w  $\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) neutronów termicznych [8]

(Accelerator-driven Transmutation of Waste, ATW). W projektowaniu akceleratora korzysta się z doświadczenia dwudziestoletniej pracy akceleratora LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility). Akcelerator wymaga 170 MW mocy. Ocenia się [8-10], że skromne modyfikacje tego akceleratora umożliwiłyby powiększenie natężenia prądu wiązki do 10 mA protonów o energii 800 MeV.

## 5. Paliwo

Reaktory jądrowe korzystają z paliwa umieszczonego w prętach poddanych strumieniowi neutronów o gęstości rzędu  $10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Jak widzieliśmy w par. 2, efektywne przeprowadzenie przemiany czyli „spalanie” neptunu i ameryku wymaga gęstości strumienia o dwa rzędy większej. Wydaje się konieczne stosowanie paliwa w fazie ciekłej. Pozwala to na dostarczanie go w sposób ciągły i ułatwia separację izotopową produktów rozszczepienia. Rozważa się stopiony fluorok  ${}^7\text{LiF}\text{-BeF}_2$ . W tej stopionej soli rozpuszcza się fluorowane uprzednio aktywnowce i

produkty rozszczepienia. Układ z takim ciekłym paliwem może pracować w wysokich temperaturach i ciśnieniach znacznie niższych niż układ z parą wodną. W warunkach wysokiej gęstości strumienia neutronów pewne produkty rozszczepienia muszą być w odpowiednim tempie odseparowane tak, aby uniknąć ich nadmiernego nagromadzenia się.

## 6. Wytwarzanie strumienia neutronów

Protony o dużej energii generują neutrony w procesie kruszenia (spalacji) jąder Pb i  $^{238}\text{U}$ . Spowalnianie tak otrzymanych neutronów do energii termicznych dokonuje się w moderatorze grafitowym. Tu konieczne jest minimalizowanie strat neutronów. Moc układu jest proporcjonalna do liczby generowanych neutronów i do czynnika ich mnożenia. Część mocy musi być użyta do zasilania akceleratora. Wysoką gęstość strumienia neutronów, konieczną w praktyce dla przemiany, można osiągnąć przy ich czynniku mnożenia o wartości 10 – 20, z tym, że względy bezpieczeństwa nie pozwalają na większe wartości.

## 7. Tarcza i osłona

Proponowana tarcza jest ciekłym ołowiem zawartym w cylindrze otoczonym warstwą równoległych do osi cylindra rur, w których przepływają ciekłe sole aktywności i produktów rozszczepienia. Następny, większy cylinder napełniony kulkami grafitowymi stanowi moderator neutronów i zamknięty jest z zewnątrz litą osłoną grafitową odbijającą neutrony. Najbliżej tarczy Pb i warstwy  $^{238}\text{U}$ , gdzie gęstość neutronów jest największa, dostarczane są stopione sole zawierające Np, Pu i Am, które są tam rozszczepiane najbardziej efektywnie. Ciepło przy tym wytwarzane odprowadzane jest przez sole w stanie ciekłym krążące między kulkami grafitowymi. Rezygnujemy tu z opisu daleko idących obecnie rozważań na temat reakcji chemicznych koniecznych dla sprawnego przebiegu całego cyklu procesu generowania energii z toru i uranu oraz towarzyszących procesów produkcji odpadów [7-11,13].<sup>1</sup> Natomiast należy zwrócić uwagę na bardzo trudny problem znalezienia gatunków stali, które umożliwiłyby zbudowanie cylindrów i pomp koniecznych w proponowanym procesie spalania. Bada się tu stal HT-9 składającą się w 85% z żelaza, 12% chromu i 3% innych materiałów. Rozważane są także używane do konstrukcji reaktorów stopy cyrkonu, jako bardzo odporne na korozję. Dla zrealizowania procesu przemiany trzeba znaleźć nie tylko materiały odporne

<sup>1</sup> Warto zwrócić uwagę na wartości kilku parametrów podane różnie w kolejnych latach w publikacjach [8] i [9] tej samej grupy autorów.



na korozję, ale także zapewnić by możliwie ograniczona była absorpcja neutronów w ściankach osłon. Łatwiej można zaradzić radioaktywności  $^{60}\text{Co}$ , trudniej radioaktywności  $^{93}\text{Zr}$ , wobec czego stopy cyrkonu stwarzają nowe problemy. W warunkach intensywnego strumienia neutronów „puchnięcie” oraz degradacja materiałów osłony stanowi także poważną komplikację. Większość zagadnień z tego zakresu stanowi trudne wyzwanie dla inżynierii materiałowej. W obecności wysokiego natężenia promieniowania, prowadzenie procesu przemiany odpadów w praktyce wymaga daleko posuniętej robotyzacji oraz niezawodności urządzeń, co podnosi stopień trudności zadań stawianych przed inżynierią materiałową.

## 8. Zagadnienia wydajności

Wysokie tempo przemiany „napędzanej” akceleratorem wobec bardzo dużej gęstości strumienia neutronów termicznych daje krótsze czasy całego procesu, mniejsze objętości, nie przekraczające 3000 l, mniejszą liczbę różnych izotopów, a zatem lepsze warunki bezpieczeństwa.

Ocenia się, że „spalanie” aktywności (wraz z plutonem), pochodzących z jednego reaktora o mocy 3 GW w takim tempie, w jakim są one wytwarzane, generuje 750 MW mocy. Proponowana fabryka akceleratorowej przemiany odpadów (ATW) dawałaby dodatkowo 2250 MW z cyklu torowo-uranowego równocześnie spalając powstające w tym cyklu odpady. Przewiduje się, że nagromadzony w ciągu 30 lat pracy reaktora wodnego cały „inwentarz” odpadów aktywności, rzędu 10 ton, byłby zredukowany liniowo z czasem w ciągu pierwszych dwóch dziesiątków lat. Równowagowa pozostałość odpadów aktywności wynosiłaby ok. 10 kg. Jak widać z tab. 1, jeden reaktor wodny rocznie produkuje obecnie tych odpadów przeszło 320 kg. Podkreślić trzeba jeszcze raz, że fabryka ATW wytwarza energię elektryczną do sieci, oprócz tej, którą zużywa sam akcelerator. W wyniku ostrożnych rozważań i realistycznych obliczeń, opartych na znanych obecnie kosztach, ocenia się [8-9], że produkowanie energii elektrycznej z jednoczesnym spalaniem odpadów metodą ATW byłoby o ok. 15% bardziej kosztowne niż produkcja obecna nie uwzględniająca kosztów zabezpieczenia odpadów promieniotwórczych.

Zagadnienie przemiany promieniotwórczych odpadów jądrowych przez neutrony, w szczególności powolne neutrony, ostatecznie może być rozstrzygnięte przez dalsze doświadczenia [13-14]. Perspektywy praktycznego sukcesu przemiany mogą być badane przy użyciu akceleratorów o energii i natężeniu prądu protonów w zakresach już istniejących. Przytoczone tu wyniki dotychczasowych prac wskazują w każdym razie jeden kierunek, w którym prowadzone są dalsze pilotażowe

badania.

W ostatnim czasie proponowane są też inne, mniej ambitne i technicznie prostsze, programy mające na celu bezpieczniejsze prowadzenie procesów energetyki reaktorowej. Między innymi w 1993 r. w CERN-ie Carlo Rubbia zaproponował naświetlanie neutronami nierozszczepialnego  $^{232}\text{Th}$ . Chwywanie neutronu i dwa rozpady beta prowadzą do produkcji uranu  $^{233}\text{U}$ . Ten, jako rozszczepialny, umożliwia generowanie, z korzystnym bilansem, energii do sieci [15]. Jednak tu problem najtrudniejszy odpadów promieniotwórczych pozostaje otwarty.

### Literatura

- [1] L.C. Hebel *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **50**, cz. II, 1 (1978).
- [2] O. Barbalat, *Phys. World* **4**, (5) 31 (1991).
- [3] H. Küsters, H.W. Wiese, *Trans. Am. Nucl. Soc. (USA)* **64**, 544 (1991).
- [4] T. Yamaguchi, N. Nakao, M. Matsumoto, *Trans. Am. Nucl. Soc. (USA)* **64**, 554 (1991).
- [5] H. Küsters *et al.*, „Recent investigations in France and Germany on the transmutation of actinides and fission products in reactors”, *Intern. Conf. on Design and Safety of Advanced Nuclear Power Plants Proceedings*, Tokyo, Japan, 25-29 Oct. 1992 (Atomic Energy Soc. Japan, Tokyo 1992), t. 1, s. P5.3/1-12.
- [6] D.W. Wootan *et al.*, „A comparative assessment of the destruction of selected fission products in fast and thermal reactor”, *ibid.*, t. 1, s. P3.7/1-9.
- [7] L. Koch, „Formation and recycling of minor actinides in nuclear power stations”, *Handbook on the Physics and Chemistry of the Actinides*, red. A.J. Freeman, C. Keller (Elsevier/North-Holland, Amsterdam 1986), t. 4, rozdz. 9, s. 457-490.
- [8] Ch.D. Bowman *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Physics Res. A* **320**, 336 (1992).
- [9] F. Venneri, Ch. Bowman, R. Jameson, *Phys. World* **6**, (8), 40 (1993).
- [10] H.J. Dewey, *Trans. Am. Nucl. Soc. (USA)* **68**, cz. B, 17 (1993), G.P. Lawrence, *Trans. Am. Nucl. Soc. (USA)* **68**, cz. B, 18 (1993), J.W. Davidson, *Trans. Am. Nucl. Soc. (USA)* **68**, cz. B, 19 (1993).
- [11] R.A. Jameson, G.P. Lawrence, S.O. Schriber, „Accelerator-driven transmutation technology for energy production and nuclear waste treatment”, *Third European Particle Accelerator Conference*, Berlin Technical University, 24-28 March 1992 (Editions Frontières).
- [12] J.C. Browne *et al.*, *Phys. Rev. C* **29**, 2188 (1984).
- [13] M. Skalberg, J.O. Liljenzin, „Partitioning and transmutation of radioactive waste. A review of the current state of the art”, Technical Report 92-19, Swedish Nuclear Fuel and Waste Management Co., Box 5864, S-102 48 Stockholm, October 1992; *Nucl. Eng. Internat. (UK)* **38**, (463), 30, 32 (1993).
- [14] P. Aldhous, *Science* **262**, 1368 (1993).
- [15] J.-P. Schapira, *Phys. World* **7**, (1), 24 (1994).

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

**Adam Walanus**

*Instytut Fizyki  
Politechnika Śląska  
Gliwice*

### **Drgania harmoniczne struny – ćwiczenie laboratoryjne z umiarkowanym użyciem komputera**

**Harmonic oscillations of the string  
– a simple example of computer use  
in undergraduate physics laboratory**

Zastosowanie komputera w pracy laboratoryjnej nie powinno być w studenckiej pracowni fizycznej celem samym dla siebie. Proste ćwiczenia wykonywane w pierwszej pracowni nie wymagają z reguły zaawansowanej techniki kontroli eksperymentu. Ćwiczenie wymienione w tytule należy do stosunkowo łatwych do zrozumienia nawet dla słabszych studentów, niefizyków. Pewne jego fragmenty nastęrczały jednak trudności techniczne. Zastosowanie komputera pozwoliło je ominąć. Jednocześnie graficzne przedstawienie na ekranie kolejnych częstości harmonicznycn czyni ćwiczenie bardziej poglądownym i łatwiejszym w przyswojeniu.

W wersji pierwotnej ćwiczenia, ze struną gitarową wzbudzaną elektromagnesem, zastosowany był skomplikowany w obsłudze generator fali prostokątnej. W strunie można otrzymać ponad 40 harmonicznycn, konieczna jest więc wysoka precyzja generatora. Musi to być generator kwarcowy o częstości ustawianej cyfrowo. Ze względu na dyspersję struny, kolejnych częstości harmonicznycn poszukuje się na podstawie poprzedniej harmonicznycn wg wzoru

$$f_{n+1} = \frac{n+1}{n} f_n.$$

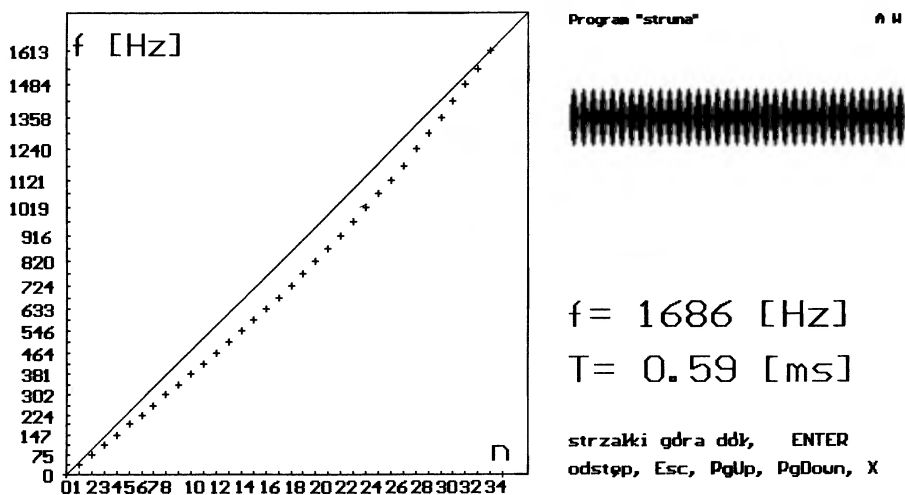
Niezbyt duża skuteczność obliczeniowa studentów powodowała, że tracili oni na pracę z kalkulatorem dużo czasu. Ponadto, wzór traktowany był często mechanicznie, bez wnikania w jego sens.

Komputer (IBM) nadaje się doskonale jako generator częstości akustycznych. Wystarczy zamiast jego wewnętrznego głośniczka podłączyć elektromagnes. (Oczywiście warto wzmocnić prąd za pomocą tranzystora.) Prosty program napisany w języku Pascal, używający procedury `sound(f)`, pozwala otrzymywać częstości od 20 Hz do 2 kHz ze skokiem 1 Hz. Częstość ustawia się za pomocą strzałek (góra, dół) na klawiaturze komputera. (Klawisze PageUp i PageDown dają zmiany o 10 Hz.) Częstość i okres drgań wyświetlane są na ekranie. Zastąpienie generatora komputerem daje istotny postęp. Jednak wydaje się, że ze względów dydaktycznych nie byłoby właściwe poprzestanie na takiej jego roli.

Niezbyt czytelny dla studentów wzór na obliczanie kolejnych częstości harmonicznych można zastąpić wykresem. Przedstawiony na rysunku widok ekranu komputera ilustruje prostą proporcjonalność częstości harmonicznych do kolejnych liczb naturalnych. Wykres jest modyfikowany po znalezieniu każdej następnej harmonicznej. Jest to już istotnym zastosowaniem komputera, gdyż trudno sobie wyobrazić kilkudziesięciokrotne ręczne przerysowywanie wykresu. Kolejnej harmonicznej szuka się przesuwając krzyżyk na ekranie, w pionie w kierunku prostej. Oczywiście zmianie ulega jednocześnie częstość. Obserwując strunę, słuchając jej oraz patrząc na woltmierz cyfrowy podłączony do przetwornika piezoelektrycznego znajdującego się pod struną, poszukuje się rezonansu. Gdy studenci uznają, że dostroili częstość elektromagnesu do kolejnej harmonicznej struny, naciskają klawisz ENTER. Na ekranie dodawany jest do wykresu nowy punkt pomiarowy, modyfikowana jest prosta, a kursor zmiany częstości przesuwa się w prawo o jeden.

Po znalezieniu 15–20 częstości harmonicznych, na ekranie zaczyna być widoczna dyspersja struny. Punkty pomiarowe układają się pod prostą przeprowadzoną od początku układu do ostatniego punktu. Przy większych częstościach kolejnej harmonicznej należy szukać nieco powyżej prostej.

Komputer spełnia w opisywanym ćwiczeniu dwie funkcje. Daje żadaną częstość i podpowiada z ekranu, jak zachowa się układ przy dalszym wzroście częstości. Sprawą wydawałoby się marginalną jest umieszczenie na ekranie widoku fali stojącej o odpowiedniej liczbie połówek fali. Jednak biorąc pod uwagę, że studenci mogą, przesuując elektromagnes, znaleźć strzałki i węzły fali, można oczekiwać dydaktycznych korzyści wypływających z porównania teorii z faktami.



Rysunek na ekranie komputera po znalezieniu 34 kolejnych częstości harmonicznych

Łatwo wyobrazić sobie zwiększenie udziału komputera w eksperymencie. Trzeba tylko wspomniany woltomierz cyfrowy mierzący (jakościowo) amplitudę drgań podłączyć do odpowiedniego gniazda komputera. Niepotrzebne stanie się zawodne pośrednictwo studentów, odpowiedni program sam precyzyjnie znajdzie wszystkie częstości harmoniczne struny. O ile taka automatyzacja pomiaru byłaby bardzo na miejscu gdyby celem było badanie struny, to wydaje się, że nie ma ona racji bytu w dydaktyce. Trzeba zatrzymać na pewnym etapie proces komputeryzacji ćwiczenia studenckiego.

Bez nadzwyczajnych środków technicznych ćwiczenie „Drgania harmoniczne struny” rozszerzyć można dla studentów starszych lat do postaci wymagającej wielu godzin pracy. Pierwszą sprawą jest sprawdzenie teoretycznego wzoru na prędkość fali w strunie. Trzeba w tym celu zważyć (inną, taką samą) strunę, by wyznaczyć jej gęstość liniową i zobaczyć jak ciężki odważnik naciąga strunę. Dalej, można zmieniać naciąg struny i obserwować jak z jego wzrostem maleje dyspersja. Zależność dyspersji od naciągu jest już efektem dość subtelnym jak na pracownię studencką, stwierdzenie jej istnienia pozwala zrozumieć związek dyspersji ze sztywnością struny. Rzeczą nieporównywalnie prostszą, dostępną wszystkim studentom, jest zdejmowanie krzywych rezonansowych. Jest to celowe, gdy przywiązuje się wagę do analizy błędów pomiarowych. Osobnym zagadnieniem jest obserwacja istnienia częstości harmonicznych w fali prostokątnej podawanej na elektromagnes. Można mianowicie uzyskać w strunie drgania rezonansowe o częstości  $f$  pobudzając ją częstością (fali prostokątnej)  $f/3$ ,  $f/5$  lub nawet  $f/7$ .

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### Racjonalne korzystanie z energii

Uzyskiwanie energii i jej wykorzystywanie (a w związku z tym wyczerpywanie się jej źródeł) oraz wiele innych problemów związanych z zagadnieniem energii cieszą się coraz żywszym zainteresowaniem. Warto sobie przy tym uprzytomnić, że samo pojęcie „energia” jako takie stosowane jest od bardzo niedawna. Dopiero bowiem w 1851 r. William Thomson (Lord Kelvin) wprowadził pojęcie „energii kinetycznej”, a Rudolf Clausius, w tym samym zresztą roku, sformułował drugą zasadę termodynamiki. Energia jest jednym z najbardziej istotnych czynników warunkujących rozwój cywilizacyjny. Z tego też powodu możliwość dysponowania energią i jej źródłami (np. złożami surowców energonośnych) jest ważnym motywem poczynań człowieka w skali globalnej, chociażby rozgrywek politycznych toczących się w wymiarze całej Ziemi. Kto bowiem zdoła zapewnić sobie panowanie nad źródłami energii ma szansę dominować i nad światem. Zużycie energii jest też miarą stopnia rozwoju określonego obszaru.

Obecne całkowite roczne zapotrzebowanie na energię w przeliczeniu na osobę waha się w skali światowej od ok. 30 MJ w Kambodży ( $1 \text{ kWh} = 3.6 \text{ MJ}$ ), poprzez ok. 2000 MJ w Chinach kontynentalnych i ok. 44 000 MJ w USA, aż do ok. 90 000 MJ w Norwegii – największym marnotrawcy energii. Ocenia się też, że przy współczesnym stanie techniki maksymalne roczne zużycie energii na osobę z wielu względów nie powinno przekraczać 10 000 MJ, tj. w przybliżeniu tyle ile wynosi ono aktualnie w Polsce (ok. 13 000 MJ). Wskazane byłoby też, by kraje przekraczające tę wielkość z biegiem czasu zredukowały swoje spożycie energii do tego poziomu.

Ubocznym skutkiem tradycyjnych metod pozyskiwania i przetwarzania energii, zwłaszcza w tak ogromnej skali jak to obecnie zachodzi, są niekorzystne zmiany środowiska naturalnego, mogące w ostateczności doprowadzić do katastrofy ekologicznej o gigantycznych rozmiarach. Szczególne zagrożenie dla biosfery ziemskiej powoduje użytkowanie energii w procesach termicznych z nieodnawialnych źródeł. Uwalnianie bowiem gazów cieplarnianych do atmosfery podczas spalania paliw kopalnych, a także – w mniejszym co prawda stopniu – ciepła odpadowego (czy ogólnie biorąc energii odpadowej) jest najważniejszą przyczyną niekorzystnych zmian klimatycznych, których skutki trudno w obecnej chwili przewidzieć. Zresztą, generalnie rzecz biorąc, termiczne metody pozyskiwania energii powodują doprowadzenie do otoczenia, zwłaszcza atmosfery, prócz wymienionych gazów cieplarnianych wielu innych szkodliwych substancji np. toksycznych, promieniotwórczych, czy też substancji pozornie neutralnych tworzących jednak w środowisku przyrodniczym szkodliwe połączenia. W sprzyjających warunkach efektem tego mogą być różne zjawiska negatywne, niekorzystnie wpływające na środowisko, np. kwaśny deszcz. Dotyczy to w mniejszym stopniu energetyki jądrowej, niesie ona jednak za sobą inne, wcale nie tak małe zagrożenia. Wszystkie te względy jak i dodatkowo świadomość kur-

czenia się zasobów surowców energetycznych powodują poszukiwania zarówno nowych źródeł energii, jak i sposobów bardziej racjonalnego jej wykorzystywania. Na problem oszczędnego wykorzystywania energii zwrócono już wcześniej uwagę w USA, gdzie był on przewodnim tematem konferencji *Energy Saving* zorganizowanej przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne w 1975 r.

Idea powołania szerszego europejskiego forum stwarzającego możliwość ustosunkowania się fizyków do problemów związanych z dewastacją naturalnego środowiska pojawiła się w 1984 r. w Komitecie „Fizyka a Społeczeństwo” (Action Committee on Physics and Society, ACPS) – działającym w ramach Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Wydarzyło się to podczas odbywającej się w Pradze szóstej konferencji generalnej EPS. W efekcie, z inicjatywy ACPS, odbyła się w dniach 27-30 września 1989 r. w Turynie (Villa Gualino, Włochy) konferencja *Induced Critical Conditions in the Atmosphere* oraz w dniach 4-7 lutego 1990 r. w Bad Honnef, RFN, (w „Physikzentrum” – ośrodku konferencyjnym, a zarazem siedzibie Zarządu Głównego Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego<sup>1</sup>) 57. seminarium fundacji im. Wilhelma i Elsy Heraeusów *Balances in the Atmosphere and the Energy Problem*. W trakcie tych spotkań dokonano oceny istniejącego stanu i wypracowano pewne sugestie dotyczące dalszego postępowania. Materiały te przedstawiono na VIII Konferencji Generalnej EPS, która odbyła się w dniach 4-8 września 1990 r. w Amsterdamie.

Nawiązanie do problematyki poruszanej na konferencji *Induced Critical Conditions in the Atmosphere* oraz seminarium *Balances in the Atmosphere and the Energy Problem*, jak i tej części VIII Konferencji Generalnej EPS, która poświęcona była zagadnieniu gospodarowania energią i jej zasobami, stanowiło 111. seminarium fundacji im. Wilhelma i Elsy Heraeusów pt. *Using Energy in an Intelligent Way*. Odbyło się ono w dniach 6-10 maja 1993 r. w Trassenheide (Wolin, dawna NRD). Celem jej było określenie metod i sposobów prowadzących do redukcji emisji czynników przyczyniających się do degradacji środowiska podczas uzyskiwania i wykorzystywania energii. Sprowadzało się to do określenia warunków sprzyjających podwyższeniu wydajności podczas pozyskiwania energii, promowania technik zapewniających osiąganie wyższej sprawności, oraz sposobów i technik umożliwiających oszczędniejsze zużycie energii. W rezultacie, celem tego spotkania było określenie bardziej racjonalnego niż dotychczas gospodarowania zasobami energii. Jak stwierdzono, istniejące technologie oraz rozwiązania techniczne zapewniają możliwość zaoszczędzenia ok. 25% obecnie zużywanej energii, bez umniejszania przy tym komfortu życia. Jak się przypuszcza, do r. 2010 powinno się udać uzyskać dalsze zmniejszenie tego zużycia o następne 25%.

W seminarium w Trassenheide uczestniczyło (na zasadzie imiennego zaproszenia) 40 naukowców z 17 krajów europejskich. Tematyka konferencji koncentrowała się na następujących problemach: termodynamika, przemiany energii, fizyczne podstawy wykorzystania energii, sposoby oszczędzania energii w procesach technicznych, podstawy termodynamiczne fotowoltaiki, racjonalizacja przesyłania energii. Odbyło się 6 sesji plenarnych, na których wygłoszono 21 półtoragodzinnych wykładów. Profesor G. De Lepeleire (Uniwersytet w Leuven, Belgia) wygłosił bardzo ciekawy wykład pt. „Energia a

---

<sup>1</sup> O Niemieckim Towarzystwie Fizycznym, a w szczególności o „Physikzentrum” w Bad Honnef, pisałem szerzej w *Postępie Fizyki* 38, nr 6, 535 (1987).

społeczeństwo". Podobne zainteresowanie wzbudził wykład dra J. Gretza (Joint Research Centre, Ispra, Włochy) pt. „Rozważania nt. wydajności energii w sensie termodynamiki”. Zagadnienie wydajności i sprawności układów przemysłowych w aspekcie oddziaływania ze środowiskiem szeroko potraktował prof. R. Kümmel (Uniwersytet w Würzburgu, RFN) w wykładzie pt. „Energia, optymalizacja kosztów i wydzielania CO<sub>2</sub> w systemach przemysłowych”. Bardzo skrupulatnie przygotowany i wyczerpujący wykład dotyczący diagnostyki efektywności spalania paliw kopalnych pt. „Zastosowanie technik laserowych do diagnostyki spalania” wygłosił dr M. Alden (Politechnika w Lund, Szwecja).

Odbyła się ponadto sesja okrągłego stołu, a w niedzielne popołudnie dla zainteresowanych zorganizowano wycieczkę do muzeum byłej fabryki rakiet typu V-1 i V-2 w Peneemünde i alternatywnie do Gryfowa (Greifswald). Część naukowa seminarium była w gestii prof. Bernarda Gonsiora (Uniwersytet w Bochum, RFN), natomiast część organizacyjna w gestii dra Volкера Schäfera (Fundacja WE Heraeusów, Hanau, RFN). Organizacja konferencji była wzorowa, materiały konferencyjne ukażą się drukiem jako *Proceedings of the 111th Heraeus Seminar*. Kolejna konferencja planowana jest za trzy lata.

*Henryk Z. Wrembel*

Instytut Fizyki WSP  
Słupsk

## **XVIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Zderzeń Elektronowych i Atomowych**

W dniach 21-27 lipca 1993 r. w Aarhus (Dania) odbyła się XVIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Zderzeń Elektronowych i Atomowych (ICPEAC). Konferencje ICPEAC odbywają się począwszy od 1958 r. najpierw co trzy, a od 1961 – co dwa lata i stanowią najważniejsze forum spotkań fizyków zajmujących się tą gałęzią fizyki atomowej. W XVIII Konferencji wzięło udział 732 uczestników z 42 krajów, w tym 5 z Polski (Politechnika Gdańska – 3, Uniwersytet Gdański – 1, Instytut Problemów Jądrowych w Świerku – 1), a 6 dalszych Polaków było współautorami nadesłanych komunikatów. Dla porównania, liczba aktywnych uczestników z USA wynosiła 141, Niemiec – 97, Wielkiej Brytanii – 83, Japonii – 64, Danii – 61, Francji – 43, Australii – 26, Rosji – 24. Mała liczba Polaków uczestniczących w Konferencji odzwierciedla nikkłe zainteresowanie zderzeniami elektronowymi i atomowymi w naszym kraju.

Spotkania podzielono na poranne wykłady plenarne, przed i popołudniowe sesje seminaryjne w grupach tematycznych oraz wieczorne sesje plakatowe (łącznie ponad 860 plakatów). Podczas wykładów plenarnych, B. Mottelson (NORDITA, Dania) scharakteryzował efekty powłokowe w klastrach, F. Bosch (GSI, Niemcy) przedstawił możliwości wykorzystania pierścieni magazynujących (storage cooler rings) w doświadczeniach z zakresu fizyki atomowej, P.G. Burke (Queen's University of Belfast) przedstawił obecny stan teorii zderzeń elektronów z atomami, cząsteczkami i jonami, a K. Kirby (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, USA) omówiła związki pomiędzy fizyką



zderzeń elektronowych i atomowych a fizyką atmosfery i badaniami dotyczącymi globalnych zmian klimatycznych.

Z powodu olbrzymiej liczby uczestników Konferencji, sesje poświęcone zderzeniom elektronowym (oraz pokrewnym im zderzeniom pozytonowym) i zderzeniom atomowym odbywały się równolegle. Ze względu na tematykę prowadzonych przez nas badań zdecydowaliśmy się na udział w części dotyczącej zderzeń elektronowych i pozytonowych.

Podczas sesji seminaryjnych i plakatowych poświęconych zderzeniom elektronowym przedstawiono najnowsze wyniki badań doświadczalnych i teoretycznych dotyczących poszczególnych procesów towarzyszących oddziaływaniu wiązek elektronowych z tarczami atomowymi i cząsteczkowymi (rozpraszanie sprężyste, wzbudzenia, jonizacja itp.). Wśród prac doświadczalnych uwagę zwracały zwłaszcza eksperymenty z wykorzystaniem wiązek powolnych (o energii w zakresie 1-10 eV) spolaryzowanych spinowo elektronów. Na przykład, poprzez badanie koincydencji pomiędzy rozproszonymi niesprężysto spolaryzowanymi elektronami a wyemitowanymi przez wzbudzone atomy fotonami możliwe jest doświadczalne wyznaczenie rozkładu gęstości prawdopodobieństwa (kształtu) chmury elektronowej atomu w wybranym stanie wzbudzonym. Tak subtelne eksperymenty stawiają coraz wyższe wymagania teoretykom. Stąd też znacznie większa niż na poprzednich konferencjach była liczba prac teoretycznych stosujących do opisu zderzeń powolnych elektronów z atomami metody relatywistyczne.

Bardzo ciekawe wyniki przedstawiono podczas sesji poświęconej fizyce zderzeń pozytonowych. Grupa teoretyków z Queen's University of Belfast doniosła, że ich obliczenia wskazują na występowanie stanów rezonansowych w rozpraszaniu powolnych ( $E \approx 30$  eV) pozytonów na atomach wodoru. Przejawiałyby się one w gwałtownym wzroście całkowitych przekrojów czynnych na rozproszenie sprężyste i na tworzenie pozytonium w wąskim otoczeniu energii rezonansowej. Sugerowany mechanizm powstawania tego efektu jest następujący: pozyton ( $e^+$ ) o energii rezonansowej zostaje na krótki czas (rzędu  $10^{-15}$  s) związany przez atom wodoru tworząc kompleks  $e^+H$  rozpadający się następnie na  $e^+$  i H (z możliwością wzbudzenia) lub na pozytonium i proton. Brak jednak, jak na razie, eksperymentalnego potwierdzenia tych przewidywań.

Z kolei grupa eksperymentatorów z Wayne State University, Detroit, przedstawiła wyniki pomiarów wskazujące na występowanie stanów rezonansowych w zderzeniach pozytonów z atomami gazów szlachetnych przy energiach, w zależności od tarczy atomowej, z przedziału 10-200 eV. Nie jest wykluczone, że jeżeli wyniki te są poprawne, jest to przykład rezonansów należących do tej samej rodziny, co stany rezonansowe przewidziane w przypadku atomu wodoru przez teoretyków z Belfastu. Pierwszych wyników teoretycznych dla gazów szlachetnych można zapewne oczekiwać za kilka miesięcy.

I wreszcie, współpracujące ze sobą zespoły z Uniwersytetu w Aarhus i University College w Londynie przedstawiły wyniki wskazujące, że otwierają się zupełnie nowe możliwości badania struktury atomów i cząsteczek oraz oddziaływań na poziomie atomowym za pomocą wiązek pozytonium. W wyniku prowadzonych od początku lat osiemdziesiątych badań możliwe jest obecnie wytwarzanie, w zderzeniach pozytonów z atomami, dobrze skolimowanych wiązek orto-pozytonium o natężeniu rzędu  $10^4$  cząstek na sekundę, rozmyciu energetycznym rzędu 4 eV i energiach od kilku do kilkudziesięciu elektronowoltów. Ponieważ pozytonium jest najlżejszym (jego masa wynosi  $2m_e$ ) układem elektrycznie obojętnym, doświadczenia dotyczące oddziaływania wiązek orto-pozytonium z atomami

i cząsteczkami mogą dostarczyć informacji uzupełniających w stosunku do tych, które otrzymuje się analizując eksperymenty z wykorzystaniem wiązek elektronowych lub pozytonowych. Do tej pory udało się wykonać pomiary całkowitego przekroju czynnego na zderzenie orto-pozytonium z atomami He i Ar.

Niewątpliwą atrakcją dla uczestników Konferencji była możliwość zwiedzenia doskonale wyposażonych laboratoriów w Instytucie Fizyki i Astronomii Uniwersytetu w Aarhus. Badania prowadzone w Instytucie koncentrują się głównie na oddziaływaniu wiązek fotonów, elektronów, pozytonów, protonów, atomów i cząsteczek z atomami, cząsteczkami i powierzchnią ciała stałego. Naszą uwagę zwróciły zwłaszcza doświadczenia wykorzystujące wiązki pozytonowe, doświadczenia nad fragmentacją fullerenu w zderzeniach z wiązkami atomowymi oraz eksperymenty dotyczące syntezy antywodoru w zderzeniach antyprotonów z wiązką pozytonium.

XVIII Konferencji towarzyszyło osiem monotematycznych sympozjów satelitarnych, które odbywały się tuż przed nią lub zaraz po niej w sześciu krajach Europy.

Następna, XIX Międzynarodowa Konferencja Fizyki Zderzeń Elektronowych i Atomowych odbędzie się w dniach 26.7. – 1.8. 1995 r. w Whistler (Kolumbia Brytyjska, Kanada).

*Czesław Szmytkowski*

Wydział Fizyki Technicznej  
i Matematyki Stosowanej PG  
Gdańsk

*Radostaw Szmytkowski*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
i Astrofizyki UG  
Gdańsk

## RECENZJE

Heinz Georg Schuster: **Chaos deterministyczny. Wprowadzenie**  
 tłum. z jęz. angielskiego Piotr Peplowski i Krzysztof Stefański,  
 PWN, Warszawa 1993, s. 274 + XVII tabl.

Nie obawiając się przesady można stwierdzić, że problematyka chaosu deterministycznego stała się przebojem kilku ostatnich lat. Niewątpliwie wynika to z faktu, iż pojawia się ona we wszystkich bez mała działach fizyki, a także w chemii, biologii a nawet naukach społecznych. Z chwilą gdy nauka zdecydowała się na przejście od uproszczonych modeli liniowych do bardziej realistycznych w większości przypadków opisów nieliniowych, zagadnienia chaosu deterministycznego pojawiły się w sposób naturalny. Zachowanie chaotyczne w układach nieliniowych jest bowiem raczej regułą niż wyjątkiem, nie występuje zaś zupełnie w układach liniowych. Przypomnijmy więc, że najogólniej można scharakteryzować chaos deterministyczny jako zjawisko powstające w układach o niewielkiej liczbie stopni swobody, na skutek którego dokładny opis ewolucji układu nie jest możliwy. Dzieje się tak z powodu bardzo czułej zależności zachowania się typowego układu nieliniowego od warunków początkowych. Ponieważ nasza znajomość tych warunków w każdych okolicznościach doświadczalnych obciążona jest nieuniknionym błędem, nie jesteśmy w stanie przewidzieć dokładnie zachowania się układu już po stosunkowo krótkim czasie.

W polskiej literaturze brakowało dotychczas pozycji omawiającej zagadnienia chaosu deterministycznego w przystępny a jednocześnie ścisły sposób, z punktu widzenia fizyka pragnącego zastosować metody analizy nieliniowej do opisu własnych badań. Istniejąca literatura matematyczna nie mogła tej luki wypełnić, gdyż z oczywistych względów koncentrowała się na szczegółach matematycznej strony teorii. Z prawdziwą radością należy więc powitać wydanie przez Wydawnictwo Naukowe PWN klasycznej już, choć wydanej po raz pierwszy zaledwie w 1985 r., książki Heinza Geорга Schustera *Chaos deterministyczny. Wprowadzenie*.

Autor jest profesorem na uniwersytecie we Frankfurcie nad Menem, a książka powstała na podstawie wygłaszanych przez niego wykładów. W momencie wydania, książka Schustera była jedną z pierwszych poświęconych tej tematyce i do dziś, mimo ukazania się wielu innych podobnych pozycji, pozostaje podstawowym źródłem wiadomości dla pragnącego poznać zarys teorii chaosu deterministycznego, przewyższając konkurencyjne opracowania jasnością i zwięzłością wykładu. Dobrze się więc stało, że do tłumaczenia wybrano tę akurat pozycję. Adresowana jest ona przede wszystkim do studentów wyższych lat studiów i pracowników naukowych zainteresowanych wprowadzeniem do problematyki chaosu. Wymaga znajomości analizy matematycznej w zakresie nauczanej na pierwszym roku studiów fizyki lub matematyki oraz, w mniejszym stopniu, mechaniki klasycznej i fizyki statystycznej. Jako taka nadaje się znakomicie jako podstawa

wykładów specjalistycznych i monograficznych dla starszych lat studiów fizycznych.

Zasadnicza część książki poświęcona jest zagadnieniom chaosu w układach dysypatywnych. Krótko omówione zostały doświadczenia, w których obserwowane jest zachowanie chaotyczne. Następnie Autor przechodzi do analizy „klasycznych” zagadnień chaosu: uniwersalnych własności odwzorowań odcinka w odcinek, intermitencji, dziwnych atraktorów i ich różnorodnych wymiarów, przejścia od kwaziookresowości do chaosu. Nieco mniej uwagi poświęca chaosowi w układach zachowawczych – tu podane zostały przede wszystkim wiadomości podstawowe; pominięto w zasadzie wszystkie szczegóły matematyczne. Jest to konsekwencją świadomego wyboru Autora – chaos w układach zachowawczych ma oczywiście swoje analogie w układach z dysypacją, istnieją jednak również znaczne różnice w opisach tych dwu zjawisk (dość powiedzieć, że w układach zachowawczych nie występują dziwne atraktory, tak charakterystyczne dla zachowania chaotycznego w układach dysypatywnych). Powoduje to, że teoria chaosu w układach zachowawczych stanowi odrębny i bardzo rozbudowany dział dynamiki nieliniowej. Należałoby więc tylko życzyć sobie, aby w języku polskim ukazała się pozycja poświęcona tym właśnie zagadnieniom. Autor *Chaosu deterministycznego* poleca tu, bardzo słusznie, książkę Lichtenberga i Liebermana *Regular and Stochastic Motion*. Ostatni rozdział książki Schustera, a także jeden z dodatków napisany przez Krzysztofa Stefańskiego, który jest jednym z tłumaczy książki, stanowią krótkie wprowadzenie do zagadnień chaosu w układach kwantowych. Dodatki przynoszą informacje uzupełniające zasadniczy tekst o szczegóły techniczne i matematyczne.

Książka, co już podkreślałem, napisana jest przejrzysto i jasno. Zasluga w tym nie mała tłumaczy – Piotra Peplowskiego i Krzysztofa Stefańskiego. Obaj zajmują się chaosem w swoich badaniach naukowych, co zapewnia fachowość przekładu. Fakt, że książka Schustera jest w zasadzie pierwszą pozycją poświęconą tej tematyce w literaturze polskiej, zmusił tłumaczy do opracowania polskiej terminologii. Udało im się to bardzo dobrze i można się spodziewać, że terminy takie jak „przekształcenie piekarskie” czy nieco kontrowersyjne „wyżzymanie kota” spodobają się przyszłym polskim autorom prac o chaosie. Dobrym zabiegiem redakcyjnym jest też podawanie angielskiego terminu oryginalnego w momencie, kiedy polski odpowiednik pojawia się w tekście po raz pierwszy. Ułatwić to powinno korzystanie z oryginalnej anglojęzycznej literatury przedmiotu.

Krótko o dostrzeżonych przeze mnie (niewielu!) błędach redakcyjnych.

– Niekonsekwentna jest transkrypcja nazwisk rosyjskich; np. w tytule paragrafu jest Czyrikow, a w tekście tego samego paragrafu Chirikov (s. 31). Wydaje się, choć to pewnie niezgodne z regułami transkrypcji, że dobrym rozwiązaniem byłoby przyjęcie takiej pisowni, jaką stosują sami rosyjskojęzyczni autorzy, kiedy publikują swoje prace po angielsku. Ma to przynajmniej tę zaletę, że łatwo jest znaleźć w czasopismach interesujące nas prace tych autorów.

– Tłumacze używają niepotrzebnie dwóch terminów: cykl superstabilny (s. 56) i nadstabilny (s. 175) na oznaczenie tego samego w zasadzie obiektu. Należałoby chyba pozostać przy jednym.

– Na s. 190 (drugi wiersz od dołu) powinno być „Hamiltonian” zamiast „Hamilton”.

Podsumowując należy stwierdzić, że wydanie po polsku książki Schustera jest przedsięwzięciem ze wszech miar godnym pochwały. Otrzymaliśmy bardzo pożyteczną, bardzo dobrze przetłumaczoną książkę. Polecam ją wszystkim zainteresowanym chaosem deter-

ministycznym, zarówno tym, którzy chcieliby dopiero zapoznać się z metodami analizy układów nieliniowych, jak i zaawansowanym badaczom jako dobre źródło o charakterze encyklopedycznym, a także wykładowcom jako nieocenioną pomoc w przygotowaniu wykładów.

*Marek Kuś*

Centrum Fizyki Teoretycznej PAN  
Warszawa

**Antoni Śliwiński: Ultradźwięki i ich zastosowania**

Seria: Fizyka dla Przemysłu, WNT, Warszawa 1993, s. 410

Książka, napisana w ramach serii Fizyka dla Przemysłu, zawiera wprowadzenie do fizyki ultradźwięków, opis metod ich wytwarzania oraz przedstawia szeroki przegląd ich zastosowań. Pomyślana jako pomoc dla inżynierów i studentów wielu specjalizacji, daje kompendium wiedzy w tej dziedzinie obejmujące niezwykle szeroki zakres.

Książka składa się z ośmiu rozdziałów, z czego pierwsze cztery poświęcone są podstawom propagacji fal sprężystych w ośrodkach idealnych i rzeczywistych, rozdział piąty poświęcony jest przeglądowi metod wytwarzania i odbioru ultradźwięków, a ostatnie trzy dotyczą ich licznych zastosowań.

Po wstępie i krótkim rysie historycznym (rozd. 1), Autor w drugim rozdziale wprowadza czytelnika w podstawy propagacji fali sprężystej w nieograniczonych ośrodkach płynnych i stałych, omawia pokrótce rodzaje fal w ośrodkach przestrzennie ograniczonych, i rozpatruje przypadek zachowania się fali na granicy dwóch ośrodków izotropowych. Rozdział trzeci poświęcony jest ogólnej charakterystyce pola akustycznego w ośrodku jednorodnym, wynikającej z rozwiązania równania falowego, wielkościom energetycznym związanym z tym polem oraz charakterystyce źródeł promieniujących falę ultradźwiękową do ośrodka. Rozdział czwarty zatytułowany „Rozchodzenie się fal ultradźwiękowych w ośrodku rzeczywistym (stratnym)” poświęcony jest w całości rodzajom i źródłom tłumienia fali. Bardzo ważny z punktu widzenia zastosowań, rozdział piąty omawia uprzednio sklasyfikowane metody wytwarzania fal ultradźwiękowych i dyskutuje poszczególne rodzaje przetworników ultradźwiękowych fal objętościowych i powierzchniowych. Najobszerniejszy (140 stron) rozdział szósty poświęcony biernym (niskoenergetycznym) zastosowaniom ultradźwięków, obejmuje podstawowe układy i metody pomiarowe, elementy akustooptyki, akustoelektronikę (zastosowania ultradźwięków w elektronice) i ultradźwiękowe metody badania materiałów. Rozdział siódmy, po omówieniu ogólnego mechanizmu działania ultradźwięków na ośrodek, poświęca Autor czynnym zastosowaniom ultradźwięków, w tym oddziaływaniom sonochemicznym, zastosowaniom wspomagającym różnego rodzaju procesy technologiczne oraz czynnym zastosowaniom ultradźwięków w medycynie. Monografia kończy się krótkim rozdziałem uzupełniającym zastosowania ultradźwięków, głównie w medycynie (metody dopplerowskie i tomografia

ultradźwiękowa) i fizyce.

Książka imponuje zakresem materiału zwłaszcza w części dotyczącej zastosowań i stanowi niewątpliwie pozycję, której od wielu lat w tej dziedzinie brakowało, nie tylko zresztą w literaturze polskojęzycznej. Jest to ogromna jej zaleta. W polskim piśmiennictwie technicznym nie istnieje podobna pozycja, która łączyłaby podstawowe wiadomości o ultradźwiękach z najnowszymi zastosowaniami w tej dziedzinie. Istniejące pozycje pochodzą sprzed kilkunastu lat, bądź dotyczą wybranych zagadnień.

Jak zwykle w przypadku tego typu publikacji, nie jest ona wolna od pewnych usterek.

Do podstawowych zaliczyłbym pewną nierównomierność potraktowania materiału zwłaszcza w rozdz. 4 i 6, jak również zbyt skrótowy, moim zdaniem, opis podstawowego „narzędzia” tej techniki jakim jest przetwornik piezoelektryczny. W tym ostatnim przypadku wydaje się, iż celowe byłoby wprowadzenie klasycznego już schematu Masona przetwornika piezoelektrycznego, tym bardziej, że przez swoją uniwersalność nadaje się on do opisu właściwości przetwornika międzypalczastego fal powierzchniowych.

Rozdział 4, ograniczony formalnie do jednego par. 4.1, w którym Autor omawia źródła tłumienia fali ultradźwiękowej, wydaje się w pewnych fragmentach, przy uwzględnieniu przeznaczenia książki, zbyt obszerny (np. wpływ procesów molekularnych zajmuje 12 stron). Podobne wrażenie odniosłem po lekturze par. 6.2 „Elementy akustooptyki” (podkreślenie moje – A.L.), całkiem przeciwne zaś po lekturze par. 6.3, poświęconego jednej z najbardziej ważnych dziedzin współczesnych ultradźwięków – akustoelektronice. Dziedzina ta, zwłaszcza w zakresie obróbki sygnału na falach powierzchniowych (nb. hasło nie wymieniane w książce, Autor mówi jedynie o „przetwarzaniu” (s. 309), co nie wydaje się adekwatne w stosunku do funkcji spełnianych przez elementy i urządzenia akustoelektroniczne), powinna być szerzej omówiona niż na niecałych 9 stronach. Nie chodzi tu oczywiście o liczbę stron poświęconych danemu zagadnieniu, ale generalnie o bardziej systematyczne podejście, poprzedzone prostą analizą właściwości przetwornika międzypalczastego na podstawie jego schematu zastępczego. Wynikająca z tego schematu charakterystyka częstotliwościowa związana z funkcją  $(\sin x/x)^2$  jest kluczem do opisu podstawowych właściwości układów akustoelektronicznych, wiążącym poprzez transformatę Fouriera sygnał wejściowy, sygnał wyjściowy i strukturę geometryczną przetwornika, a w konsekwencji pozwalającym na lepszy opis właściwości omawianych przez Autora urządzeń.

Inna, drobna uwaga ogólna, raczej natury redakcyjnej, to pytanie, czy rozdz. 8, „Niektóre inne zastosowania ultradźwięków”, nie powinien być włączony do rozdz. 6, jako że nic specjalnie nie wyróżnia tych metod od pozostałych.

A oto niektóre uwagi szczegółowe:

1. na s. 46 przy definicji współczynnika odbicia, być może celowe byłoby wyraźniejsze rozróżnianie (jak w [13]) współczynnika (dla energii) od wskaźnika (dla amplitud);
2. na s. 132, przy porównaniu z prędkością fali akustycznej w aluminium, powinno być raczej ok. 6000 m/s zamiast 4000 m/s (typowo, prędkość fal podłużnych w tym ośrodku przyjmuje się ok. 6200 m/s);
3. na s. 135 przy klasyfikacji przetworników działających na zasadzie elektromagnetycznej należałoby dodać przetwornik elektromagnetyczny i rozróżnić go od magnetoelektrycznego na zasadzie: magnetoelektryczny – tj. o ruchomej cewce (dynamiczny), elektromagnetyczny – tj. o ruchomej kotwicy;

4. na s. 137 przy opisie „klasycznego” i „poprawionego” (I i II rodzaju wg Autora) układu analogii elektroakustycznych być może należałoby podkreślić, że jest to prędkość objętościowa. Podobnie, niejasna jest definicja analogii II jako „wynikająca z ogólnych praw wzajemności oporowej”. Czy nie byłoby celowe bardziej systematyczne wprowadzenie do układów analogii z pokazaniem różnic między nimi (np. topologicznych)? (patrz np. [13]);
5. wskazanie bibliografii [13] (I. Malecki) jako zawierającej opis przetwornika elektrostatycznego jest błędne. W publikacji tej bowiem nie są omawiane przetworniki elektroakustyczne;
6. na s. 152 zdanie „Stosunkowo dobrze drgają płytki przy nieparzystych częstotliwościach . . . , a trudno je wzbudzić na harmonicznym parzystych” powinno być chyba bardziej zdecydowane; praca na harmonicznym parzystych jest w zasadzie niemożliwa. Na tej samej stronie we wzorze na częstotliwość drgań podłużnych powinno być:  $f_n = (2n - 1)/2d$ ;
7. na s. 155 we wzorze (5.27) jest chyba pomyłka, zamiast modułu  $d_{33}$  powinno być  $2d$ , gdzie  $d$  jest grubością płytki;
8. pokazany na rys. 5.21a (s. 162) schemat nie jest schematem ogólnym; zawiera on już uproszczenie jednostronnego promieniowania i bliskości rezonansu. Byłoby chyba celowe zastąpienie w tym punkcie ogólnego schematu Masona (w postaci trójwrotnika) i jego elementarnych przekształceń (patrz np. [32] t. IA) do schematu 5.21b. Na tej samej stronie definicja współczynnika elektromechanicznego wymaga pewnych uściśleń. Najogólniej jest on wyrażany stosunkiem energii wzajemnej  $1/2T_i d_{ij} E_j$  do średniej geometrycznej z energii sprężystej i dielektrycznej. Daje to rezultat (5.31), ale przy definicji podanej przez Autora może on się mylić ze sprawnością przetwornika, podczas gdy charakteryzuje on materiał piezoelektryczny. Zwykle oznacza się go przez małe „ $k$ ”, zresztą w innych miejscach (s. 157, 158) Autor również tak go oznacza;
9. użyte na s. 194 zdanie „Fale powierzchniowe o częstotliwościach mikrofalowych . . . ” wymagałoby być może wyjaśnienia jako że częstotliwości te zawarte są między 300 MHz a 300 GHz, podczas gdy stosowane tutaj fale powierzchniowe mają w zasadzie częstotliwości niższe. Prawdą jest natomiast, że długości fal obu tych rodzajów są porównywalne;
10. na s. 198 określenie współczynnika sprzężenia elektromechanicznego jako „stosunku energii mechanicznej do elektrycznej” jest nieściśle, patrz uwaga 8;
11. na rys. 6.5b (s. 207) powinno być chyba 3 dB zamiast 6 dB, jeżeli dotyczy to (patrz s. 208) spadku amplitudy wokół rezonansu;
12. we wzorze (6.75) (s. 337) wyrażenie na współczynnik odbicia (dla energii – A.L.) powinno być chyba podniesione do kwadratu.

Poza tym chciałbym wymienić następujące, drobne uwagi redakcyjne:<sup>1</sup>

1. na rys. 3.10b (s. 71) na osi poziomej powinno być  $l/\lambda$  bądź  $D^2/4\lambda$ ;
2. wzór (5.3) ma błąd: w pierwszym członie powinno być  $\partial z^2$ ;
3. na s. 141 zamiast impedancji ośrodka  $\rho_c$  powinno być  $\rho c$ ;
4. na s. 149 zamiast „pseudoelektryczność” powinno być „pseudopiezoelektryczność”;
5. na s. 185 zamiast „arsenik” powinno być „arsenek”.

<sup>1</sup> Ponadto kilkanaście uwag Recenzenta przekazujemy wprost Wydawcy (przyp. Red.).

Monografia Antoniego Śliwińskiego jest na pewno bardzo cenną pozycją w zakresie fizyki i techniki ultradźwięków. Autor, jeden z najwybitniejszych polskich akustyków, wykonał olbrzymie zadanie zappełniając istniejącą od dawna lukę w polskim piśmiennictwie z tej dziedziny.

*Andrzej Leszczyński*

Instytut Radioelektroniki PW  
Warszawa



## K R O N I K A

**Nominacje profesorskie**

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dn. 27 grudnia 1993 r.: Jan Królikowski (UW, Warszawa), Witold Nazarewicz (UW, Warszawa) i Bronisław Orłowski (IF PAN, Warszawa).

*Sprawy Nauki*, nr 1 (1994)

**CERN**

Od grudnia 1993 r., do Komitetu Polityki Naukowej CERN-u wszedł prof. Andrzej K. Wróblewski (Warszawa).

*CERN Courier* 34, nr 1 (1994)

**Nagroda Hewletta-Packarda**

Nagrodę Hewletta-Packarda za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki materii skondensowanej, przyznawaną przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne, otrzymali w 1994 r. D.R. Huffman (Uniwersytet Arizony, Tuscon, USA), W. Krätschmer (Instytut Maxa Plancka Fizyki Jądrowej, Heidelberg, RFN), H. Kroto (Uniwersytet Sussexu, Brighton, W. Brytania) i R.E. Smalley (Uniwersytet Rice'a, Houston, USA). Nagroda została im przyznana za odkrycie nowych form cząsteczkowych węgla i ich wytworzenie w fazie stałej.

Donald Huffman jest od 1975 r. profesorem fizyki Uniwersytetu Arizony. Jego głównym zainteresowaniem są własności optyczne małych cząstek. Prowadził badania naukowe również w Europie (w Europejskiej Agencji Przestrzeni Kosmicznej, w Instytutach Maxa Plancka w Stuttgarcie i

Heidelbergu oraz w Uniwersytecie w Cardiff). Opatentował proces wytwarzania C<sub>60</sub> i jest od 1991 r. dyrektorem Arizona Fullerene Corporation, której celem jest ujednoczenie badań nad fullerenami, prowadzonych w Uniwersytecie Arizony i w Uniwersytecie Stanu Arizona.

Wolfgang Krätschmer, fizyk, zajmował się badaniami uszkodzeń radiacyjnych, ciężkimi jonami w astrofizyce i badaniami pyłów istotnych dla astrofizyki. Brał również udział w projektowaniu i budowie fotospektrometru dla obserwatorium podczerwieni ISO Europejskiej Agencji Przestrzeni Kosmicznej.

Harold Kroto po ukończeniu studiów chemii w Anglii pracował w National Research Council w Ottawie, a potem przez rok w Bell Telephone Laboratories w Murray Hill. Od 1965 r. jest w Uniwersytecie Sussexu (profesor od 1985 r.). Jego zainteresowania skupiają się głównie na cząsteczkach i pyłe międzygwiazdowym i spektroskopii materiałów nietrwałych chemicznie. Współpracował z ośrodkami w Vancouverze, Ottawie, Berkeley, Zagrzebiu, Paryżu i Los Angeles. Jest (od 1990 r.) członkiem Towarzystwa Królewskiego w Londynie.

Richard Smalley był profesorem chemii (od 1982 r.) i jest profesorem fizyki (od 1992 r.) Uniwersytetu Rice'a w Houston. Zajmuje się spektroskopią gazów, cząsteczek, jonów i zlepków.

*Europhys. News* 25, nr 1 (1994)

B. W.

**Medal Maxa Borna**

Medal Maxa Borna za 1994 r. otrzymał od brytyjskiego Instytutu Fizyki Wol-

fgang Demtröder, członek rady naukowej Instytutu Maxa Plancka Optyki Kwantowej w Garching i Instytutu Chemii Biofizycznej w Getyndze, za wybitny wkład w rozwój spektroskopii laserowej. Medal ten jest przyznawany w latach nieparzystych przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne fizykowi brytyjskiemu a w latach parzystych przez brytyjski Instytut Fizyki fizykowi niemieckiemu.

Demtröder jest jednym z pionierów spektroskopii laserowej. Prace jego koncentrowały się głównie na wysokorozdzielczej spektroskopii małych cząsteczek ( $\text{NO}_2$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ), dimerów alkalicznych ( $\text{Na}_2$ ,  $\text{NaK}$ ,  $\text{Cs}_2$ ) i małych zlepeków alkalicznych. Był jednym z pierwszych, który zastosował i ulepszył bezdopplerowskie metody w spektroskopii nasyceniowej. Jest autorem klasycznego już podręcznika *Laser spectroscopy* (przekład polski: *Spektroskopia laserowa*, PWN 1993).

*Phys. World* 7, nr 2 (1994)

B. W.

### Order dla Rubbii

Prezydent RP, na wniosek Ministra Spraw Zagranicznych, nadał 10 listopada 1993 r. Krzyż Komandorski Orderu Zasługi Rzeczypospolitej Polskiej Carlowi Rubbii „za wybitne zasługi w rozwoju polsko-włoskiej współpracy naukowej”.

Rubbia był dyrektorem generalnym CERN-u w latach 1989–93 i jemu, w dużej mierze, Polska zawdzięcza przyjęcie na członka tego europejskiego laboratorium.

*Monitor Polski*, nr 68 (1993)

### Potwierdzenie przewidywań teoretyków jądrowych

Ukazało się kilka komunikatów na konferencjach oraz notatek w czasopismach ogólnych (m.in. *Physics Today*) o potwierdzeniu przewidywań polskich teoretyków jądrowych co do czasu życia i sposobu roz-

padu bardzo ciężkich jąder. Przewidywania te zwracały uwagę, że niektóre izotopy bardzo ciężkich pierwiastków mogą mieć szczególnie długi czas życia (por. *Postępy Fizyki* 44, 235 (1993)). Na przykład, znany już od 1985 r. izotop  $^{260}_{106}$  pierwiastka 106 (tj. pierwiastka o liczbie atomowej 106), nie posiadającego jeszcze nazwy, ma czas życia ok. 7 ms. Dla izotopu zaś  $^{266}_{106}$ , tj. mającego tylko o 6 neutronów więcej, przewidywany był czas kilkudziesięciu sekund, tzn. kilka tysięcy razy dłuższy. Przeprowadzona w ub. (1993) roku synteza tego izotopu i jego badanie przez fizyków w Dubnej, we współpracy z fizykami z Livermore (USA), potwierdziły te przewidywania. Także zmierzony czas życia i sposób rozpadu izotopu  $^{262}_{104}$ , tj. jądra powstającego przez rozpad  $\alpha$  jądra  $^{266}_{106}$ , potwierdziły wyniki teoretyczne.

Powyższy wynik doświadczalny otrzymany został na razie w jednym eksperymencie. Dalsze, niezależne doświadczenia są planowane przez inne grupy.

Tak długie czasy życia nie były uprzednio oczekiwane dla tego typu jąder ciężkich. Jądra te są bowiem, wg przewidywań teoretycznych, zdeformowane. Sądzono, że efekty struktury powłokowej jądra, od których pochodzi silniejsze wiązanie i wydłużenie czasu życia, mogą być silne tylko w jądrach kulistych, tj. jądrach o najwyższym stopniu symetrii ich kształtu. Badania teoretyczne pokazały jednak, że efekty te mogą być także bardzo silne w niektórych jądrach zdeformowanych.

Omawiane obliczenia teoretyczne wykonane zostały przez grupę fizyków z Instytutu Problemów Jądrowych im. A. Sołtana w Warszawie: drów Zygmunta Patyka i Janusza Skalskiego oraz mgra Roberta Smolańczuka. Ważną rolę w badaniach nad jądrami najcięższymi odegrały również prace dra hab. Stefana Ówioka z Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej.

Badania nad jądrami pierwiastków stanowiących przedłużenie Tablicy Mendelejewa prowadzone są w Polsce od blisko 30 lat. Wykonywane one były przez fizyków z Instytutu Badań Jądrowych (a potem Instytutu Problemów Jądrowych), Uniwersytetu Warszawskiego, Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie oraz Politechniki Warszawskiej, w szerokiej współpracy z fizykami z innych krajów.

Potwierdzenie trafności przewidywań teoretycznych dla jąder pierwiastków 104 i 106 daje pewną szansę na ich trafność także dla jąder jeszcze cięższych, dla których zostały one również dokonane. Są to jądra pierwiastka 108, dla którego znamy na razie tylko stosunkowo lekki izotop, oraz jądra nowych pierwiastków 110 i 111, dotychczas w ogóle jeszcze nie obserwowanych. Przygotowania do syntezy tych nowych jąder i pierwiastków prowadzone są w Niemczech (GSI-Darmstadt) i w Dubnej (ZIBJ), we współpracy z Livermore.

*Adam Sobieczewski*

### **Europejski Program Wymiany Studentów Fizyki**

Program EMSPS (European Mobility Scheme for Physics Students), czyli Europejski Program Wymiany Studentów Fizyki ma na celu umożliwienie studentom fizyki studiowanie przez jeden lub dwa semestry na różnych uczelniach europejskich. Zapoznanie studentów z zagranicznymi uczelniami oraz uzupełnienie wiedzy w rzadko uprawianych dziedzinach jest głównym zadaniem tego programu. Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) jest inicjatorem i koordynatorem programu EMSPS, a wymianę studentów organizuje i nadzoruje specjalny komitet. Wymianę reguluje specjalna konwencja. Rektor szkoły wyższej podpisuje deklarację przystąpienia uczelni do EMSPS. Uczelnia przystępująca do programu musi spełniać określone wa-

runki, m.in. posiadać system kształcenia studentów fizyki oraz mieć uprawnienia do nadawania stopni i tytułów naukowych w dziedzinie fizyki. Deklaracja przystąpienia uczelni do programu zawiera m.in. zobowiązanie szkoły wyższej do przyjmowania na studia studentów z innych krajów, objętych programem EMSPS, bez pobierania od nich opłat za studia. Jak z tego wynika, studenci biorący udział w wymianie nie opłacają czesnego w uczelni ich przyjmującej. Jest to szczególnie ważne dla studentów polskich, bowiem opłaty te są w niektórych krajach dość wysokie. Obecnie w programie EMSPS uczestniczy 138 uczelni z 28 krajów. Z Polski zgłosiło swój udział 12 uczelni. Program EMSPS rozpoczął działanie w r. akad. 1993/94. W bieżącym roku 110 studentów fizyki z całej Europy studiuje w uczelniach poza macierzystym krajem. Wśród nich jest jedna osoba z Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach studiująca obecnie na wydziale fizyki uniwersytetu w Genewie (*Europhysics News* 24, nr 9, s. 232, 1993). Polska w r. akad. 1993/94 nie posiadała żadnych funduszy na wymianę studentów w ramach EMSPS. Pieniądze na studia studenci z Europy Środkowej otrzymują z programu TEMPUS. Ze względu na wykorzystanie w tym programie przez Polskę wszystkich funduszy na rok bieżący, nie było możliwości dołączenia działalności EMSPS do programu TEMPUS. Obecnie trwają starania o nowy projekt TEMPUS-a przeznaczony na wyjazdy polskich studentów fizyki na uczelnie europejskie. Jeżeli uzyska on odpowiednie poparcie, to studenci każdej z 12 polskich uczelni, uczestniczących w programie EMSPS, będą mieli możliwość studiowania na uczelniach europejskich.

*Kto może uczestniczyć w programie EMSPS?*

W programie może uczestniczyć student z uczelni biorącej udział w progra-

mie EMSPS, który uzyskał bardzo dobre wyniki w nauce, zna język kraju, w którym chce studiować oraz potrafi merytorycznie uzasadnić wybór proponowanej uczelni. Kwalifikacja odbywa się w każdej polskiej uczelni niezależnie. W każdej uczelni rektor wyznaczył osobę odpowiedzialną za wymianę studentów, nazwisko tej osoby zostało zgłoszone do Komitetu EMSPS. Wyjazd każdego ze studentów jest uzgadniany pomiędzy opiekunem w macierzystej uczelni i opiekunem w uczelni przyjmującej. Uzgodnienie to dotyczy terminu odbywania studiów, czasu ich trwania oraz ich programu. Podczas pobytu studenta za granicą obowiązują go odpowiednie zaliczenia i egzaminy. Ponadto pobyt za granicą nie zwalnia studenta z obowiązku zaliczenia semestru lub roku studiów we własnej uczelni.

*Jak wybrać uczelnię w której chce się studiować?*

W ramach programu EMSPS opracowano komputerową bazę danych zawierającą opis uczelni uczestniczących w programie. Baza ta znajduje się na Uniwersytecie w Manchesterze. Dostęp do bazy może mieć każdy student zainteresowany programem. Informacje o sposobie skorzystania z bazy danych oraz adres komputerowy bazy posiada osoba odpowiedzialna za wymianę studentów w każdej uczelni.

*Kto finansuje studia zagraniczne w ramach EMSPS?*

Finansowanie będzie się odbywało w ramach grantu z programu TEMPUS. Dla studentów z Polski przewidziano również fundusze z innych fundacji, koordynowanych przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne. Po zatwierdzeniu przez opiekuna kandydatury studenta na wyjazd i uzgodnieniu przyjazdu i planu studiów z opiekunem uczelni, do której student się udaje, student otrzymuje stypendium z EMSPS. Dla kandydatów na wyjazdy w ramach pro-

gramu przewiduje się uzupełniające kursy doskonalenia znajomości języków obcych.

#### *Informacje*

Szczegółowe informacje na temat programu EMSPS można uzyskać u mnie: tel. i fax (02)6287252, adr.el.: izabela@fuw.edu.pl.

*Izabela Sosnowska*

## Amerykanin w Genewie

Po decyzji Kongresu Stanów Zjednoczonych odstąpienia od budowy wielkiego akceleratora SSC (patrz np. Kronika 1/94), amerykańscy fizycy cząstek elementarnych zwracają teraz swoje zainteresowanie ku CERN-owskiemu projektowi akceleratora LHC (Large Hadron Collider). Przypomnijmy tu: LHC będzie zbudowany w tunelu długości 27 km obecnie działającego akceleratora LEP; mają się w nim zderzać dwie przeciwbieżne wiązki protonów o energii 7 GeV każda; przewiduje się uzyskanie świetlności (czyli częstości zderzeń)  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; zastosowane będą magnesy nadprzewodzące chłodzone nadciężkim helem, co wymagać będzie dużego i skomplikowanego układu kriogenicznego; injektorami będą istniejące już w CERN-ie akceleratory. Chociaż energie jakie uzyska się w LHC będą ponad dwa razy mniejsze niż spodziewane w SSC, to jednak ze względu na ogromną świetlnność tego urządzenia należy oczekiwać interesujących wyników zderzeń cząstek składających protonów, tj. kwarków i gluonów.

Niektórzy fizycy amerykańscy są zaniepokojeni przypuszczeniem, że interesy istniejących w Stanach Zjednoczonych wielkich laboratoriów mogą stanąć na przeszkodzie amerykańskiemu udziałowi finansowemu w projekcie CERN-u. Kierownik międzynarodowych spraw naukowych Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego (APS), Irving Lerch, zwraca uwagę, że Ze-

spół Doradczy ds. Fizyki Wysokich Energii (HEPAP) amerykańskiego Ministerstwa Energii, który doradza Ministerstwu w sprawach decyzji finansowych, jest obsadzony przez dyrektorów laboratoriów podległych Ministerstwu. Również przewodniczący Wydziału Częstek i Pól APS, Michael Zeller, wyraża obawę, że cała społeczność fizyków ma zbyt mały wpływ na decyzje HEPAP. Natomiast przewodniczący HEPAP-u, Stanley Wojcicki, odrzuca tę krytykę twierdząc, że jego Zespół zbiera opinie wszystkich fizyków.

Wejście do udziału w pracach CERN-u kosztowałoby Amerykanów od 60 do 100 mln USD rocznie. Roczny budżet Ministerstwa Energii na wspieranie badań z zakresu wysokich energii wynosi w 1994 r. 622 mln USD i nie wystarczy na finansowanie obecnie prowadzonych w USA badań. Fizycy mają jednak jeszcze nadzieję, że Kongres przyzna dodatkową kwotę na udział w LHC. Bez dodatkowych funduszy fizycy amerykańscy mogą stanąć przed trudnym wyborem: z jednej strony wyniki z LHC określą czym fizyka wysokich energii stanie się po najbliższej dekadzie, z drugiej strony – zmniejszenie finansowania niektórych amerykańskich laboratoriów oznaczać może utratę miejsc pracy dla wielu fizyków i techników. Dojść może do konfliktu między finansami i środkami do życia wielu ludzi a rozwojem nauki. Jak należy postąpić?

W zasadzie jest rolę HEPAP-u doradzić jak należy postąpić. Zbiera on tymczasem opinie w różnych ośrodkach fizyki amerykańskiej. Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne również pragnie przedstawić instytucjom finansującym opinię środowiska i powołało 11 grup roboczych w różnych dziedzinach fizyki, które mają sformułować własne wizje przyszłości fizyki i zaproponować środki do tego prowadzące.

Brak wspólnego frontu fizyków wysokich energii, który był jedną z przyczyn

upadku projektu SSC, mógłby negatywnie wpłynąć na możliwość zdobycia finansów na udział w LHC.

A co CERN? Dotychczas projekt LHC wydawał się niesłychanie tani w porównaniu z SSC. Ostatnio jednak pojawiły się kłopoty – widać już, że nie uniknie się przekroczenia początkowo na ten cel przewidzianej sumy. Dyrektor Generalny CERN-u, Christopher Llewellyn Smith, powiedział: „Robiąc wszelkie możliwe oszczędności, nie będziemy jednak w stanie doprowadzić do budowy z naszego własnego budżetu bez opóźnienia jej o wiele lat”. (Projektowano ukończenie urządzenia w 2003 r.) „Gdyby wkład amerykański wyniósł 60–100 mln USD rocznie, byłibyśmy w stanie zatrudnić ok. 400 fizyków amerykańskich. Przyjęcie udziału finansowego USA oznaczałoby, że dopuścilibyśmy ten kraj do udziału w podejmowaniu decyzji co do budowy i użytkowania LHC.”

*Science* 263, nr 5148 (1994)

B. W.

## FELIX

FELIX – holenderski laser na swobodnych elektronach działa już prawie od roku w Instytucie Fizyki Plazmy w Nieuwegein. Amatorów na prowadzenie badań jest podobno dwa razy więcej niż na to zezwala dostępny czas pracy urządzenia, mimo że FELIX pracuje 42 tygodnie w roku po 16 godz. na dobę przez 5 dni w tygodniu. Około 20% czasu pracy jest zarezerwowane na badania i ulepszanie samego urządzenia.

FELIX jest właściwie skrzyżowaniem lasera i synchrotronu. Promieniowanie synchrotronowe jest wytwarzane, gdy wiązka relatywistycznych elektronów oscyluje w polu magnetycznym. Zwierciadła umieszczone na końcach undulatora stwarzają wgnęłą rezonansową, w której promieniowanie staje się spójne. Grupy elektronów przechodzące przez undulator wzmac-

nią promieniowanie wytworzone przez poprzednie grupy. Jedno ze zwierciadeł jest półprzezroczyste aby promieniowanie mogło wychodzić na zewnątrz. FELIX ma 2 undulatory i 2 akceleratory liniowe. Na wyjściu uzyskuje się promieniowanie w zakresie długości fal 6–110  $\mu\text{m}$  w mikroimpulsach o czasie trwania 0.5–10 ps i mocy szczytowej 10 MW. Mikroimpulsy powtarzają się co 1 ns i tworzą makroimpulsy o czasie trwania do 6  $\mu\text{s}$ . Na sekundę uzyskuje się 6–10 makroimpulsów. Długość fali można stroić zmieniając energię elektronów lub natężenie pola magnetycznego w undulatorze.

Uzyskane parametry urządzenia stwarzają dogodne warunki do wykorzystania go w badaniach fizyki atomowej i molekularnej, fizyki ciała stałego, w badaniach powierzchni, w spektroskopii biomolekularnej.

*Phys. World* 7, nr 1 (1994)

B. W.

## Spotkania z dziennikarzami

Wydaje się, że w społeczeństwach panuje teraz ogólne mniemanie, że badania naukowe są zbyt kosztowne, nie są dostatecznie ukierunkowane na produkty rynkowe, postęp techniczny nie służy dostatecznie człowiekowi i ochronie jego środowiska. Takim argumentom nauka powinna przeciwstawić własny, lepszy, bardziej profesjonalny obraz. Ważnym warunkiem aby to osiągnąć jest poznanie i zrozumienie sposobu pracy dziennikarzy zajmujących się sprawami nauki. W tym celu Niemieckie Towarzystwo Fizyczne (DPG) zwołało w listopadzie 1993 r. naradę, w której wzięli udział dziennikarze zajmujący się sprawami nauki i techniki w najpoważniejszych niemieckich czasopismach i innych środkach masowego przekazu oraz kilku przedstawicieli DPG. Dziennikarze przedstawiali szczery, a przez to pouczają

cy obraz warunków swojej pracy i kryteriów jakimi kierują się wydawcy. W dziennikarstwie wartość „prawdziwej informacji” mierzy się liczbą sprzedanych egzemplarzy gazety (względnie liczbą słuchaczy radia i TV). Wobec takich kryteriów wiadomości o fizyce stoją na dalekim miejscu.

Rainer Flöhl z *Frankfurter Allgemeine Zeitung* przedstawił analizę stosunków: nauki przyrodnicze – publiczność – środki masowego przekazu. Uważa on, że wielorakie konflikty między nauką a prasą, a w szczególności krytykę sposobu podawania informacji naukowych do publicznej wiadomości, można uznać za konflikt władzy. Władza, a tak uważają nie tylko uczeni lecz również ludzie zajmujący się podawaniem informacji i teoretycy dziennikarstwa, należy do dziennikarzy. Łatwo może powstać wrażenie, że dziennikarze są nieodpowiedzialni, szukają sensacji, są tendencyjni, źle rozumieją fakty naukowe i przeinaczają je; tam gdzie informacja powinna być obiektywna, dziennikarz podaje ją w sposób subiektywny, przekonany o swoim społecznym zadaniu wykonywanym z uprzywilejowanej pozycji. Taką krytyczną ocenę dziennikarzy słyszy się wszędzie, w Stanach Zjednoczonych, w Wielkiej Brytanii, w Niemczech. Ocena ta jest tak samo międzynarodowa jak sama nauka, a dotyczy ona nie tylko zwykłych dziennikarzy lecz również tych zajmujących się sprawami nauki. Trzeba jednak wziąć pod uwagę, że wiadomości naukowe należą do całej gazety i redaktorzy wymagają aby były podawane w sposób przystępny, mogący zainteresować wszystkich czytelników.

Zdaniem Flöhla naukowcy, którzy przekazują informacje prasie mają zbyt słabe kontakty z dziennikarzami i wydaje się, że ludzie nauki równie mało rozumieją opinię publiczną jak środki masowego przekazu rozumieją naukę. Ankieta przeprowadzona w początku lat osiemdzie-

siątych na Uniwersytecie w Moguncji wykazała, że tylko 27% profesorów miało kontakt z dziennikarzami. Wielu z nich zarzuca dziennikarzom, że nie przekazują informacji dostatecznie ściśle, nie uświadamiając sobie, że dziennikarze nie mają dostatecznego przygotowania naukowego. Towarzystwo naukowe, jak np. Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, powinny głośniejsze występować w publicznych dyskusjach nt. polityki naukowej i powinny wzmocnić swój udział w przekazywaniu szerokiej publiczności wiadomości z dziedziny nauki.

Również CERN zorganizował w początkach grudnia 1993 spotkanie pod nazwą „European Science Media Conference”, w którym wzięło udział ok. 200 dziennikarzy naukowych, osób odpowiedzialnych za przekazywanie do wiadomości ogólnej informacji z wielkich europejskich ośrodków badawczych, polityków i naukowców. Tematem było, jak nauka mogłaby lepiej niż dotychczas dotrzeć do świadomości szerokiego społeczeństwa. Zwrócono uwagę na rozwijające się trzy bardzo złe tendencje: ogólne niezrozumienie celów nauki, powstawanie pseudonauk, wąską specjalizację ludzi nauki.

Dyrektor działu nauki i wychowania telewizji francuskiej, A. le Diberder, jest zdania, że nauki przyrodnicze nie powinny być w telewizji ograniczane do specjalnych audycji naukowych. Powinny wchodzić w informacje codzienne, reportaże, audycje dla dzieci. Typowe audycje dla szkół są już teraz niemożliwe – zastąpiły je wideokasety.

Kierownik programów naukowych telewizji BBC, D. Filkin, jest zdania, że sprawy nauki są przedstawiane zbyt staromodnie, a przez to nie wzbudzają zainteresowania młodzieży: „Wyperswadujmy naukowcom aby nie odrzucali modnego stylu, który stał się obsesją naszego społeczeństwa, niech się do tego stylu przyłączają”.

Carlo Rubbia uważa, że naukowcy

mają obowiązek korzystać z nowoczesnych środków przekazu, pisać artykuły do gazet codziennych i tygodników, udzielać wywiadów, zwraca też uwagę na konieczność lepszego wykorzystania efektywnego materiału ilustracyjnego.

W wielu wystąpieniach brak zainteresowania, a nawet powodowanie nienawiści do nauk przyrodniczych, przypisywano złej dydaktyce szkolnej.

*Phys. Bl.* 50, nr 2 (1994)

B. W.

### Nowe polskie czasopismo

Począwszy od lutego 1994 r. ukazuje się w Poznaniu nowe czasopismo o zasięgu międzynarodowym *Molecular Physics Reports*. Wywodzi się ono z wcześniej wydawanego przez Instytut Fizyki Molekularnej PAN i Oddział Poznański PAN pisma *Postępy Fizyki Molekularnej*. Pierwsze dwa zeszyty *Molecular Physics Reports* (tom 5 i 6) już się ukazały, natomiast tom 7 ujrzy światło dzienne na przełomie kwietnia i maja br. Redakcja zbiera obecnie dobre prace naukowe z dziedziny fizyki molekularnej do tomu 8, który ukaze się jesienią 1994 r.

*Molecular Physics Reports* to czasopismo międzynarodowe specjalizujące się w publikowaniu materiałów konferencyjnych ze wszystkich dziedzin fizyki molekularnej oraz prac przeglądowych i artykułów monograficznych. Przewiduje się również wydawanie zeszytów monotematycznych, poświęconych wybranym problemom fizyki molekularnej. Ambicją redakcji jest, by prace w *Molecular Physics Reports* odzwierciedlały nowe tendencje fizyki molekularnej i by służyły upowszechnianiu jej najnowszych osiągnięć wśród naukowców pracujących w dziedzinach pokrewnych, takich jak chemia, biologia, medycyna, inżynieria molekularna, elektronika molekularna i biotechnologia.

Czasopismo redaguje Kolegium Redakcyjne w składzie: J. Stankowski (redaktor naczelny), A. Graja (zastępca red. naczelnego), S.K. Hoffmann, J. Małecki, N. Piślewski i A. Wójtowicz (sekretarz redakcji). W skład międzynarodowego Komitetu Doradczego wchodzi: R. Blinc (Ljubljana), P. Delhaès (Pessac), D. Gatteschi (Florencja), U. Haeberlen (Heidelberg), J. Janik (Kraków), J. Jérôme (Orsay), M. Kryszewski (Łódź), J. Prochorow (Warszawa), K.M. Salikhov (Kazań), H. Ratajczak (Wrocław), V. Hugo Schmidt (Bozeman), D. Schweitzer (Stuttgart), J. Stankowski (Poznań) i V.M. Yartsev (Caracas). Adres Redakcji: Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Smoluchowskiego 17, 60-179 Poznań, tel: (61)612 475, fax: (61)684 524, adr.el.: molrep@marta.ifmpan.poz.edu.pl.

*Andrzej Graja*

### **Pierre Auger (1899 – 1993)**

Dnia 24 grudnia 1993 r. zmarł Pierre Victor Auger, wybitny francuski fizyk i administrator nauki.

Auger urodził się 14 maja 1899 r. w Paryżu. Od 1937 r. był profesorem Sorbony. W czasie wojny był w Montrealu w angielsko-francuskim zespole pracującym nad energią jądrową i później w Londynie we francuskiej misji naukowej. Po wojnie, w latach 1945-48 zajmował się reorganizacją francuskiego szkolnictwa wyższego. Był wspólnie z Fryderykiem Joliot-Curie założycielem francuskiej Komisji Energii Atomowej. W 1948 r. został dyrektorem Departamentu Nauk Ścisłych UNESCO. Na tym stanowisku przyczynił się w sposób zasadniczy do zrealizowania propozycji Rabiego aby UNESCO dopomogła do utworzenia centrum międzynarodowej współpracy naukowej. Dzięki swoim intensywnym staraniom i dobrym kontaktom międzynarodowym doprowadził do powstania

w 1952 r. europejskiego laboratorium badań jądrowych – CERN-u. W późnych latach pięćdziesiątych zajmował się tworzeniem europejskiej współpracy w badaniach kosmicznych i w latach 1962-67 był dyrektorem generalnym Europejskiej Organizacji Badań Przestrzeni Kosmicznej (European Space Research Organization – ESRO).

Własne badania prowadził w dziedzinie fizyki atomowej, jądrowej i promieniowania kosmicznego. W 1925 r. odkrył możliwość przejścia atomu ze stanu wzbudzonego do podstawowego nie przez dobrze znaną emisję fotonu, lecz również przez emisję elektronu (tzw. zjawisko Augera). Także przejściu jądra ze stanu wzbudzonego do podstawowego może towarzyszyć albo emisja kwantu  $\gamma$  albo przekazanie energii wzbudzenia jednemu z elektronów atomowych. W 1932 r. zajmował się pionierskimi wówczas badaniami produkcji neutronów przez beryl bombardowany cząstkami  $\alpha$ . W późnych latach trzydziestych w swoich badaniach promieniowania kosmicznego odkrył (w 1938 r.) wielkie pęki atmosferyczne, tj. rozwijające się w atmosferze w wyniku oddziaływań elektromagnetycznych i jądrowych pęki promieniowania kosmicznego o ogromnej rozciągłości poprzecznej w pobliżu powierzchni Ziemi.

Auger był członkiem Francuskiej Akademii Nauk.

*CERN Courier 34, nr 1 (1994)*

*B. W.*

### **Aniela Muszkat-Nowicka (1892 – 1994)**

Dnia 17 lutego 1994 r. zmarła w Warszawie w wieku 101 lat Aniela Muszkat-Nowicka, emerytowana nauczycielka fizyki i matematyki, współzałożycielka w latach 1919-20 Towarzystwa Fizycznego w Warszawie i Polskiego Towarzystwa Fizycznego.



Urodzona w Warszawie w 1892 r., jako uczennica brała udział w strajku szkolnym w 1905 r. Trzy lata później uzyskała maturę w znanej warszawskiej szkole Jadwigi Kowalczykówny i Jadwigi Jawurkówny i rozpoczęła studia o kierunku matematyczno-przyrodniczym na trzyletnich Kursach Pedagogicznych dla Kobiet J. Miłkowskiego w Warszawie. W 1912 r. wyjechała do Francji i kontynuowała studia na uniwersytecie w Montpellier. Wybuch I wojny światowej uniemożliwił jej zakończenie pracy dyplomowej. Po powrocie do Polski objęła asystenturę na Uniwersytecie Warszawskim w katedrze fizyki prof. J. Wierusza-Kowalskiego, a następnie przez sześć lat pracowała w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego u prof. L. Wertensteina. Wyniki swoich prac nad odrzutem  $\beta$  i odrzutem  $\alpha$  opublikowała w *Philosophical Magazine* i w *Journal de Physique et le Radium*. W tym okresie miała także okazję kontaktować się z Marią Skłodowską-Curie.

Była autorką artykułu „Wspomnienie o Ludwiku Wertensteinie”, który ukazał się w czasopiśmie *Fizyka i Chemia* 1, nr 2 (1948).

W 1923 r. uzyskała dyplom nauczycielski i rozpoczęła pracę pedagogiczną, m.in. w Gimnazjum i Liceum im. Marii Konopnickiej w Warszawie, gdzie przez wiele lat uczyła matematyki i fizyki. Była doskonałą, troskliwą wychowawczynią wielu roczników wdzięcznych uczennic, z którymi utrzymywała bliski kontakt do ostatnich dni. Działalność nauczycielską, której się

poświęciła bezgranicznie, prowadziła przed wojną, w czasie okupacji na tajnych kompletach, i po wojnie aż do 1950 r., kiedy objęła kierownictwo sekcji fizyki w Ośrodku Kształcenia i Doskonalenia Kadr Pedagogicznych. Funkcję tę pełniła aż do przejścia na emeryturę w 1961 r. Była też bardzo czynna w komisji PTF ds. programów szkolnych ze szczególnym uwzględnieniem szkolnictwa zawodowego.

W 1948 r. nostryfikowała przerwane przez I Wojnę Światową studia we Francji i uzyskała dyplom magistra filozofii w zakresie fizyki.

Wielce zasłużona na polu nauczania fizyki, w tym także w tajnym nauczaniu podczas wojny, była odznaczona Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski, Medalem Edukacji Narodowej i wieloma innymi odznaczeniami.

Jeszcze w październiku 1992 r., w stulecie jej urodzin, z okazji pięknego jubileuszu przedstawiciele Zarządu Oddziału Warszawskiego PTF złożyli wizytę szanownej jubilatce i mieli okazję poznać jej bystry umysł, cięty dowcip i znakomitą pamięć.

W dniu 22 lutego 1994 r. Aniela Muszkat-Nowicka została pochowana w grobie rodzinnym na Powązkach. Pozostała w pamięci wszystkich, którzy ją poznali, jako prawy, przyjazny ludziom człowiek, wielce zasłużona nauczycielka i wychowawczyni.

Polskie Towarzystwo Fizyczne pożegnało swojego ostatniego członka założyciela.

Ireneusz Strzałkowski

## 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).

### 1994

23 – 27 maja 1994, Kazimierz

#### **XVII Kazimierz Meeting on Elementary Particle Physics: Facing the Desert or New Physics?**

Inst. Fizyki Teoretycznej UW, Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, Inst. Problemów Jądrowych, Inst. Fizyki Cząstek w Walencji, dr Z. Ajduk, IFT UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel.: 6283396, fax: 6219475, adr.el.: kazcon@fuw.edu.pl.

24 – 27 maja 1994, Jurata

#### **XI Sympozjum z Hydroakustyki**

Komitet Akustyki PAN, Polskie Tow. Akustyczne, Zespół Hydroakustyki Akademii Marynarki Wojennej, Katedra Akustyki PG, dr hab. Roman Salomon, Kat. Akustyki Wydz. Elektroniki PG, Narutowicza 11/12, 80-952 Gdańsk  
U: 60, O: 2 mln zł.

25 – 27 maja 1994, Książ k. Wałbrzycha

#### **Isotope Workshop II**

International Isotope Society i Uniwersytet Wrocławski, dr Mariusz Jędrysek, Inst. Nauk Geologicznych UWr, Cybulskiego 30, 50-205 Wrocław, tel.: 201202, 402496, fax: 201371 ang.

28 – 29 maja 1994, Ustroń-Jaszowiec

#### **Pre-school on Physics of Semiconducting Compounds**

Inst. Fizyki PAN i Wydział Fizyki UW, dr Perła Kacman, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 437001, fax: 430926, adr.el.: perla@plearn.bitnet.

30 maja – 3 czerwca 1994, Ustroń-Jaszowiec

#### **23rd International School on Physics of Semiconducting Compounds**

Instytut Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW i Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN (UNIPRESS), dr T. Story, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435626, fax: 430926, tlx: 812468 if pan, adr.el.: story@planif61.bitnet lub story@ifpan.edu.pl  
U: 250, ang.

1 – 4 czerwca 1994, Kudowa Zdrój

#### **V Sympozjum Maksa Borna: procesy dyfuzji – teoria, eksperyment, symulacje**

Inst. Fizyki Teoretycznej UWr, prof. A. Pękalski, IFT UWr, pl. M. Borna 1, 50-205 Wrocław, tel.: (71)222363.

6 – 10 czerwca 1994, Warszawa

**8th Conference on Semi-Insulating III-V Materials**

Inst. Technologii Elektronowej i Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, dr J. Kątki, ITE, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 470221, fax: 470631, adr.el.: katkci@opto.ite.waw.pl.  
P, ang.

27 – 28 czerwca 1994, Kraków

**X Dni Wymiany Doświadczeń w Nauczaniu Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych**

Zarząd Główny PTF i AGH, prof. J. Niewodniczański, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: (012)333740, fax: (012)340010, adr.el.: dni\_wymiany@novell.ftj.agh.edu.pl.

Z: 15.3.94, U: 100, O: 400 000 zł (dla członków PTF 300 000 zł), bez wyżywienia 150 000 zł.

5 – 8 lipca 1994, Wrocław

**11th Int. Conf. on Solid Compounds of Transition Elements**

Inst. Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych, prof. W. Suski, INTiBS, skr. poczt. 937, 50-950 Wrocław, tel : (71) 35021, fax: (71) 441029.

15 – 26 sierpnia 1994, Zakopane

**Theory of Hadrons and Light-front QCD**

Inst. Fizyki Teoretycznej UW, dr Stanisław Głazek, IFT UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel.: 628 33 96, fax: 621 94 75, adr.el.: stglazek@fuw.edu.pl.

U: 50, ang.

22 – 26 sierpnia 1994, Warszawa

**Int. Conf. on Magnetism – ICM '94**

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, S. Krompiewski, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel.: (61)612407, fax: (61)654751.

22 – 26 sierpnia 1994, Cieszyn

**16th Int. Conf. Applied Crystallography**

Uniwersytet Śląski, D. Stroz, Inst. Fizyki i Chemii Metali UŚl, Bankowa 12, 40-007 Katowice.

28 sierpnia – 4 września 1994, Ustroń

**18th International School on Theoretical Physics „Interacting electrons in low-dimensional systems”**

Inst. Fizyki UŚl i Inst. Fizyki UAM, dr hab. Elżbieta Zipper, IF UŚl, Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice.

U: 70.

1 – 7 września 1994, Zajączkowo k. Poznania

**Symmetry and Structural Props. of Condensed Matter, Int. Summer School on Theor. Phys. (SSPCM '94)**

Inst. Fizyki UAM, S. Walcerz, IF UAM, Matejki 48/49, 60-769 Poznań, tel.: (61)668651, fax: (61)658962, adr.el.: sspcm@plpuam11.amu.edu.pl.

Z: 1.6.94, A: 15.4.94, P, ang.

4 – 14 września 1994, Kraków – Krynica

**International Summer School on Growth and Characterization of Crystals**

Wydział Chemii UJ i Katedra Fizyki Politechniki Lubelskiej, prof. A. Hodorowicz, Wydz. Chemii UJ, Ingardena 3, 30-060 Kraków, tel.: (12)336377, fax: (12) 310515

U: 60, ang.

5 – 14 września 1994, Zakopane

**29th Zakopane School on Physics: Trends in Nuclear Physics**

Inst. Fizyki Jądrowej, Kraków, dr W. Męczyński, IFJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel.: 370222 w. 568, fax: 371881, tlx: 322461 ifj pl, adr.el.: meczynski@vsb01.ifj.edu.pl oraz dr Reinhard Kulesa, IF UJ, Reymonta 4, 30-054 Kraków, tel.: 337708, fax: 337086, tlx: 3227223 ifuj pl, adr.el.: kulesa@jetta.if.uj.edu.pl.

U: 110.

6 – 9 września 1994, Zakopane

**3rd International Symposium on Domain Structure of Ferroelectrics and Related Materials**

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, Cz. Pawlacyk, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel.: (61)612347, fax: (61)684524, adr.el.: isfd3@marta.ifmpan.poz.edu.pl.

12 – 16 września 1994, Zakopane

**Dielectric and Related Phenomena Conference**

Katedra Fizyki Pol. Rzeszowskiej, Pol. Łódzka, prof. A.B. Szymański, Cracow Inst. of Technology, Makowa 16, 30-650 Kraków, tlx: 325237 TXCAPL, fax: (12)217577, 223606, 555051, adr.el.: ztprzyby@cyf-kr.edu.pl, ztprzyby@plkrcy11.bitnet, katfiz@plumcs11.lublin.pl.

Z: 15.7.94, P, U: 100, ang.

19 – 23 września 1994, Kraków

**2nd European Fluid Mechanics Conf.**

IPPT PAN, prof. H. Zorski, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa, tel.: 269803, fax: 269815, adr.el.: azachara@ippt.gov.pl.

U: 300, ang.

20 – 25 września 1994, Zajączkowo k. Poznania

**4th Internat. Seminar on Highly Conducting Organic Materials for Molecular Electronics**

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, prof. A. Graja, IFM PAN, Smoluchowskiego 17, 60-179 Poznań, tel.: (61) 612 475, fax: (61) 684 524, adr.el.: graja@marta.ifmpan.poz.edu.pl.

Z: 15.5.94, A: 1.9.94, P, U: ok. 80, ang.

10 – 15 października 1994, Zakopane

**10th Conf. on Solid and Liquid Crystals – Materials Sci. and Applicns.**

Inst. Fizyki Technicznej WAT, prof. J. Żmija, Kaliskiego 2, 01-489 Warszawa, tel.: 369731, fax: 362254.

1 – 2 grudnia 1994, Kraków

**27th Seminar on Nuclear Magnetic Resonance and its Applications**

Inst. Fizyki Jądrowej, Kraków, prof. J. Hennel, IFJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel.: 370222, fax: 375441, tlx: 322461 ifj pl, adr.el.: jhennel@vsb01.ifj.edu.pl.

U: 100

## 1995

13 – 24 lutego 1995, Karpacz

**31 Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej – Chaos: the interplay between stochastics, classics and quanta**

Inst. Fizyki Teoretycznej Uniw. Wrocławskiego, prof. P. Garbaczewski, IFT UW, pl. M. Borna 9, 50-204 Wrocław, tel.: 222363, 201483, fax: 214454, 402800, adr.el.: pgar@plwruw11.bitnet.

P, U: 100, ang.

## NOWE KSIĄŻKI

- Henryk Gurgul, *Zarys historii fizyki od starożytności do XX wieku*, skrypt – Wydawnictwo Naukowe Uniwersytetu Szczecińskiego, Szczecin 1993, s. 220.
- Florian Ratajczyk, *Optyka ośrodków anizotropowych*, PWN, Warszawa 1994, s. 209.
- Richard Zallen, *Fizyka ciał amorficznych*, z jęz. ang. tłum. Marta Koziół i Zbigniew Koziół, PWN, Warszawa 1994, s. 283.
- Stephen Hawking, *Czarne dziury i wszechświaty niemowlęce*, z jęz. ang. tłum. Anna Minczewska-Przeczek, Wydawnictwo Alkazar, Warszawa 1993, s. 230.
- Maciej Jenike, *Zbiór zadań z fizyki. I klasa liceum ogólnokształcącego*, WNT, Warszawa 1994, s. 206.
- Hubert Reeves, *Godzina upojenia. Czy Wszechświat ma sens?*, z jęz. francuskiego tłum. Regina Grochmacka i Magdalena Kapeluś, Wydawnictwo Cykady, Warszawa 1993, s. 243.
- Zbigniew Osiński, *Mechanika ogólna*, PWN, Warszawa 1994, s. 535.
- Eustachy S. Burka i Tomasz J. Nałęcz, *Mechanika płynów w przykładach. Teoria. Zadania. Rozwiązania*, PWN, Warszawa 1994, s. 394.

## Informacje dla autorów

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

- 1) Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl)) lub na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5.25" i 3.5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
  - Osoby korzystające z  $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ -a mogą nadsyłać gotowe składy (zapisane krojem podstawowym, bez wyróżnień strony tytułowej itp.), najlepiej w formacie Plain z polskimi literami kodowanymi zgodnie z systemem MeX.
  - Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter) możemy przyjmować w wersji oryginalnej.
  - Przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII i listy kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu.
- 3) Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tablicami itd. – kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 4) Maszynopis winien być napisany **na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3.5 cm z lewej strony.
- 5) Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 6) Układ strony tytułowej, tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

# POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

## WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1994 r. wynosi 60 000 zł za pół roku, 120 000 zł za rok. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:

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

## PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

## PRENUMERATA ZAGRANICZNA

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

## INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

## SPIS TREŚCI

R. Tadeusiewicz – Sieci neuronowe .....	215
A.W. Wolfendale – Promieniowanie kosmiczne i kosmologia .....	237
R. Peierls – Złamane symetrie .....	249
RÓŻNE	
M. Balkanski – Mikrobaterie stałociałowe jako źródło mikromocy .....	261
M. Suffczyński – Unieszkodliwianie odpadów reaktorowych .....	277
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
A. Walanus – Drgania harmoniczne struny – ćwiczenie laboratoryjne z umiar- kowanym użyciem komputera .....	287
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI .....	291
RECENZJE .....	297
KRONIKA .....	303

## CONTENTS

R. Tadeusiewicz – Neural networks .....	215
A.W. Wolfendale – Cosmic rays and cosmology .....	237
R. Peierls – Broken symmetries .....	249
MISCELLANEA	
M. Balkanski – Solid state micropower .....	261
M. Suffczyński – Reactor waste transmutation .....	277
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
A. Walanus – Harmonic oscillations of the string – a simple example of com- puter use in undergraduate physics laboratory .....	287
MEETINGS AND CONFERENCES .....	291
REVIEWS .....	297
CHRONICLE .....	303