

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 39  
ZESZYT 2  
1988

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ  
Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA  
Doc. dr JERZY DEMBCZYŃSKI  
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
Doc. dr STANISŁAW MICHALAK  
Prof. dr JÓZEF TERLECKI  
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*  
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*  
Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*  
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)  
Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)  
Dr MARTA DUŚ-SITEK (Częstochowa)  
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)  
Doc. dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)  
Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)  
Doc. dr SŁAWOMIR CHOJNACKI (Kielce)  
Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)  
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)  
Doc. dr MIECZYSLAW PIERÓG (Opole)  
Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)  
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)  
Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)  
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)  
Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (Toruń)  
Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)  
Doc. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

# **POSTĘPY FIZYKI**

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 39, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1988

## RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski, Marian Mięśowicz,  
Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski  
*Członkowie Redakcji* — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

*Adres Redakcji:* ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

### Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)  
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)  
doc. dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Malgorzata Suchańska* (Kielce)  
dr *Anna Kapuscik* (Kraków)  
prof. dr *Tomasz Goworek* (Lublin)  
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)  
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Damuta Ficek* (Słupsk)  
dr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)  
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Sławkowska 14

Nakład 2023+87 egz. Ark. wyd. 7,5. Ark. druk. 6+2 wkl.. Papier druk. kl. III,  
70 g. Oddano do składania w grudniu 1987. Podpisano do druku w czerwcu 1988.

Druk ukończono w czerwcu 1988

Zam. 605/87

Cena zł 150.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

*Witold Nazarewicz*

Instytut Fizyki  
Politechnika Warszawska  
Warszawa

*Zdzisław Szymański*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Superdeformacja jąder atomowych

### Superdeformation in Atomic Nuclei

*Abstract:* The paper reviews properties of atomic nuclei at strongly elongated superdeformed shapes. The basic mechanisms leading to the existence of such shapes are presented. Properties of superdeformed states at high angular momenta are discussed in details. Recent observation of superdeformed rotational band in  $^{162}\text{Dy}$  is expected to open a new area in the high-spin nuclear physics. Open questions connected with this discovery are discussed.

#### 1. Wstęp

W 1986 roku dokonano odkrycia tak zwanych stanów superzdeformowanych w szybko obracających się jądrach atomowych. Eksperymenty, które zdecydowały o tym odkryciu były kontynuacją i ukoronowaniem badań z paru lat poprzednich — w sposób pośredni wskazujących na możliwość istnienia takich niezwyklej stanów wzbudzonych.

Terminy takie jak „superdeformacja”, „superzdeformowany” itp. pojawiły się w fizyce jądrowej ok. r. 1974, kiedy to na drodze obliczeń teoretycznych trzech fizycy: Cohen, Plasil i Świątecki przewidzieli możliwość wystąpienia silnie wydłużonych kształtów jąder atomowych w warunkach bardzo szybkiego obrotu [1]. Posługując się modelem kropłowym jądra atomowego autorzy ci zwrócili uwagę, że kropla cieczy, która w spoczynku charakteryzuje się kształtem kulistym, podczas powolnego obrotu ulega deformacji przyjmując kształt zbliżony do osiowo symetrycznej spłaszczonej elipsoidy. Podobne zjawisko obserwowane jest w gwiazdach i planetach nie wyłączając naszej Ziemi. Jednakże z rozważań teoretycznych zapoczątkowanych jeszcze w XIX w. wynika, że przy dostatecznie szybkim obrocie spłaszczona elipsoida przestaje być stabilnym kształtem równowagi na korzyść kształtów silnie wydłużonych. Tę prawidłowość nazwano niestabilnością Jacobiego i przyjęto ją za podstawę interpretacji powstawania gwiazd podwójnych, które tworzyłyby się zgodnie z tą hipotezą poprzez pośrednie silnie wydłużone stany równowagi. Cohen, Plasil i Świątecki zasugerowali możliwość występowania analogicznych stanów w jądrze ato-

mowym. Obecnie stało się jasne, że stany takie istotnie występują w jądrach, a więc na drugim krańcu dostępnych nam zjawisk przyrody! Jest to odkrycie fascynujące, które świadczy niewątpliwie o jedności praw przyrody.

Mimo pewnych podobieństw nie należy jednak zapominać o istotnych różnicach pomiędzy takimi układami fizycznymi jak gwiazdy i planety z jednej strony, a jądra atomowe — z drugiej. Nie mówiąc już o kolosalnych różnicach mas i rozmiarów, warto zwrócić uwagę na to, że stabilność i dynamika ciał astronomicznych tłumaczy się głównie istnieniem długozasięgowych sił grawitacyjnych, podczas gdy siły odpowiedzialne za trwałość jąder atomowych są siłami krótkiego zasięgu (o krótkim i długim zasięgu mówimy tu oczywiście w skali względnej, tzn. w stosunku do rozmiarów obiektu). Co jest zapewne jeszcze ważniejsze, prawa obowiązujące w świecie zjawisk astronomicznych są z niesłychanie dobrym przybliżeniem prawami fizyki klasycznej, podczas gdy jądro atomowe rządzi się w sposób oczywisty prawami fizyki kwantowej. Te i inne niezwykle fascynujące problemy, które nasuwają się po odkryciu superdeformacji w jądrach, będą z pewnością tematem intensywnych badań w niedalekiej przyszłości.

W niniejszym artykule przeglądowym mamy zamiar przedstawić to nowe odkrycie i zanalizować je na tle naszej współczesnej znajomości struktury jądra atomowego.

## 2. Deformacja i jej związek ze strukturą jądra

Aby głębiej zanalizować sens i znaczenie odkrycia zjawiska superdeformacji w powiązaniu z innymi własnościami jądra atomowego, wygodnie jest przytoczyć kilka podstawowych cech budowy i struktury dynamicznej jądra.

### 2.1. Model kroplowy

Zacniemy od dyskusji takich wielkości fizycznych, które nie zależą w sposób istotny od konfiguracji poszczególnych nukleonów w jądrze. Charakterystyka jądra poprzez takie wielkości nazywana bywa podejściem „makroskopowym” w odróżnieniu od podejścia „mikroskopowego”, w którym bada się powiązanie własności jądra z ruchem i opisem kwantowym pojedynczych nukleonów.

Podstawowymi wielkościami fizycznymi charakteryzującymi jądro atomowe, które będą nas szczególnie interesowały na etapie podejścia „makroskopowego” są: gęstość materii wypełniającej jądro, całkowita masa i związana z nią całkowita energia jądra oraz kształt jądra. O gęstości materii wypełniającej jądro wiadomo na podstawie wielu doświadczeń, że jest w przybliżeniu stała, niezależna od jądra. Ten fakt można przedstawić w postaci proporcjonalności objętości jądra do ilości  $A$  zawartych w nim nukleonów.

Podstawowym problemem w podejściu „makroskopowym” jest znalezienie zależności energii wiązania jądra atomowego, a więc i całkowitej energii jądra od innych parametrów charakteryzujących własności materii jądrowej. Krótkozasięgowy i silnie przyciągający charakter sił jądrowych pozwala na przybliżone porównanie jądra atomowego do kropli cieczy, w której przyciąganie działające pomiędzy molekułami prowadzi do powstania napięcia powierzchniowego. Istnieją liczne tzw. „formuły masowe” do obliczania energii wiązania jądra, z których za najstarszą i najbardziej przydatną można uważać formułę

Weizsäckera [2]. Formuła ta zawiera różne przyczynki do energii wiązania jądra takie, jak: energia objętościowa, powierzchniowa, kulombowska i in.

Wzór Weizsäckera w swojej pierwotnej postaci ma jednak poważną wadę. Nie uwzględnia mianowicie istnienia jąder zdeformowanych, tj. jąder o kształcie różnym od kulistego. Bardzo duże deformacje odgrywają ważną rolę m. in. w procesie rozszczepienia jądra atomowego. W słynnej pracy z roku 1939 N. Bohr oraz J. A. Wheeler [3] położyli podwaliny pod współczesną teorię rozszczepienia jąder atomowych zakładając, że energia wiązania zależy od kształtu jądra. Spośród wielu wyrazów występujących we wzorze Weizsäckera, szczególnie energia powierzchniowa oraz energia kulombowska mogą w bardzo czuły sposób zależeć od kształtu jądra. We wzorze tym należy więc zmodyfikować te dwie wielkości wprowadzając jeden lub kilka parametrów deformacji  $\beta$  (czyli parametry opisujące odstępstwo kształtu jądra od kształtu kulistego). Parametry deformacji jądra można określić pisząc np. równanie powierzchni jądra w postaci

$$R(\theta, \phi) = R_0(1 + \sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)), \quad (1)$$

gdzie  $R_0$  oznacza promień jądra kulistego, natomiast  $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$  oznacza harmonikę sferyczną o multipolowości  $\lambda\mu$ , zaś  $(\theta, \phi)$  — kątowne współrzędne sferyczne. Największe znaczenie mają pierwsze człony rozwinięcia szeregu (1):  $\lambda = 2$  (deformacja kwadrupolowa),  $\lambda = 3$  (deformacja oktopolowa),  $\lambda = 4$  (deformacja heksadekapolowa), itd. (wyraz dipolowy,  $\lambda = 1$ , jest wyeliminowany przez odpowiednie przesunięcie środka masy jądra). W wielu procesach szczególną rolę odgrywają parametry deformacji kwadrupolowej ( $\lambda = 2$ ). Ponieważ pole powierzchni jądra wzrasta wraz z deformacją, a energia kulombowska — maleje, więc konkurencja obu tych czynników w jądrze może wywołać osłabienie jego stabilności względem deformacji typu  $\beta_2$  ( $(\lambda\mu) = (20)$ ). Efekt ten będzie bardziej znaczący w jądrach, w których stosunek energii kulombowskiej do powierzchniowej jest duży, a więc dla dużych wartości stosunku  $Z^2/A$  określającego podatność jądra na rozszczepienie.

Ważna rola deformacji w zjawiskach jądrowych nie ogranicza się jednak do procesu rozszczepienia. Dzięki pracom J. Rainwatera, A. Bohra i B. Mottelona [4] udało się stwierdzić, że istnieje bardzo wiele jąder atomowych charakteryzujących się niekulistym kształtem. Przykładowo można powiedzieć, że typowe wartości parametru deformacji kwadrupolowej  $\beta_2$  są rzędu 0,3, lub 0,2 w stanach podstawowych jąder z obszaru ziem rzadkich i aktywnoców. Nie są to odkształcenia duże w porównaniu z tymi deformacjami, które występują w jądrze podlegającym rozszczepieniu ( $\beta_2 > 0,6$ ), niemniej wpływają one w silnym stopniu na jądrowy ruch kolektywny.

## 2.2. Model powłokowy

Podany powyżej w wielkim skrócie opis własności jądra przy pomocy analogii z kroplą cieczy (a więc model „makroskopowy”) jest bardzo użyteczny i pozwala na opis średniego zachowania różnych wielkości fizycznych w jądrze. Jednakże jądra atomowe są, jak dobrze wiadomo, układami kwantowymi, w których występują efekty silnie zależne od konfiguracji poszczególnych nukleonów. W poszukiwaniu bardziej wiernego i szczegółowego

opisu musimy więc oprzeć się na obrazie jądra jako kwantowego układu wielu protonów i neutronów, a więc przyjąć podejście „mikroskopowe”. W odniesieniu do interesującego nas problemu deformacji jąder można stwierdzić, że już samo istnienie deformacji jąder w stanach podstawowych zmusza nas do wyjścia poza ramy podejścia „makroskopowego”. Istotnie, z modelu kropkowego wynika np., że stany podstawowe jąder powinny wykazywać kształt kulisty, gdyż taki kształt właśnie minimalizuje energię napięcia powierzchniowego kropli przy zadanej objętości.

Przejdźmy obecnie do analizy podejścia „mikroskopowego”. Wiadomo, że rozwiązania kwantowego problemu wielu ciał nie są znane. Istnieją jednak dobrze rozbudowane koncepcje ruchu niezależnych nukleonów w średnim potencjale jądrowym. Potencjał ten może być zadany z góry w postaci, która prowadzi do możliwie dobrego opisu widm energetycznych, bądź też może on być wyprowadzony ze znajomości dwuciałowych sił jądrowych stosując przybliżenie Hartree’ego lub Hartree’ego-Focka. Okazuje się, że najważniejszym czynnikiem decydującym o wpływie efektów „mikroskopowych” na energię całkowitą jądra i jego kształt mają niejednorodności w rozkładzie energetycznych poziomów jednonukleonowych w jądrze. Rozkład poziomów energetycznych dla indywidualnych nukleonów poruszających się w dobrze dobranym potencjale jądrowym powinien przede wszystkim poprawnie odtwarzać istnienie liczb magicznych czyli takich liczb protonów i neutronów, które odpowiadają szczególnie stabilnym (dobrze związanym) jądrom. Taka struktura średniego potencjału jądrowego stanowi podstawę tzw. powłokowego modelu jądra, który — jak wiadomo — charakteryzuje się liczbami magicznymi protonów  $Z$  i neutronów  $N$  równymi: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Od modelu cząstek niezależnych w jądrze wymagamy następnie, aby opisywał również poprawnie strukturę jąder zdeformowanych. Za przykład mogą tu służyć modele jednocząstkowe wykorzystujące potencjały średnie typu Nilssona, Woodsa-Saxona, lub też potencjał pochodzący z uśrednienia dwuciałowego oddziaływania typu Yukawy. Nie wchodząc w szczegółową dyskusję tych zagadnień ograniczymy się do analizy z wpływu niejednorodności rozkładu poziomów jednocząstkowych na globalne własności jąder (np. na energię całkowitą) i to głównie w zakresie wielkich deformacji.

### 2.2.1. Struktura powłokowa zdeformowanego oscylatora harmonicznego

Aby zbadać widma jednocząstkowe w szerokim zakresie deformacji, wygodnie jest posłużyć się potencjałem anizotropowego oscylatora harmonicznego. Jeśli  $(x, y, z)$  oznaczają współrzędne nukleonu, zaś  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$  — częstości oscylacji w kierunku trzech osi współrzędnych (dla uproszczenia przyjmijmy przypadek deformacji osiowo symetrycznej, dla której  $\omega_x = \omega_y = \omega_{\perp}$ ) wówczas potencjał taki można zapisać jako

$$\begin{aligned} V(x, y, z) &= \frac{M}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \\ &= \frac{M}{2} [\omega_{\perp}^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2]. \end{aligned} \quad (2)$$

Wprowadzając parametr deformacji  $\delta_{\text{osc}}$  przy pomocy relacji:

$$\delta_{\text{osc}} = (\omega_{\perp} - \omega_z) / \bar{\omega}, \quad (3)$$



gdzie

$$\bar{\omega} = (\omega_x + \omega_y + \omega_z)/3 = (2\omega_{\perp} + \omega_z)/3 \quad (4)$$

otrzymujemy energie poziomów jednocząstkowych w postaci

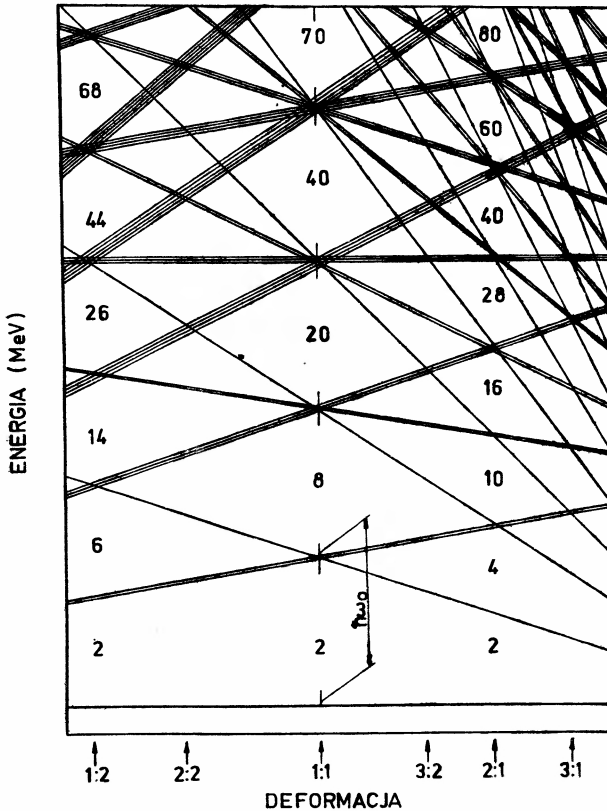
$$e_v = \hbar\omega_{\perp}(n_{\perp} + 1) + \hbar\omega_z(n_z + 1/2) = \hbar\bar{\omega}\{(n_{\perp} + n_z + 3/2) - 1/3\delta_{osc}(2n_z - n_{\perp})\}, \quad (5)$$

a więc zależność liniową energii  $e_v$  od parametru deformacji  $\delta_{osc}$ . Warto tu zauważyć, że parametr deformacji  $\delta_{osc}$  wyraża się przez wprowadzony już poprzednio parametr deformacji kwadrupolowej

$$\delta_{osc} = 0,94\beta_2 \quad (6)$$

z dokładnością do wyrazów kwadratowych. Warto również zauważyć, że kwantowe stany jednocząstkowe, określone dwoma liczbami kwantowymi  $n_{\perp}$  oraz  $n_z$ , są zdegenerowane  $2(n_{\perp} + 1)$ -krotnie.

Wykres poziomów jednocząstkowych  $e_v$  oscylatora harmonicznego w funkcji deformacji określonej tu przez stosunek  $\omega_{\perp}/\omega_z$  osi elipsoidy będącej powierzchnią ekwi-



Rys. 1. Energetyczne poziomy jednocząstkowe dla nukleonów w potencjale zdeformowanego, osiowo-symetrycznego oscylatora harmonicznego w funkcji deformacji określonej przez stosunek dwóch półosi elipsoidy (0z do 0x). Pojedyncza linia odpowiada dwukrotnej degeneracji poziomu. Dodatkowe degeneracje charakterystyczne dla oscylatora harmonicznego zaznaczone są wielokrotnymi liniami równoległymi.

Widoczna jest struktura powłokowa dla kilku szczególnych wartości stosunku półosi

potencjalną potencjału oscylatora harmonicznego) podany jest na rys. 1. Stanom zdegenerowanym  $2(n_{\perp}+1)$ -krotnie odpowiadają linie uwielokrotnione  $(n_{\perp}+1)$  razy. Jakkolwiek potencjał oscylatora harmonicznego stanowi zbyt uproszczony opis budowy jądra, który stosuje się co najwyżej do jąder lekkich i to nawet w tym przypadku z przybliżeniem, to jednak dyskusja rys. 1 może być bardzo interesująca ze względu na to, że ujawnia ona pewne charakterystyczne cechy widm energetycznych jądra. Z rys. 1 widać przede wszystkim, że dla deformacji  $\delta_{osc} = 0$  (a więc w przypadku kulistego kształtu jądra) poziomy energetyczne grupują się w zdegenerowane powłoki o liczbach cząstek 2, 8, 20, 40, 70, ... Tylko trzy pierwsze powłoki o liczbach 2, 8, 20 opisują poprawnie istniejące faktycznie liczby magiczne w jądrach. Rozbieżności pomiędzy wyższymi powłokami oscylatora o ilości cząstek 40, 70, ... różnią się jak wiadomo od znanych z doświadczenia liczb magicznych 28, 50, 82, ... ze względu na silne działanie sprzężenia spin-orbita w jądrze atomowym oraz efekt płaskiego dna potencjału średniego. Pominiemy jednak istnienie tej rozbieżności koncentrując się na samej strukturze widma poziomów przedstawionego na rys. 1. Otóż jest rzeczą znamionną, że istnieją jeszcze inne szczególnie uprzywilejowane kształty jąder (a więc i wartości parametru deformacji), dla których znika pozornie chaotyczny rozkład poziomów energetycznych i przywraca się na nowo struktura powłokowa tak, jak dla kształtu kulistego. Struktura ta charakteryzuje się jednakże już inną odległością powłok oraz innymi liczbami magicznymi. Tak np. widać z rys. 1, że dla  $\delta_{osc} = 0,6$  (stosunek półosi równy 2:1) otrzymujemy nowy ciąg liczb magicznych:

$$2, 4, 10, 16, 28, 40, 60, 80, \dots$$

odpowiadających nowym „zdeformowanym” powłokom. Warto zauważyć, że ta szczególna symetria zachodzi dla stosunku częstości oscylatorowych  $\omega_{\perp}/\omega_z = 2:1$ . Powierzchnie ekwipotencjalne oscylatora harmonicznego można przedstawić w postaci równania

$$V(x, y, z) = \text{const.}, \quad (7)$$

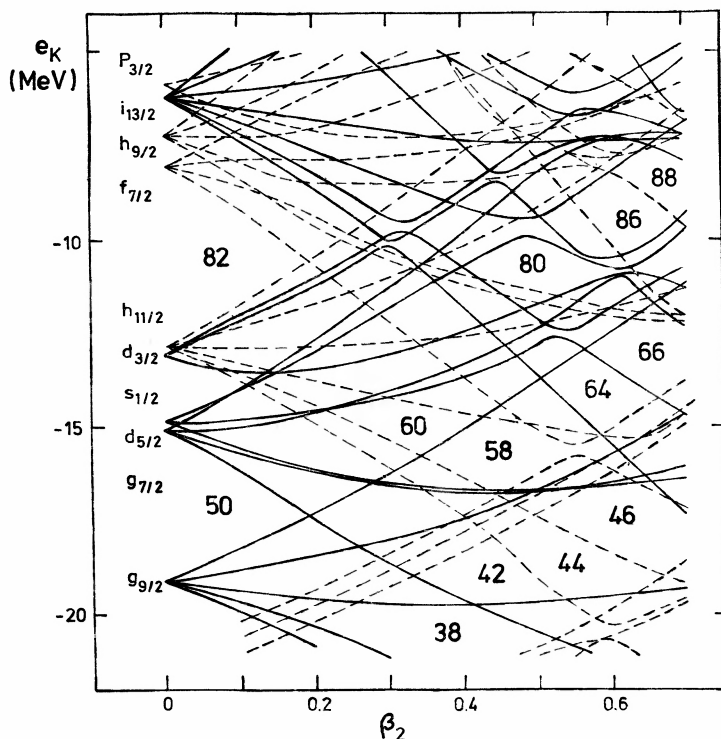
gdzie funkcja  $V(x, y, z)$  określona jest przez równanie (2). Widać, że powierzchnie ekwipotencjalne są w tym przypadku osiowo symetrycznymi elipsoidami. Z rys. 1 widać również, że istnieją jeszcze inne uprzywilejowane kształty, dla których stosunki półosi wynoszą: 1:2 (kształt elipsoidy spłaszczonej; odpowiadające liczby magiczne: 2, 6, 14, 26, 44, ...), 3:1 (silne wydłużenie), 3:2, itp. Uogólniając te prawidłowości, Bohr i Mottelson zwrócili uwagę na to, że struktura magiczna może się pojawiać w widmie stanów jednocząstkowych o energiach  $e_{n_1 n_2 n_3}$  (gdzie  $n_1, n_2, n_3$  oznaczają liczby kwantowe stanu jednocząstkowego odpowiadające trzem współrzędnym przestrzennym) wtedy, gdy zachodzi proporcja

$$\frac{\partial e_{n_1 n_2 n_3}}{\partial n_1} : \frac{\partial e_{n_1 n_2 n_3}}{\partial n_2} : \frac{\partial e_{n_1 n_2 n_3}}{\partial n_3} = a : b : c, \quad (8)$$

gdzie  $a, b, c$  oznaczają dodatnie liczby całkowite [5]. Warto zauważyć, że w szczególnym przypadku oscylatora harmonicznego energie jednocząstkowe  $e_{n_1 n_2 n_3}$  zależą liniowo od liczb kwantowych, a odpowiednie pochodne we wzorze (8) równe są częstościom oscylatora  $\omega_x, \omega_y$  oraz  $\omega_z$ .

### 2.2.2. Metoda poprawki powłokowej

Widzimy, że widmo oscylatora harmonicznego może tłumaczyć istnienie silnych niejednorodności w widmach, nawet przy dużych deformacjach. Szczególnie interesującym kandydatem na wystąpienie względnie stabilnych deformacji jest tu stan o stosunku pól 2:1. Oczywiście, przy bardziej realistycznym opisie jądra atomowego (np. przy pomocy potencjału Nilssona czy Woodsa-Saxona) niejednorodności struktury widm jednocząstkowych oraz występowanie liczb magicznych może nie mieć tak wyraźnego charakteru jak dla oscylatora harmonicznego. Można się jednak spodziewać, że jakościowy obraz tej struktury będzie w znacznym stopniu zachowany. Potwierdzają to liczne obliczenia widm jednocząstkowych przeprowadzone w ostatnich dwudziestu latach.



Rys. 2. Jednocząstkowe poziomy energetyczne dla neutronów w zdeformowanym potencjale Woodsa-Saxona w funkcji deformacji kwadrupolowej  $\beta_2$  (deformacja hexadekapolowa  $\beta_4$  zmienia się w sposób ciągły w funkcji  $\beta_2$  od wartości  $\beta_4 = 0$  ( $\beta_2 = 0$ ) do  $\beta_4 = 0,17$  ( $\beta_2 = 0,7$ ). Linie ciągłe oznaczają poziomy o parzystości  $\pi = +$ , linie przerywane — o  $\pi = -$

Rysunek 2 przedstawia jako przykład jednocząstkowe poziomy neutronowe w funkcji parametru deformacji  $\beta_2$  dla potencjału Woodsa-Saxona [6]. Widać, że np. liczba neutronów  $N = 86$  może być dobrym kandydatem dla wystąpienia „superzdeformowanej” liczby magicznej.

Dotychczasowe rozważania opierają się na przypuszczeniu, że jądra odpowiadające magicznym liczbom protonów lub neutronów dla jakiejś deformacji cechują się szczególną

stabilnością, która faworyzuje występowanie stanów związanych w obszarze o tej deformacji. Oczywiście, magiczność jest tu pojęciem względnym i już samo występowanie obszarów o obniżonej gęstości poziomów może się okazać wystarczające dla wytłumaczenia tego efektu. Pozostaje do przedyskutowania relacja pomiędzy niejednorodnościami w widmie jednocząstkowym a zwiększeniem energii wiązania stabilizującym stany odpowiadające tym niejednorodnościom. Aby znajdować takie stany, należałoby obliczać całkowitą energię jądra na gruncie zagadnienia wielu ciał wychodząc z dwuciałowego oddziaływania nukleon-nukleon i stosując przybliżenie Hartree’ego-Focka. Mniej mikroskopową, lecz znacznie prostszą w praktycznym zastosowaniu jest tak zwana metoda poprawki powłokowej, która została zasugerowana około roku 1960 przez Świąteckiego [7], a następnie rozwinięta przez Myersa i Świąteckiego oraz Strutinskiego [8].

Metoda poprawki powłokowej opiera się na fakcie, że całkowita energia jądra obliczana jako suma energii jednocząstkowych protonów i neutronów wykazuje średnio niepoprawne zachowanie względem parametrów deformacji i liczby cząstek. Z drugiej strony jesteśmy w stanie, przy pomocy dobrze dopasowanych potencjałów jednocząstkowych, opisać poprawnie niejednorodności widm jądrowych. Natomiast, jak już dyskutowaliśmy powyżej, udaje się również zupełnie poprawnie opisywać średnie zachowanie jąder (np. zmienność energii średniej w funkcji deformacji) przy pomocy kropłowego modelu jądra. Metoda poprawki powłokowej (zwana też metodą Strutinskiego) polega więc na wydzieleniu gładkoziennej części energii jednocząstkowej  $E_{tot}$  i zastąpieniu jej przez energię wynikającą z modelu kropłowego  $E_{LD}$ .

Warto zauważyć, że tak otrzymana poprawka powłokowa  $(\delta E)_{shell}$  okazuje się przyjmować wartości ujemne w takich zakresach deformacji i liczby cząstek, które odpowiadają zamkniętym powłokom magicznym, lub przynajmniej obszarom o obniżonej gęstości poziomów. Natomiast zakresom o dużych gęstościach poziomów odpowiadają dodatnie wartości poprawki powłokowej, które wykluczają możliwość utrzymania się odpowiednich stabilnych stanów kwantowych. Jakkolwiek poprawka powłokowa obliczana przy realistycznym opisie jąder jest wielkością małą (np. rzędu kilku MeV) w porównaniu z całą energią wiązania, jej skokowy charakter może mieć czasem decydujący wpływ na zachowanie się jądra zwłaszcza w obszarach o łagodnej zmienności energii  $E_{LD}$  obliczonej z modelu kropłowego.

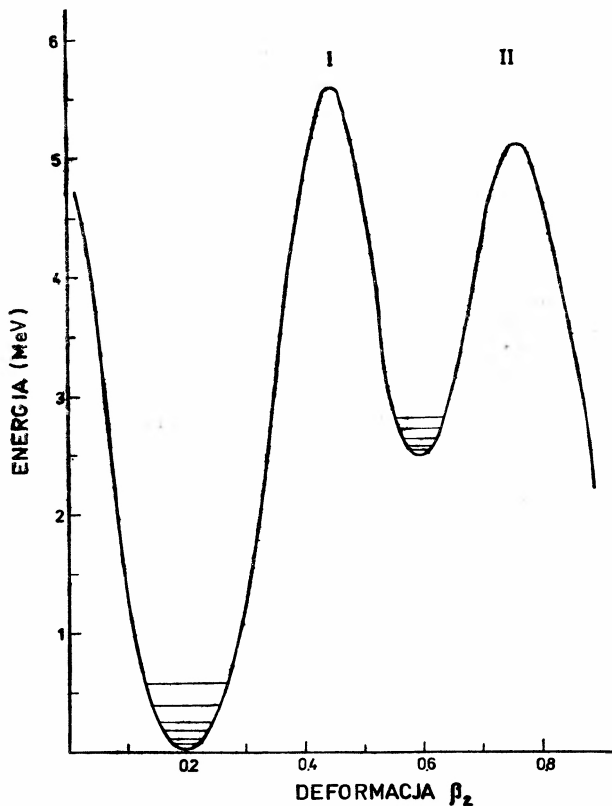
### 3. Izomery kształtu w obszarze aktywności

Analizując występowanie i własności stanów superzdeformowanych w obracających się jądrach atomowych nie sposób nie wspomnieć o odkrytym przed kilkunastu laty [9] zjawisku istnienia izomerów w wielu jądrach z obszaru aktywności, które charakteryzują się znacznie krótszym czasem życia na spontaniczne rozszczepienie w porównaniu z czasem życia w przypadku rozszczepienia ze stanu podstawowego. Jak się okazało, izomery te są po prostu stanami kwantowymi niektórych aktywności charakteryzującymi się wielką deformacją. W chwili obecnej struktura tych stanów jest już dość dobrze znana. Tabela 1 podaje zmierzone momenty kwadrupolowe kilku typowych izomerów [10]. Duże wartości momentów kwadrupolowych świadczą o znacznej deformacji tych stanów. Odpowiada ona parametrowi deformacji  $\beta_2 \approx 0,6$ , a więc stosunkowi półosi elipsoidy 2:1. Deformacje

Tabela 1. Momenty kwadrupolowe izomerów rozszczepiających się. Dane doświadczalne wzięto z prac [10-15]

Jądro	$Q_0$ (eb)
$^{236}\text{Pu}$	37
$^{239}\text{Pu}$	$36 \pm 4$
$^{238}\text{U}$	$29 \pm 3$
$^{236}\text{U}$	$32 \pm 5$
$^{240}\text{Am}$	$33 \pm 2$

te są z grubsza biorąc trzykrotnie większe od tych, które występują w stanach podstawowych w tym obszarze nuklidów ( $\beta_2 \approx 0,2$ ). Możliwość powstania takich stanów wymaga istnienia silnie ujemnej poprawki powłokowej występującej — jak się okazuje — dla liczb neutronów  $N \approx 140-150$  oraz liczb protonów  $Z \approx 90-95$ .



Rys. 3. Schematyczny przebieg energii potencjalnej jądra w funkcji deformacji dla jąder z obszaru aktywności. Widoczne jest występowanie dwóch minimów („pierwsza” i „druga jama” potencjału) oraz dwóch barier I i II otaczających drugą jamę

Występowanie spontanicznie rozszczepiających się izomerów kształtu w obszarze aktywności nie jest wprawdzie świadectwem efektu niestabilności typu Jacobiego (zob. par. 4.1) gdyż nie powstaje ono w rezultacie szybkiego obrotu jądra. Stanowi jednak niezbity dowód ogromnej roli, jaką pełnią w jądrze efekty powłokowe. Występowanie stanów kwantowych o tak wielkiej deformacji obok stanów podstawowych o deformacji znacznie mniejszej nasunęło przypuszczenie, że kształt krzywej ilustrującej energię potencjalną w jądrze, w funkcji parametru deformacji  $\beta_2$ , charakteryzuje się dwoma minimami („jamami”), z których jedno odpowiada stanowi podstawowemu („pierwsza jama” potencjału), drugie zaś — stanowi izomerycznemu („druga jama”). Minima te oddzielone są barierą potencjału („pierwszą barierą”), druga zaś bariera oddziela stan izomeryczny od obszaru gwałtownie spadającej energii potencjalnej, opisującego proces rozszczepienia jądrowego. Rysunek 3 ilustruje schematycznie przebieg energii potencjalnej jądra w funkcji parametru deformacji. Rysunek ten podaje też schematycznie poziomy energetyczne odpowiadające najniższym pasmom rotacyjnym w obu jamach. Poziomy te w drugiej jamie leżą znacznie bliżej siebie niż w pierwszej, co odpowiada znacznie większej deformacji (a więc także i momentowi bezwładności) w drugiej jamie.

Nie będziemy tu omawiać eksperymentów, które potwierdziły istnienie drugiej jamy potencjału (zob. prace [10-17]). Warto jednak zauważyć, że obecnie znana jest już nie tylko znaczna ilość izomerów rozszczepiających się, ale udało się nawet obserwować niektóre widma energetyczne i inne własności jąder w takich stanach. Można więc mówić o spektroskopii jądrowej w drugiej jamie. Udało się np. zmierzyć momenty magnetyczne niektórych stanów jednoczątkowych [17].

Istnienie spontanicznie rozszczepiających się izomerów kształtu w obszarze jąder najcięższych świadczy o możliwościach powstawania stanów jądrowych o silnie wydłużonych kształtach. Efekty fizyczne świadczące o występowaniu takich stanów, szereg ich własności, postępy badań i inne zagadnienia były już omawiane na łamach *Postępów Fizyki* [18-20].

#### 4. Superdeformacja w obecności wielkich momentów pędu

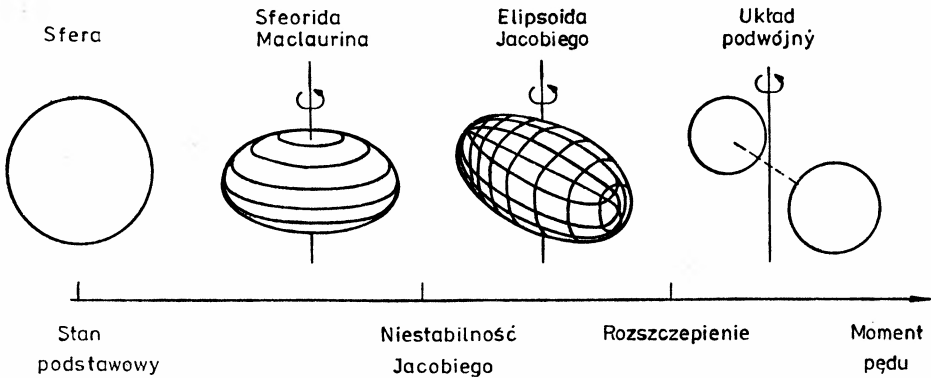
Wystąpienie niskospinowych izomerów kształtu w jądrach z obszaru aktywności, o których była mowa w poprzednim paragrafie, jest możliwe ze względu na dużą energię kulombowską niwelującą częściowo wzrost energii powierzchniowej spowodowany odkształcaniem powierzchni jądra. W jądrach lżejszych wpływ energii kulombowskiej jest mniejszy i nawet silne efekty powłokowe nie są w stanie doprowadzić do wystąpienia lokalnego minimum energii. Stany superzdeformowane, odpowiadające dużym momentom bezwładności, mogą jednak pojawić się w obszarze wysokich momentów pędu. Zagadnieniu temu poświęcamy niniejszy rozdział. Badania zachowania się jąder atomowych w obecności wielkich momentów pędu stanowią od ok. 15 lat żywo rozwijającą się dziedzinę fizyki jądrowej. Okazuje się, że w tak ekstremalnych warunkach ujawniają się pewne nowe, interesujące własności kwantowego układu wielu nukleonów, jakim jest jądro atomowe. Niektóre z tych problemów były już częściowo omawiane na łamach *Postępów Fizyki* (zob. [21, 22]).

#### 4.1. Przewidywania teoretyczne

Najprostszym, „makroskopowym” modelem obracającego się jądra atomowego jest model obracającej się kropli cieczy (*Rotating Liquid Drop*, RLD) zaproponowany przez Cohena, Plasiła i Świąteczkiego [1]. Energia obracającego się jądra dana jest tu przez

$$E_{\text{RLD}}(\hat{\beta}, I) = E_{\text{LD}}(\hat{\beta}) + \frac{I(I+1)}{2J(\hat{\beta})}, \quad (9)$$

gdzie  $E_{\text{LD}}$  jest energią kropłową,  $J$  jest momentem bezwładności kropli, natomiast  $\hat{\beta}$  oznacza zbiór parametrów deformacji określających kształt powierzchni kropli. Zauważmy, że energia rotacyjna (drugi wyraz w prawej części równania (9)) maleje wraz ze wzrostem odkształcenia powierzchni jądra, a więc faworyzuje kształty zdeformowane. Minimalizacja  $E_{\text{RLD}}$  względem  $\hat{\beta}$  przy zadanej wartości momentu pędu określa ewolucję kształtu kropli wraz z obrotem (patrz rys. 4). W stanie podstawowym ( $I = 0$ ) minimum



Rys. 4. Ewolucja kształtu kropli cieczy z obrotem. Począwszy od lewej strony sferyczna kropla ulega spłaszczeniu po poddaniu jej obrotowi (sferoida Maclaurina). Przy szybszym obrocie kształt spłaszczony osiowo symetryczny staje się niestabilny (niestabilność Jacobiego) na korzyść wydłużonej elipsoidy trójosiowej. Przy jeszcze szybszym obrocie układ ulega rozszczepieniu

energii odpowiada kształtowi sferycznemu. W miarę wzrostu momentu pędu kropla ulega spłaszczeniu w skutek działania siły odśrodkowej, a obrót zachodzi wokół jej osi symetrii. Dla  $I = I_1$  następuje przejście do kształtów silnie wydłużonych, w ogólności trójosiowych. Dla jeszcze większych wartości  $I$  kropla znajduje się w stanie superzdeformowanym, po czym formuje się szyjka i dla  $I = I_2$  układ ulega rozszczepieniu na dwa fragmenty.

Powyższy przebieg ma bardzo ładną analogię astronomiczną. Wydaje się, że w podobny sposób zachowują się obracające się obiekty astronomiczne (gwiazdy, planety) [23, 24]. Zagadnienie obrotu takich układów grawitacyjnych ma swoją długą historię, zajmowało się nim wielu wybitnych matematyków, począwszy od Newtona. Kształty spłaszczone, odpowiadające  $I < I_1$ , nazywa się tam kształtami Maclaurina. Zmiana kształtu zachodząca przy  $I = I_1$  nosi nazwę niestabilności Jacobiego, a kształty odpowiadające rotacji przy  $I > I_1$  — kształtami Jacobiego. Większość planet naszego Układu Słonecznego charakteryzuje się kształtami niesferycznymi. Są to kształty spłaszczone ( $\beta_2 < 0$ ), odpo-

wiadające na ogół małym parametrem deformacji (np. dla Ziemi  $\beta_2 = -0,0034$ . Wyjątkiem jest Saturn, dla którego  $\beta_2 = -0,1$ ). Nieco większe deformacje odpowiadające często kształtom trójosiowym (Jacobiego) obserwuje się natomiast w wielu satelitach Jowisza i Saturna oraz w niektórych asteroidach. Porównując ruchy obrotowe obiektów astronomicznych należy jednak pamiętać, że są one w skali bezwzględnej powolniejsze o kilkadziesiąt rzędów wielkości od obrotów jąder atomowych. Tabela 2 podaje przykłady różnych ruchów obrotowych występujących w przyrodzie.

Zmianę kształtu jądra pod wpływem obrotu wygodnie jest przedstawić stosując parametryzację kształtu kwadrupolowego jądra podaną przez A. Bohra [25]. Powierzchnia jądra określona jest tam przy pomocy dwóch parametrów deformacji  $\beta_2$  i  $\gamma$ . Parametr  $\gamma$

Tabela 2. Przykłady obrotów występujących w przyrodzie

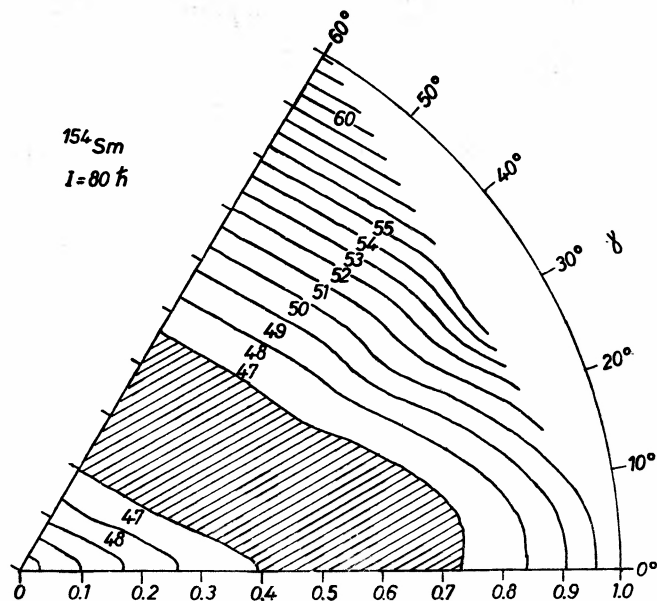
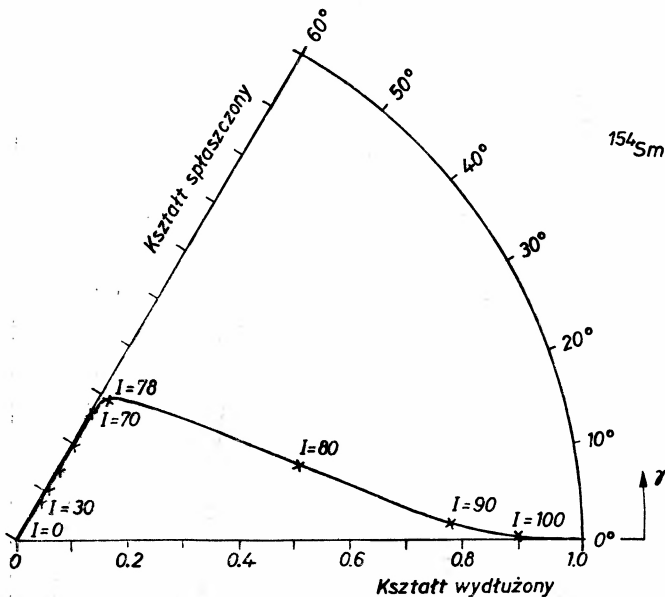
Układ obracający się	Prędkość kątowna w $s^{-1}$ (przybliżony rząd wielkości)
Galaktyki jako części gron galaktyk	$10^{-17}$
Galaktyka wokół swojej osi	
Układ Słoneczny wokół środka Galaktyki	$10^{-15}$
Ziemia wokół Słońca	$10^{-6}$
Ziemia wokół swojej osi	$10^{-4}$
Układ dwóch pulsarów (PSR 1913 + 16) obracających się wokół środka masy	$10^{-3}$
Pulsar w Mgławicy Kraba	1
Układy mechaniczne wytwarzane przez człowieka	$10^{-1} \cdot 10^4$
Molekuły	$10^{13} \cdot 10^{16}$
Elektron wokół protonu w atomie wodoru	$10^{15}$
Jądro atomowe wokół swojej osi	$10^{20}$
Mezon jako układ kwark-antykwar	$10^{26}$
Superstruny	$10^{43}$ (?)

zmieniający się w przedziale  $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$  jest miarą nieosiowości, natomiast  $\beta_2$  określa odstępstwo od kształtu sferycznego. Graniczne wartości parametru  $\gamma$  odpowiadają kształtom osiowym: wydłużonym ( $\gamma = 0^\circ$ ) i spłaszczonym ( $\gamma = 60^\circ$ ). Na rys. 5a) przedstawiono trajektorię deformacyjną dla jądra  $^{154}\text{Sm}$  [17]. Jak widać, niestabilność Jacobiego zachodzi tu dla  $I = 70 \hbar$ . Powierzchnię energii  $E_{\text{RLD}}$  dla  $I = 80 \hbar$  w tym samym jądrze pokazano na rys. 5b). Zauważmy, że energia kropłowa praktycznie nie zmienia się w dużym zakresie parametru  $\gamma$ . W takim przypadku wpływ efektów powłokowych może w decydujący sposób wpłynąć na kształt układu.

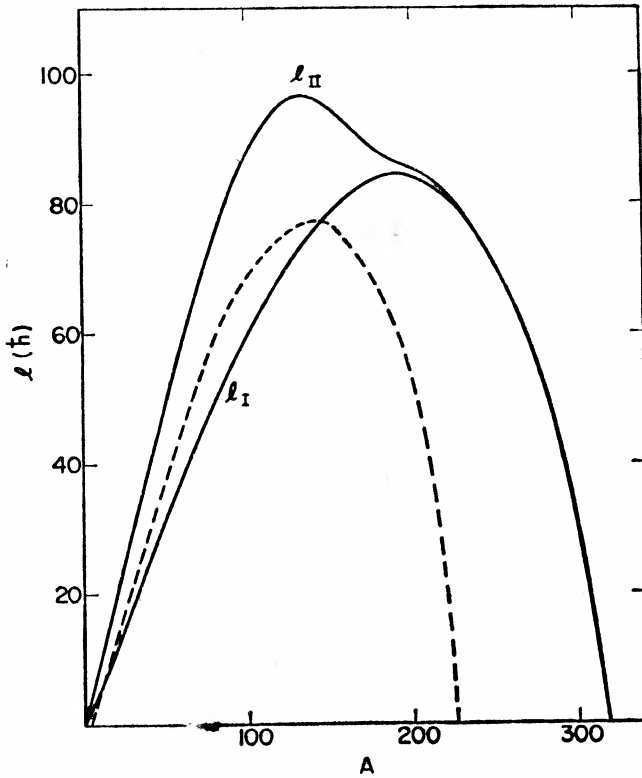
Podsumowanie wyników modelu RLD przedstawiono na rys. 6 zawierającym  $l_1$  i  $l_{II}$  w funkcji liczby masowej  $A$ . Maksymalna wartość  $l_1 \approx 95 \hbar$  odpowiada  $A \approx 120$ . Dla  $A > 230$   $l_1 = l_{II}$ .

Jak już stwierdzono wcześniej, model kropłowy jest w stanie opisać uśrednione własności jądra, tzn. takie, które zmieniają się w sposób gładki wraz z liczbą masową. Aby opisać efekty związane z kwantowym ruchem pojedynczych nukleonów należy uwzględnić efekty powłokowe. Można to zrobić stosując samozgodne podejście Hartree'ego-Focka lub metodę poprawki powłokowej Strutinskiego (patrz rozdz. 2). Rozszerzenie metody Stru-





Rys. 5 a) Ewolucja kształtu jądra  $^{154}\text{Sm}$  wraz z obrotem wyznaczona przy użyciu modelu wirującej kropli cieczy [26]. Do spinu  $I = 70\hbar$  deformacja równowagi odpowiada kształtowi spłaszczonemu ( $\gamma = 60^\circ$ ), po czym następuje przejście do kształtów trójosiowych ( $0 < \gamma < 60^\circ$ ) silnie zdeformowanych; b) mapa energii wyznaczonej za pomocą modelu obracającej się kropli w płaszczyźnie deformacji ( $\beta_2, \gamma$ ) w jądrze  $^{154}\text{Sm}$  [26]. Linie ciągłe oznaczają poziomnice o stałej energii (w MeV)



Rys. 6. Graniczne momenty pędu obliczone za pomocą modelu obracającej się kropli [1] w funkcji liczby masowej  $A$  dla jąder stabilnych. Linia III oznacza granicę stabilności ze względu na rozszczepienie. Linia przerywana odpowiada barierze o wysokości 8 MeV. Wreszcie linia II określa niestabilność typu Jacobiego

tńskiego na przypadek obrotu zostało podane niezależnie przez grupę Lundzko-Warszawską [26, 27] i Kopenhasko-Dubińską [28] przeszło 10 lat temu. W obu przypadkach oparto się na modelu wymuszonego obrotu podanego przez Inglisa [29]. W metodzie tej żąda się minimalizacji całkowitej energii jądra  $E$ , przy zadanym momencie pędu (dokładniej: przy zadanej składowej momentu pędu jądra na oś obrotu,  $I_x$ ). Zagadnienie to można sprowadzić do rozwiązania problemu wariacyjnego

$$\delta E^\omega = 0, \quad (10)$$

gdzie

$$E^\omega = E - \omega I_x \quad (11)$$

jest tzw. funkcją Routha (routhianem), natomiast częstość kątowna  $\omega$  gra tu rolę mnożnika Lagrange'a wyznaczanego z warunku

$$\langle I_x \rangle = I. \quad (12)$$

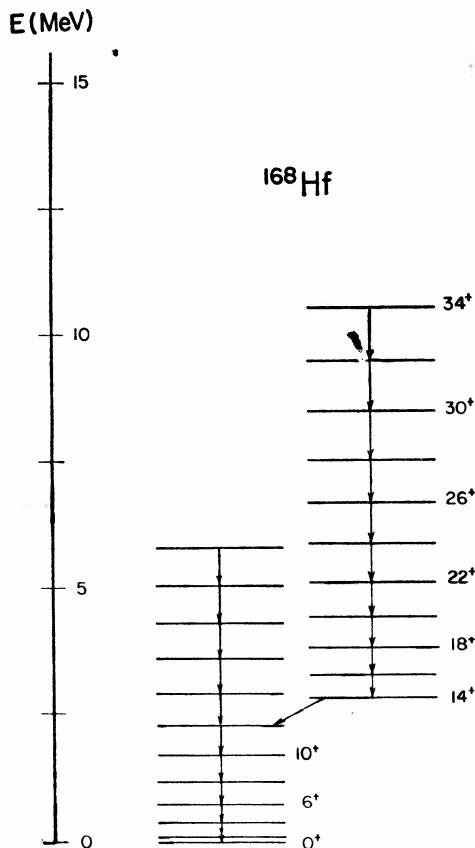
Można pokazać [30], że w przypadku obrotu kolektywnego związanego z reorientacją powierzchni jądra routhian może być interpretowany jako energia w wewnętrznym (obra-

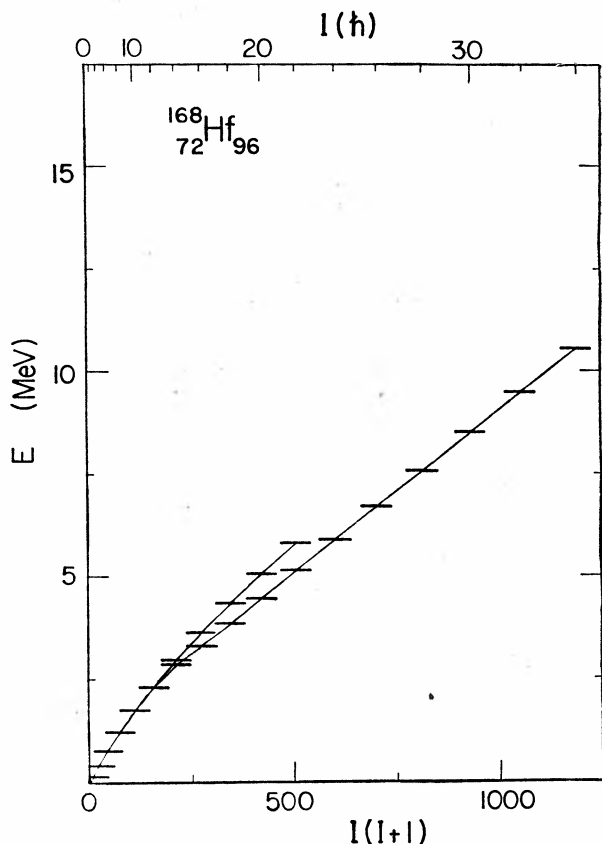
cającym się) układzie jądra, natomiast wyraz  $-\omega I_x$  we wzorze (11) jest „potencjałem” sił bezwładności: siły Coriolisa i siły odśrodkowej.

W metodzie poprawki powłokowej dla jąder obracających się należy wydzielić z rothianu (11) część gładką, którą następnie przybliżamy przy pomocy energii wirującej kropli,  $E_{RLD}$ , oraz oscylującą poprawkę powłokową  $E_{shell}$ , którą obliczamy podobnie jak w przypadku  $\omega = 0$  (patrz rozdz. 2).

Zanim przedstawimy wyniki przewidywań teoretycznych dotyczących superdeformacji w jądrach szybko wirujących dokonajmy formalnego podziału rotacji jądrowej na kolektywną i niekolektywną. Należy oczywiście zaznaczyć, że podział taki ma jedynie charakter poglądowy i w rzeczywistości efektów kolektywnych od jednocząstkowych nie da się ściśle rozdzielić.

O rotacji kolektywnej mówimy wtedy, gdy jądro posiada wykształconą deformację powierzchni a oś obrotu jest prostopadła do osi symetrii układu. Obrót tego typu jest odpowiednikiem rotacji klasycznej: związany jest z reorientacją jądra w przestrzeni jako całości. Energia rotacyjna jest w takim przypadku gładką, w dobrym przybliżeniu kwadratową funkcją momentu pędu. Widmo jądra obracającego się kolektywnie składa się z pasm rotacyjnych, w których stany o momentach pędu różniących się o  $2\hbar$  połączone są silnymi elektrycznymi przejściami kwadrupolowymi  $E2$ . Na rys. 7a) przedstawiono

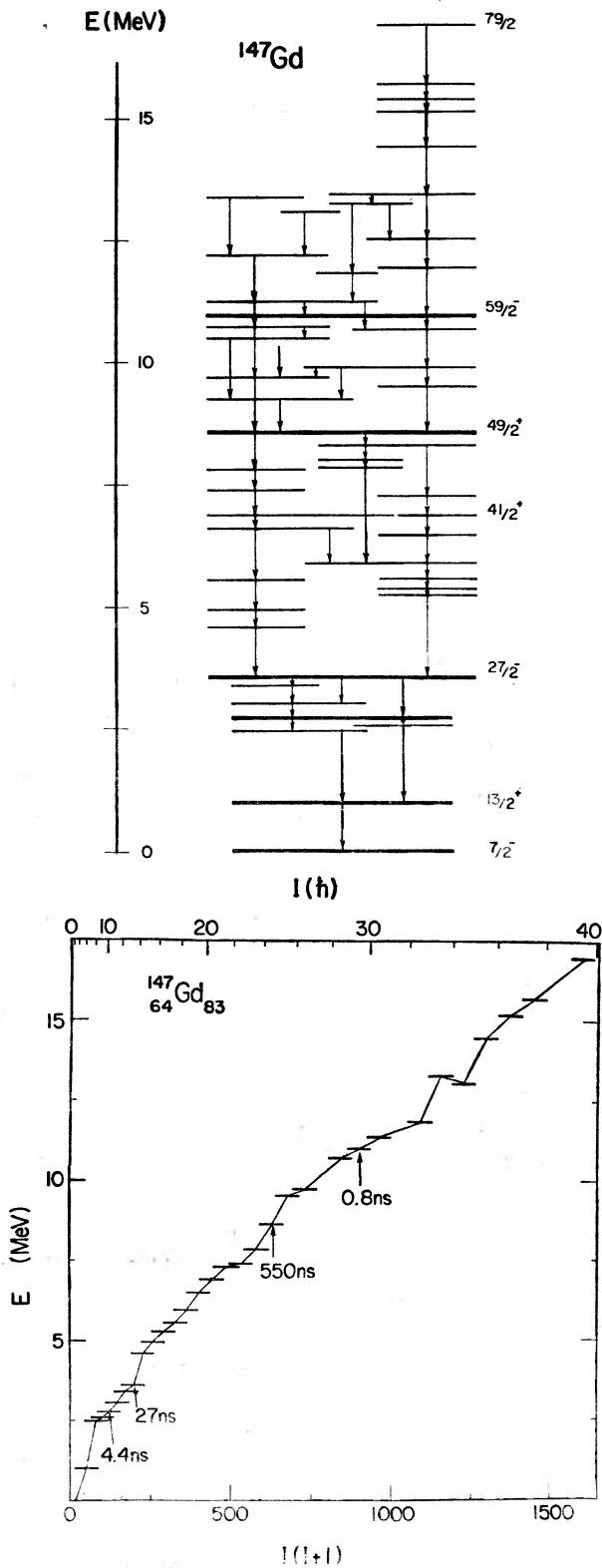




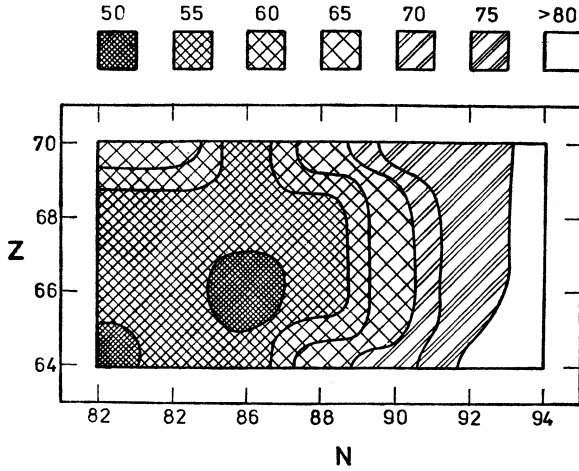
Rys. 7 a) Kolektywne widmo rotacyjne jądra  $^{168}\text{Hf}$  [31]. Widoczne jest przecięcie dwóch pasm rotacyjnych dla  $I = 12\hbar$ ; b) wykres  $E$  w funkcji  $I(I+1)$  dla  $^{168}\text{Hf}$ . Stany o najniższej energii dla danego momentu pędu wyznaczają linię yrast. Powyżej  $I = 12$  stany rotacyjne układają się wzdłuż linii prostej: w tym obszarze jądro zachowuje się jak doskonały rotor o stałym momencie bezwładności

schemat poziomów jądra  $^{168}\text{Hf}$ , a jego linia yrast (trajektoria stanów o najniższej energii przy ustalonym momencie pędu) pokazana jest na rys. 7b).

W przypadku jądra osiowo zdeformowanego obrót wokół osi symetrii nie może zmienić żadnych własności układu,  $[H, I_x] = 0$ . Obrót kolektywny względem tej osi nie jest więc możliwy, a zatem jądro może budować moment pędu jedynie poprzez zmianę konfiguracji nukleonowych. Rotacja tego typu nosi nazwę rotacji niekolektywnej. Schemat tego typu występuje najczęściej w słabo zdeformowanych jądrach o kilku—kilkunastu nukleonach walencyjnych. Należy zaznaczyć, że o ile w przypadku obrotu kolektywnego całkowity moment pędu jądra jest koherentną sumą udziałów pochodzących od wszystkich nukleonów (każdy nukleon znajduje się w układzie obracającym się, a więc odczuwa działanie sił bezwładności) to w przypadku obrotu wokół osi symetrii moment pędu zbudowany jest z kilku wzbudzeń cząstka-dziura a pozostałe cząstki nie dają doń żadnego wkładu. Widmo wysoko spinowe jądra kręcącego się w sposób niekolektywny ma charakter nieregularny, nie można rozróżnić tam poszczególnych pasm rotacyjnych o energii



Rys. 8 a) Niekolektywne widmo rotacyjne jądra  $^{147}\text{Gd}$  [32, 33]; b) linia *yrast* dla jądra  $^{147}\text{Gd}$



Rys. 9. Przewidywany moment pędu, przy którym pasmo superzdeformowane staje się pasmem *yrast* w funkcji  $Z$  oraz  $N$ . Obliczenia przeprowadzono [34] przy użyciu średniego potencjału typu Nilssona

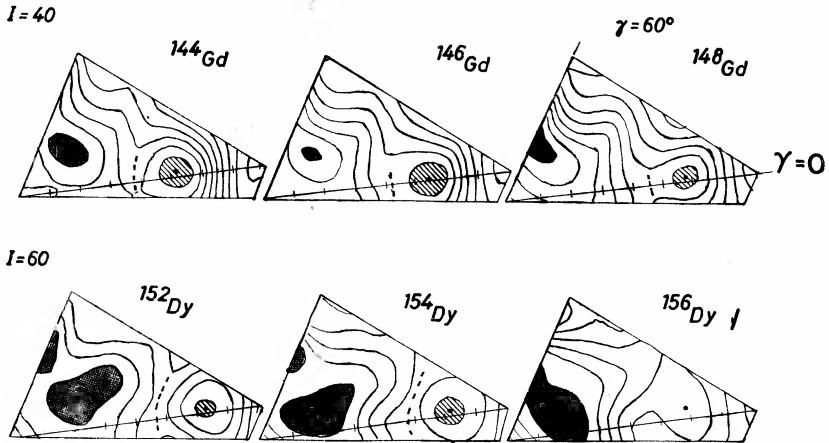
zależnej w sposób kwadratowy od momentu pędu. Często spotyka się tam stany długocyciowe, tzw. izomery wysokospinowe o bardzo długich czasach życia. Na rys. 8a, b przedstawiono widmo typowego niekolektywnego rotora  $^{147}\text{Gd}$ .

Jeśli kształt powierzchni jądrowej opisywany jest przy pomocy parametrów  $\beta_2$  i  $\gamma$ , to rotacji kolektywnej odpowiadać będzie obszar  $\gamma \approx 0^\circ$ , natomiast obrotowi niekolektywnemu — obszar  $\gamma \approx 60^\circ$ , patrz rys. 5 (tzw. konwencja Lundzka).

Już pierwsze rachunki wysokospinowe wykorzystujące metodę poprawki powłokowej [26-28] przewidywały wystąpienie stanów typu 2:1 w neutronodeficytowych jądrach ziem rzadkich z okolicy  $^{152}\text{Dy}$ . Rysunek 9 przedstawia wyniki obliczeń grupy z Lund [34] otrzymane przy użyciu potencjału średniego typu Nilssona. Pokazano na nim moment pędu  $I_{\text{sup}}$ , przy którym pasmo superzdeformowane przechodzi na linię *yrast* (minimum superzdeformowane staje się minimum absolutnym), w funkcji liczby neutronów  $N$  dla wybranych izotopów Gd, Dy, Er i Yb. Jak widać,  $I_{\text{sup}}$  jest najmniejsze dla jąder o  $N = 86$  (zwłaszcza dla  $^{152}\text{Dy}$ ) oraz dla lekkich jąder Gd.

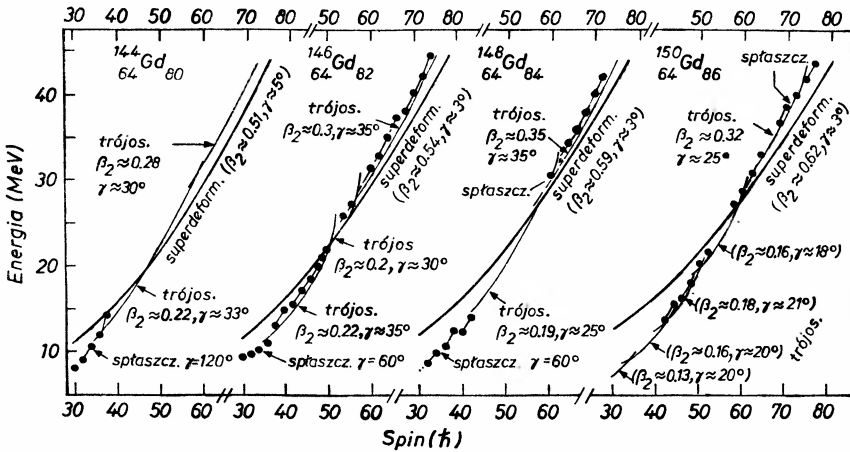
W nowszych rachunkach użyto zmodyfikowanej metody Strutinskiego umożliwiającej analizę poszczególnych struktur rotacyjnych scharakteryzowanych za pomocą jednocząstkowych liczb obsadzeń w obracającym się polu średnim. Wyniki takich bardzo szczegółowych obliczeń wykorzystujących potencjał typu Woodsa-Saxona przedstawiono na rys. 10-11. Rysunek 10 pokazuje mapy energii całkowitej w płaszczyźnie deformacji ( $\beta_2, \gamma$ ) dla jąder  $^{144,146,148}\text{Gd}$  ( $I = 40$ ) oraz  $^{152,154,156}\text{Dy}$  ( $I = 60$ ). Widać na nich wzbudzone minima superzdeformowane współistniejące ze strukturami *yrast* odpowiadającym stanom niekolektywnym ( $\gamma \approx 60^\circ$ ) lub konfiguracjom trójosiowym ( $10^\circ < \gamma < 40^\circ$ ). W jądrach  $^{144}\text{Gd}$  i  $^{152}\text{Dy}$  stany superzdeformowane leżą szczególnie nisko. Zauważmy również, że w izotopach Gd stany te leżą znacznie niżej niż w jądrach Dy: dla  $I = 60$  pasma superzdeformowane odpowiadają linii *yrast*. Pokazane jest to na rys. 11 w postaci wykresu  $E(I)$  [35].

Analiza wyników teoretycznych przedstawionych powyżej pokazuje, że w jądrze  $^{152}\text{Dy}$



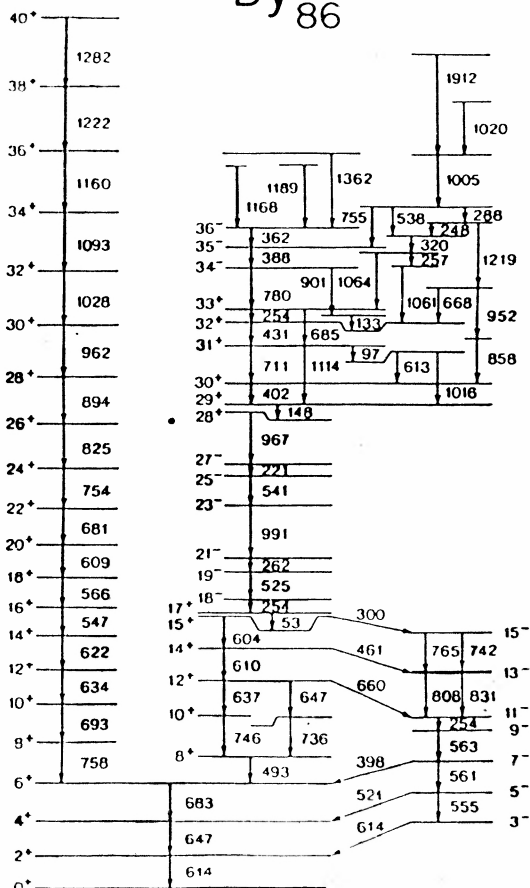
Rys. 10. Mapy energii w płaszczyźnie  $(\beta_2, \gamma)$  obliczone przy pomocy średniego potencjału typu Woods-Saxona dla izotopów Dy ( $I = 40$ ) oraz Gd ( $I = 60$ ). Poziomnice odległe są o 1 MeV. Linia przerywana oznacza barierę. Deformacja kwadrupolowa  $\beta_2$  zmienia się co 0,1 na osi  $\gamma = 0^\circ$ . Minima lokalne zostały zaciemnione

oczekuje się silnych efektów związanych z superdeformacją. Jądro to było w ostatnich latach przedmiotem licznych prac doświadczalnych i jego schemat rozpadu znany stosunkowo dobrze [36-38]. Linia *yrast*  $^{152}\text{Dy}$  aż do  $I \approx 40$  odpowiada obrotowi niekolektywnemu (rys. 12), aczkolwiek stany najniższe posiadają strukturę pseudowibracyjną



Rys. 11. Wykres  $E(I)$  dla wybranych izotopów Gd [35]. Pokazano strukturę stanów rotacyjnych w pobliżu linii *yrast*

przechodzącą dla  $I > 18$  w bardzo kolektywne pasmo rotacyjne znane aż do  $I = 42$ . Obliczenia teoretyczne przedstawione na rys. 13 [39] bardzo dobrze odtwarzają powyższą strukturę. Stany niekolektywne, oznaczone za pomocą izolowanych symboli, leżą o ok. 1 MeV poniżej najniższych struktur kolektywnych odpowiadających wydłużonym kształtom trójosiowym (linie ciągłe). Pasma superdeformowane, odpowiadające silnie na-

$^{152}\text{Dy}_{86}$ 


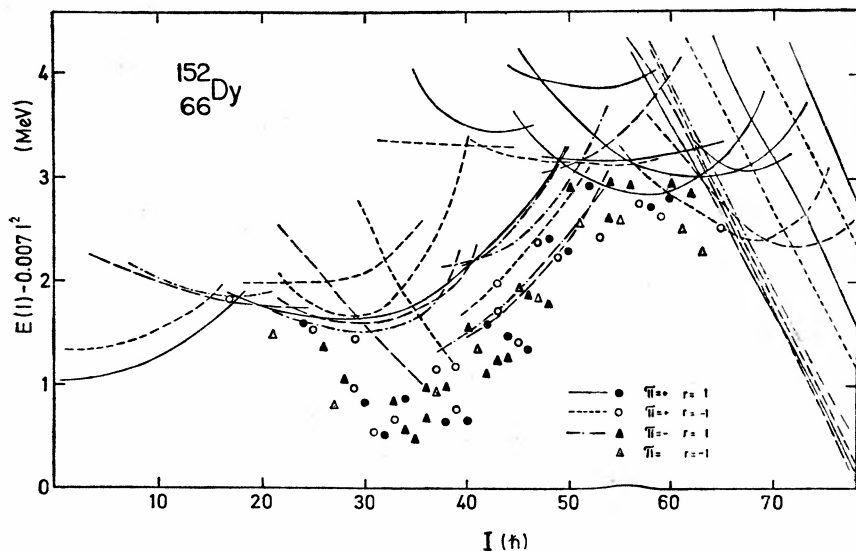
Rys. 12. Widmo jądra  $^{152}\text{Dy}$  [36-38]. Widoczne jest współlistnienie struktur niekolektywnych (prawa strona) i kolektywnych (lewa strona)

chylonym liniom w prawej części rysunku, stają się najniższe w energii przy  $I > 65$ . Ich struktura wewnętrzna różni się bardzo silnie od struktury stanów niekolektywnych lub konfiguracji kolektywnych o mniejszych deformacjach. Zawierają one nukleony o dużym jednocząstkowym momencie pędu pochodzące z wyższych powłok. Fakt ten będzie w oczywisty sposób wpływał na mechanizm rozpadu tych stanów (patrz dyskusja w par. 4.3).

## 4.2. Odkrycie superdeformacji

Wielu eksperymentatorów zainspirowanych przewidywaniami teoretycznymi starało się znaleźć ślad stanów superzdeformowanych w gąszczu danych wysokospinowych pochodzących z rozpadu jąder złożonych wytworzonych w reakcjach z udziałem ciężkich jonów.



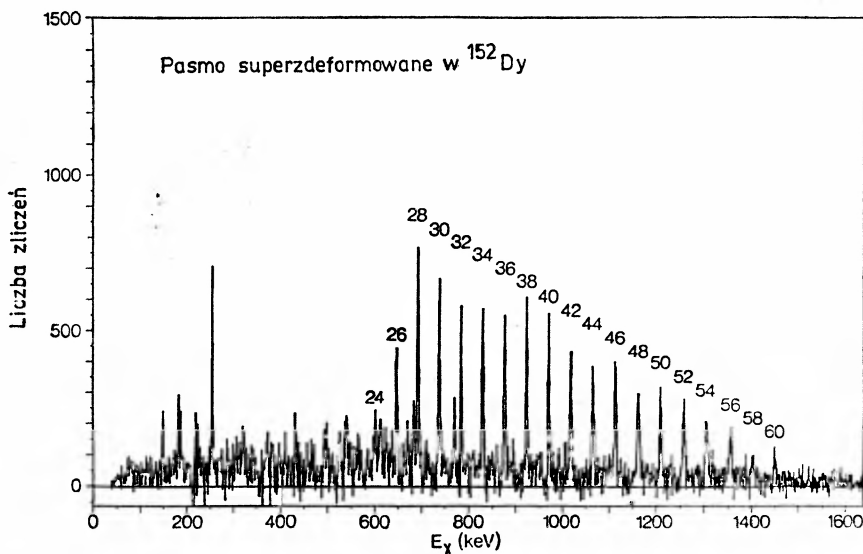


Rys. 13. Wyniki obliczeń dla struktur rotacyjnych w  $^{152}\text{Dy}$  bliskich linii *yrast* [39]. Od energii całkowitej  $E(I)$  odjęto gładko zmienną wielkość  $0,007I^2$ , aby uwypuklić szczegóły. Kolektywne pasma rotacyjne oznaczono przy pomocy krzywych, podczas gdy stany niekolektywne zaznaczono za pomocą symboli

W 1982 r. we współpracy Strasburg—Warszawa [40] stwierdzono wystąpienie silnych korelacji kolektywnych w widmie nierozdzielonym (*quasi-continuum*)  $^{152}\text{Dy}$ . Użyta metoda korelacji  $\gamma$ - $\gamma$  pozwoliła, mimo stosunkowo słabej statystyki, na oszacowanie wartości momentu bezwładności pasma superzdeformowanego w tym jądrze,  $J \approx 83 \hbar^2/\text{MeV}$ . Dane ze Strasburga zostały potwierdzone w Daresbury dwa lata później [41]: dwa wyraźne grzbiety na mapie korelacji  $\gamma$ - $\gamma$  odpowiadały strukturze o  $J = (85 \pm 2) \hbar^2/\text{MeV}$ . Wyniki pomiarów czasów życia tej części widma nierozdzielonego [42] sugerowały, że rzeczywiście mamy do czynienia z kształtem typu 2:1.

Na bardziej przekonujące świadectwo trzeba było czekać jeszcze dwa lata, w ciągu których kilka grup doświadczalnych rozbudowywało germanowe układy wielolicznikowe do koincydencyjnych pomiarów promieniowania gamma. Przełomowym elementem w technice doświadczalnej okazało się zastosowanie układów redukujących tło komptonowskie. Trwały również poszukiwania wydajnych materiałów scyntylacyjnych. Obok tradycyjnie używanych kryształów NaI zaczęto wykorzystywać nowy materiał: germanek bizmutu (BGO). Ze względu na ogromne koszty aparatury tylko kilka grup mogło sobie pozwolić na budowę układów antykomptonowskich o dużej liczbie liczników. W Daresbury (Anglia) powstały układy TESSA2 i TESSA3. Skonstruowano nowe układy wielolicznikowe w USA (Berkeley, Argonne), RFN (Jülich—Kolonja—Bonn) i Kanadzie (Chalk River). W szybko następujących po sobie pracach podnoszono o jedną—dwie jednostki momentu pędu barierę rekordowego momentu pędu zaobserwowanego w spektroskopii tradycyjnej (dyskretnej). W 1985 r. zaobserwowano w Berkeley stan  $I = 46$  w jądrze  $^{156}\text{Er}$  [43]. Poszukiwacze superdeformacji coraz bardziej zacieśniali pierścień obławy...

Na początku 1986 r. grupa z Daresbury, Uniwersytetu Liverpoolskiego i Instytutu Nielsa Bohra w Kopenhadze, pracująca na aparaturze TESSA2, rozszerzyła schemat



Rys. 14. Widmo pasma superzdeformowanego w  $^{152}\text{Dy}$  [44]. Energie przejść gamma zmieniają się liniowo wraz z momentem pędu, a ich średnia odległość wynosi 47 keV

rozpadu wzbudzonego pasma zdeformowanego w  $^{152}\text{Dy}$  aż do momentu pędu 42 [38] (użyto reakcji  $^{108}\text{Pd}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{152}\text{Dy}$ ). Podczas subtelniejszej analizy tych danych zaobserwowano nowe pasmo rotacyjne składające się z sekwencji niezwykle regularnych linii oddalonych o 47 keV od siebie (rys. 14) [44]. Maksymalny moment pędu tego pasma możliwy do identyfikacji oszacowano na  $60 \hbar$ . Ogromny moment bezwładności,  $J \approx 85 \hbar^2/\text{MeV}$ , był w doskonałej zgodności z teoretycznymi przewidywaniami dotyczącymi struktury superzdeformowanej. Przysłowiową „kropkę nad i” postawiono latem 1986 r., kiedy to (znów w Daresbury, ale na układzie TESSA 3) zmierzono czasy życia stanów dyskutowanego pasma [45]. Odpowiadające im zredukowane prawdopodobieństwa przejść  $B(E2)$  okazały się rzędu 2500 jednostek Weisskopfa (Wu) (dla porównania: typowe wartości  $B(E2)$  dla przejść rotacyjnych w paśmie stanu podstawowego są rzędu kilkudziesięciu Wu), a wydedukowany stąd moment kwadrupolowy —  $Q_0 = 19 \text{ eb}$ . Taka wartość  $Q_0$  odpowiada deformacji kwadrupolowej  $\beta_2 \approx 0,6$ .

#### 4.3. Co mówią dane doświadczalne?

W stanie o momencie pędu  $60 \hbar$  jądro wykonuje ok.  $10^{20}$  obrotów na sekundę. W celu spowolnienia ruchu obrotowego wysyła ono elektryczne promieniowanie kwadrupolowe zmniejszając swój moment pędu oraz energię wzbudzenia. Jak już stwierdziliśmy wcześniej, mikroskopowa struktura stanu superzdeformowanego różni się bardzo od struktury stanów leżących niżej w energii. Należy więc oczekiwać, że aż do bardzo niskich wartości momentu pędu jądro wytworzone w stanie superzdeformowanym pozostanie w nim. Dopiero gdy różnica energetyczna pomiędzy tym stanem a linią *yrast* stanie się bardzo duża, nastąpi przejście do innej konfiguracji. Dane doświadczalne w pełni potwierdzają

to przewidywanie. Natężenia linii w paśmie superzdeformowanym są stałe z bardzo dobrą dokładnością aż do  $I \approx 26 \hbar$ , gdzie rozpoczyna się rozpad do struktur niżej leżących.

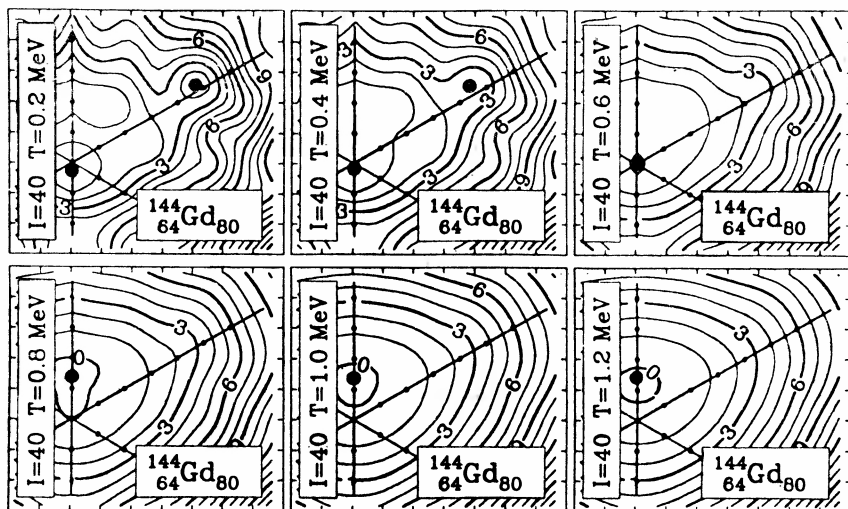
Odkrywcom superdeformacji niewątpliwie sprzyjał fakt, że w użytej reakcji pasmo superzdeformowane zasilane jest z zaskakująco dużym natężeniem ok. 1% (natężenie to jest ponad 100 razy większe od natężenia, z którym zasilane są izomery kształtu w jądrach aktywności). Jest sprawą otwartą, dlaczego tak dużo jąder  $^{152}\text{Dy}$  powstaje w stanie o ekstremalnie wydłużonym kształcie. Czyżby miało to oznaczać, że mamy tu do czynienia z superzdeformowanym układem podwójnie magicznym? Hipoteza taka wyjaśniałaby częściowo fakt szczególnie silnego obsadzenia. W przypadku jądra podwójnie magicznego stan o najniższej energii powinien być oddzielony od najniższych stanów wzbudzonych przerwą energetyczną rzędu kilku MeV, a więc powinien być szczególnie silnie obsadzany. W jądrach sąsiednich energia wzbudzenia jest znacznie mniejsza, a więc kilka pasm superzdeformowanych powinno być zasilanych w reakcji ciężkojonowej ze zbliżonym prawdopodobieństwem prowadząc do fragmentacji natężenia (co praktycznie uniemożliwia obserwację poszczególnych linii).

Jądro utworzone w wyniku syntezy w reakcji z udziałem ciężkich jonów jest układem o bardzo dużej energii wzbudzenia. Własności „gorącego” szybko obracającego się jądra atomowego można opisać wykorzystując metody fizyki statystycznej. Temperatura jądra w stanie o energii wzbudzenia  $E^*$  nad linią *yrast* dana jest przez

$$T = \sqrt{E^*/a}, \quad (13)$$

gdzie  $a$  jest parametrem gęstości poziomów. Wpływowi temperatury na ruch rotacyjny jąder atomowych poświęcono wiele prac (patrz np. [46]). Stwierdzono, że wraz ze wzrostem  $T$  ruch jądra staje się coraz bardziej podobny do zachowania obracającej się kropli. Można to łatwo zrozumieć: w miarę wzrostu energii wzbudzenia (a więc i  $T$ ) rośnie liczba wzbudzeń cząstkowo-dziurowych, a więc efektywnie wzrasta rozmycie gęstości stanów w pobliżu energii Fermiego. Termiczne uśrednienie prowadzi do zmniejszenia roli efektów powłokowych, a więc w stanach o dużym  $E^*$  energia jądra z dobrym przybliżeniem opisana jest przez  $E_{\text{RLD}}$  (równ. (9)).

Poprzednio stwierdziliśmy, że wystąpienie szczególnie nisko leżących stanów 2:1 można związać z bardzo korzystną strukturą powłokową. Oczywiście, rozważania te odnosiły się do przypadku struktur o  $T \approx 0$ , a więc bliskich linii *yrast*. Dla dużych wartości  $T$  wpływ efektów powłokowych zmniejszy się, co może doprowadzić do znacznej redukcji pierwszej bariery lub wręcz do zaniku minimum superzdeformowanego. Widzimy więc, że aby zwiększyć obsadzenie stanów superzdeformowanych należy produkować jądra o jak najniższej energii wzbudzenia, a jednocześnie o jak największym momencie pędu. Na rys. 15 przedstawiono wpływ temperatury na minimum superzdeformowane w  $^{144}\text{Gd}$  [47]. Jak widać już przy  $T \approx 800$  keV minimum to ulega zatarciu. Temperatura ta odpowiada energii wzbudzenia 7-8 MeV, a więc energii separacji neutronu. Jest to typowa temperatura, z jaką wytwarzane jest jądro końcowe. Można zatem stwierdzić, że w wielu przypadkach negatywny wynik eksperymentu (dotąd nie znaleziono śladów superdeformacji w jądrach  $^{144}\text{Gd}$  [47],  $^{154}\text{Er}$ ,  $^{154}\text{Dy}$ ,  $^{153}\text{Ho}$ ) nie musi przesądzać o braku superdeformacji w danym jądrze. Może on wynikać z małego prawdopodobieństwa obsadzenia tego stanu w użytej reakcji.



Rys. 15. Wpływ temperatury na minimum superzdeformowane w  $^{144}\text{Gd}$  [47]. Oś pionowa odpowiada współrzędnej  $\beta_2 \sin(\gamma + 30^\circ)$ , oś pozioma — współrzędnej  $\beta_2 \cos(\gamma + 30^\circ)$ . Minimum superzdeformowane odpowiada deformacji  $\beta_2 \approx 0,48$ ,  $\gamma \approx 0^\circ$  dla  $T = 0,2$  MeV

Innym interesującym zagadnieniem dyskutowanym przy okazji obsadzania stanów superzdeformowanych są tzw. efekty kanału wejściowego [48]. Możliwe jest, że układ otrzymany w wyniku syntezy ciężkojonowej nie jest w pełni jądrem złożonym w sensie definicji podanej przez Bohra, a więc „pamięta”, w jaki sposób powstał. W zależności od użytej reakcji byłibyśmy w stanie obsadzać selektywnie różne stany jąder końcowych. Wydaje się, że przy zastosowaniu reakcji bardzo symetrycznych (masa jądra wiązki zbliżona do masy jądra tarczy) moglibyśmy obsadzać konfiguracje 2:1 w jądrze „złożonym” ze szczególnie dużym prawdopodobieństwem. Reakcje symetryczne prowadzą ponadto do układów o najniższej energii wzbudzenia, a więc destrukcyjny wpływ wzbudzeń termicznych jest tam najmniejszy. Jądro „złożone” będące w stanie superzdeformowanym rozpadałoby się przez emisję neutronów aż do superzdeformowanego jądra końcowego. Tego typu scenariusz, aczkolwiek niezwykle pociągający, wymaga jednak dalszej weryfikacji doświadczalnej.

Choć przypadek  $^{152}\text{Dy}$  jest najbardziej spektakularny, należy podkreślić, że pasma rotacyjne odpowiadające struktrom o dużych deformacjach znaleziono i w innych jądrach atomowych. Rotacyjne pasma superzdeformowane zostały ostatnio zaobserwowane w jądrach  $^{146}\text{Gd}$  [49],  $^{149}\text{Gd}$  [50] oraz  $^{151}\text{Dy}$  [51]. W niedawnych eksperymentach w Daresbury (TESSA3) znaleziono pasmo rotacyjne w  $^{132}\text{Ce}$  rozciągające się aż do spinu  $52 \hbar$  [52]. Moment kwadrupolowy w tym paśmie oszacowany na podstawie zmierzonych czasów życia odpowiada deformacji  $\beta_2 \approx 0,40$ , a więc kształtowi bardzo wydłużonemu, choć nie typu 2:1. Podobne wyniki otrzymano w Berkeley (HERA) dla jądra  $^{135}\text{Nd}$  [53]. Na szczególne podkreślenie zasługują również wyniki otrzymane dla jądra  $^{84}\text{Zr}$  [54], w którym zmierzono bardzo kolektywne pasmo rotacyjne aż do spinu  $34 \hbar$ . Biorąc pod uwagę, że jądro to jest prawie dwukrotnie lżejsze niż  $^{152}\text{Dy}$  możemy stwierdzić, że jest ono jednym z najlepszych aktualnie znanych rotorów jądrowych.

Innym interesującym przykładem obszaru nuklidów, w którym można by się spodziewać występowania rotacyjnych pasm superzdeformowanych, jest obszar jąder lekkich leżących pomiędzy podwójnie magicznymi jądrami  $^{16}\text{O}$  i  $^{40}\text{Ca}$ . Wprawdzie najwyższe obserwowane momenty pędu w tych jądrami rzadko kiedy przewyższają wartość  $10 \hbar$  jednakże, wobec stosunkowo małych rozmiarów tych jąder (a więc i niewielkich momentów bezwładności), charakterystyczne częstości rotacyjne odpowiadające tym stanom są bardzo duże. W tych warunkach można się też spodziewać występowania pasm rotacyjnych zbudowanych na stanach o wielkiej deformacji, tak jak w jądrami cięższych.

## 5. Perspektywy

Obserwacja superzdeformowanego stanu jądrowego o momencie pędu rzędu  $60 \hbar$  otwiera nową gałąź w fizyce jądra atomowego — wysokospinową spektroskopię izomerów kształtu. Wydaje się, że wobec ogromnego zainteresowania tą tematyką, znalezienie następnych stanów jądrowych o ekstremalnych deformacjach i momentach pędu jest kwestią miesięcy. Dane te pozwolą na wyjaśnienie szeregu otwartych kwestii dotyczących stanów superzdeformowanych: jak są obsadzone i jak się rozpadają, w których jądrami występują, jaka jest ich struktura jednocząstkowa, jakie są własności wzbudzeń kolektywnych (np. gigantycznych rezonansów) zbudowanych na tych stanach, jak silne są tam korelacje nadprzewodnikowe.

Można zadać pytanie: jak wielkie wartości momentu pędu można jeszcze osiągnąć w spektroskopii dyskretnej? Czy należy oczekiwać stanów o jeszcze wyższych spinach i bardziej egzotycznych deformacjach? Wydaje się, że tak, aczkolwiek jesteśmy już bardzo blisko granicy, w której zachodzi proces rozszczepienia jądra na dwa fragmenty (dla  $^{152}\text{Dy}$  przewiduje się, że granica ta wynosi ok.  $80 \hbar$ ). W tym niezbadanym jeszcze obszarze pośrednim oczekuje się wystąpienia struktur o kształtach typu 3:1, odpowiadającym deformacjom  $\beta_2 \approx 1,1$ . Oczekuje się jednak, że ze względu na ogromną konkurencję ze strony procesu rozszczepienia stany te są obsadzone w reakcji z tak małym natężeniem, że są praktycznie niewykrywalne nawet przy użyciu najbardziej wydajnych układów wielolicznikowych istniejących obecnie.

Zachowanie się jądra  $^{152}\text{Dy}$  wraz ze wzrostem momentu pędu przypomina w średnim ruchu obrotowy kropli makroskopowej (rozdz. 4). W stanie podstawowym jądro to jest prawie sferyczne. Następnie przybiera ono kształty spłaszczone i obraca się niekolektywnie wokół swojej osi symetrii. W obszarze wielkich spinów jądro przechodzi do kształtu bardzo wydłużonego, po czym rozpada się. Obecne dane doświadczone są jeszcze zbyt ubogie abyśmy mogli stwierdzić kiedy zachodzi przejście do konfiguracji superzdeformowanej (tzw. *super backbending*) — jądrowa niestabilność Jacobiego. Na uwagę zasługuje ogromna regularność obu kolektywnych struktur rotacyjnych w  $^{152}\text{Dy}$  w obszarze  $I > 30 \hbar$ . W stanach tych jądro obraca się jak makroskopowy rotor o stałym momencie bezwładności. Jest rzeczą zadziwiającą, że tak mikroskopowe układy kwantowe jakimi są jądra atomowe zachowują się tak klasycznie.

Odkrycie superdeformacji w  $^{152}\text{Dy}$  zostało w środowisku fizyków jądra atomowego wysokich spinów okrzyknięte wydarzeniem roku 1986. Nie umniejszając w żadnym stopniu

sukcesu doświadczalnego należy jednak stwierdzić, że jest to również ogromny sukces teorii, która przewidziała istnienie wysoko-spinowych struktur typu 2:1 już ponad 10 lat temu! Czy przewidywania teorii co do szczegółowych zagadnień poruszonych powyżej okażą się równie precyzyjne?

Autorzy pragnęliby podziękować J. D. Garrettowi za pożyteczne dyskusje.

#### Literatura

- [1] S. Cohen, F. Plasil, W. J. Świątecki, *Ann. Phys.* **82**, 557 (1974).
- [2] C. F. von Weizsäcker, *Z. Phys.* **96**, 431 (1935); H. A. Bethe, R. F. Bacher, *Rev. Mod. Phys.* **8**, 82 (1936).
- [3] N. Bohr, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939).
- [4] J. Rainwater, *Phys. Rev.* **79**, 432 (1950); A. Bohr, B. R. Mottelson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Selsk.* **27**.
- [5] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Struktura jądra atomowego*, t. 2, PWN 1984.
- [6] J. Dudek, Z. Szymański, T. Werner, *Phys. Rev.* **C23**, 920 (1981).
- [7] W. J. Świątecki, *Proc. 2nd Int. Conf. on nuclidic masses*, red. W. H. Johnson Jr., Springer, Vienna 1964, str. 58.
- [8] W. D. Myers, W. J. Świątecki, *Nucl. Phys.* **81**, 1 (1966); V. M. Strutinski, *Yad. Fiz.* **3**, 614 (1966); *Nucl. Phys.* **A122**, 1 (1968).
- [9] S. M. Polikanov, V. A. Druin, V. A. Karnaukhov, V. L. Mikheev, A. A. Pleve, N. K. Skobolev, V. G. Subotin, G. M. Ter-Akopian, V. A. Fomichev, *Zh. Exp. Teor. Fiz.* **42**, 1646 (1962).
- [10] V. Metag, G. Sletten, *Nucl. Phys.* **A282**, 77 (1977).
- [11] D. Habs, V. Metag, H. J. Specht, G. Ulfert, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 387 (1977).
- [12] G. Ulfert, V. Metag, D. Habs, H. J. Specht, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1596 (1979).
- [13] V. Metag, D. Habs, H. J. Specht, *Phys. Lett.* **C65**, 1 (1980).
- [14] H. J. Specht, J. Weber, E. Konecny, D. Heuneman, *Phys. Lett.* **B41**, 43 (1972).
- [15] P. Limkilde, G. Sletten, *Nucl. Phys.* **A199**, 504 (1973).
- [16] V. M. Strutinski, *Nucl. Phys.* **A95**, 420 (1967).
- [17] H. M. Rafailovich, E. Dafni, B. Schatz, S. Y. Zhu, K. Dybdal, S. Vajda, C. Alonso-Arias, G. D. Sprouse, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 982 (1982).
- [18] Z. Szymański, *Postępy Fizyki* **22**, 147 (1971).
- [19] J. Jastrzębski, *Postępy Fizyki* **23**, 561 (1972).
- [20] K. Pomorski, *Postępy Fizyki* **27**, 207 (1976).
- [21] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **31**, 345 (1980).
- [22] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Postępy Fizyki* **33**, 133 (1982).
- [23] S. Chandrasekhar, *Ellipsoidal Figures of Equilibrium*, Yale Univ. Press., New Haven, Conn. (1969).
- [24] J. D. Garrett, wykład wygłoszony podczas Int. School of Heavy Ion Physics, Erice, Włochy 1986; zob. także *Proc. Int. Conf. on Nuclear Shapes*, Kreta, Grecja 1987.
- [25] A. Bohr, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **26**, no. 14 (1952).
- [26] C. G. Andersson, S. E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S. G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Åberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, Z. Szymański, *Nucl. Phys.* **A268**, 205 (1976).
- [27] R. Bengtsson, S. E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S. G. Nilsson, S. Åberg, Z. Szymański, *Phys. Lett.* **B57**, 301 (1975).
- [28] K. Neergaard, V. V. Pashkevich, *Phys. Lett.* **59B**, 218 (1975).
- [29] D. R. Inglis, *Phys. Rev.* **96**, 1059 (1954); **97**, 701 (1955).
- [30] L. D. Landau, E. M. Lifszyc, *Krótki kurs fizyki teoretycznej*, t. 1, PWN 1976.
- [31] R. Chapman, J. C. Lisle, J. N. Mo, E. Paul, A. Simcock, J. C. Willmot, J. R. Leslie, H. G. Price, P. M. Walker, J. C. Bacelar, J. D. Garrett, G. B. Hagemann, B. Herskind, A. Holm, P. J. Nolan, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2265 (1983).

- [32] O. Bakander, C. Baktash, J. Borggreen, J. B. Jensen, K. Kownacki, J. Pedersen, G. Sletten, D. Ward, H. R. Andrews, O. Hausser, P. Skensved, P. Taras, *Nucl. Phys.* **A389**, 93 (1982).
- [33] G. Sletten, S. Bjørnholm, J. Borggreen, J. Pedersen, P. Chowdhury, H. Emling, D. Frekers, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, Y. H. Chung, M. Kortelahti, *Phys. Lett.* **B135**, 33 (1984).
- [34] C. G. Andersson, R. Bengtsson, T. Bengtsson, J. Krumlinde, G. Leander, K. Neergaard, P. Olanders, J. A. Pinston, I. Ragnarsson, Z. Szymański, S. Åberg, *Phys. Scr.* **24**, 266 (1981).
- [35] J. Dudek i W. Nazarewicz, *Phys. Rev.* **C31**, 298 (1985).
- [36] T. L. Khoo, R. K. Smither, B. Haas, O. Hausser, H. R. Andrews, D. Horn, D. Ward, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1027 (1978).
- [37] J. Styczeń, M. Nagai, M. Piiparinen, A. Ercan, P. Kleinheinz, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1752 (1983).
- [38] B. M. Nyakó, J. Simpson, P. J. Twin, D. Howe, P. D. Forsyth, J. F. Sharpey-Schafer, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2680 (1986).
- [39] H. J. Riezebos, A. Balanda, J. Dudek, J. van Klinken, W. Nazarewicz, Z. Sujkowski, M. A. J. de Voigt, *Phys. Lett.* **B183**, 277 (1987).
- [40] Y. Schutz, J. P. Vivien, F. A. Beck, T. Byrski, C. Gehringer, J. C. Merdinger, J. Dudek, W. Nazarewicz, Z. Szymański, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1534 (1982).
- [41] B. M. Nyakó, J. R. Cresswell, P. D. Forsyth, D. Howe, P. J. Nolan, M. A. Riley, J. F. Sharpey-Schafer, J. Simpson, N. J. Ward, P. J. Twin, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 507 (1984).
- [42] P. J. Twin, A. H. Nelson, B. M. Nyakó, D. Howe, H. W. Cranmer-Gordon, D. Elenkov, P. D. Forsyth, J. K. Jabber, J. F. Sharpey-Schafer, J. Simpson, G. Sletten, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1380 (1985).
- [43] P. O. Tjøm, R. M. Diamond, J. C. Bacelar, E. M. Beck, M. A. Delepanque, J. E. Draper, F. S. Stephens, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2405 (1985).
- [44] P. J. Twin, B. M. Nyakó, A. H. Nelson, J. Simpson, M. A. Bentley, H. W. Cranmer-Gordon, P. D. Forsyth, D. Howe, A. R. Mokhtar, J. D. Morrison, J. F. Sharpey-Schafer, G. Sletten, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 811 (1986).
- [45] M. A. Bentley, G. C. Ball, H. W. Cranmer-Gordon, P. D. Forsyth, D. Howe, A. R. Mokhtar, J. D. Morrison, J. F. Sharpey-Schafer, P. J. Twin, B. Fant, C. A. Kalfas, A. H. Nelson, J. Simpson, G. Sletten, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2141 (1987).
- [46] A. V. Ignatyuk, I. N. Mikhailov, L. H. Molina, R. G. Nazmitdinov, K. Pomorski, *Nucl. Phys.* **A346**, 191 (1980).
- [47] J. P. Vivien, A. Nourredine, F. A. Beck, T. Byrski, C. Gehringer, J. Haas, J. C. Merdinger, D. C. Radford, Y. Schutz, J. Dudek, W. Nazarewicz, *Phys. Rev.* **C33**, 2007 (1986).
- [48] W. Kühn, P. Chowdhury, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, F. Haas, J. Kasagi, R. M. Ronningen, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1858 (1983).
- [49] G. Hebbinghaus, T. Rząca-Urban, C. Senff, R. M. Lieder, W. Gast, A. Krämer-Flecken, H. Schnare, W. Urban, G. de Angelis, P. Kleinheinz, W. Starzcki, J. Styczeń, P. von Brentano, A. Dewald, J. Eberth, W. Lieberz, T. Mylaeus, A. v. d. Werth, H. Wolters, K. O. Zell, S. Heppner, H. Hubel, M. Murzel, H. Grawe, H. Kluge, preprint KFI Julich 1987.
- [50] B. Haas, P. Taras, S. Flibotte, F. Banville, J. Gascon, S. Cournoyer, S. Monaro, N. Nadon, D. Prévost, D. Thibault, J. K. Johansson, D. M. Tucker, J. C. Waddington, H. R. Andrews, G. C. Ball, D. Horn, D. C. Radford, D. Ward, C. St. Pierre, J. Dudek, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 503 (1988).
- [51] G.-E. Rathke, R. V. F. Janssens, H. W. Drigert, I. Ahmad, K. Beard, R. R. Chasman, U. Garg, M. Haas, T. L. Khoo, H.-J. Körner, W. C. Ma, S. Pilotte, P. Taras, F. L. H. Wolfs, *Phys. Rev. Lett.*, w druku.
- [52] A. J. Kirvan, G. C. Ball, P. J. Bishop, M. J. Godfrey, P. J. Nolan, D. J. Thornley, D. J. G. Love, A. H. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 467 (1987).
- [53] É. M. Beck, F. S. Stephens, J. C. Bacelar, M. A. Delclanque, R. M. Diamond, J. E. Draper, C. Duyar, R. J. McDonald, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2182 (1987).
- [54] H. G. Price, C. J. Lister, B. J. Varley, W. Gelletly, J. W. Olness, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1842 (1983).

*Michael Kasha*

Institute of Molecular Biophysics  
and Department of Chemistry  
Florida State University  
Tallahassee, Florida, USA

## **Pięćdziesiąt lat schematu poziomów Jabłońskiego \***

### **Fifty Years of the Jabłoński Diagram**

*Abstract:* A thematic comparison is made of ten theories of classical optics, based on electromagnetic and kinetic theory, and the translation of these theories into quantum mechanical language and format. These basic theories cover the range from primary photochemical laws (Grotthus-Draper Law; Einstein Photochemical Equivalence Principle), to empirical fluorescence laws (Stokes' Shift; Levshin's Law of Mirror Image Symmetry), to fundamental spectroscopic principles (Franck Principle; Jabłoński Diagram). Each of these theories is shown to have had a fundamental role in the development of the photochemistry and spectroscopy of polyatomic molecules, and each survives today in its contemporary Quantum Mechanical format.

#### **1. Prace badawcze Aleksandra Jabłońskiego**

Aleksander Jabłoński był jednym z pionierów fotofizyki molekularnej. Przyczynił się do zrozumienia kinetyki wzbudzenia cząsteczek barwników, polaryzacji i anizotropii ich luminescencji, wpływu oddziaływań rozpuszczalnika na wzbudzone cząsteczki oraz mechanizmów emisji. Jego prace, włączając w to również badania ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych, miały ogromny wpływ na pogłębienie wiedzy o optycznych i spektroskopowych własnościach układów cząsteczkowych; stały się one już klasycznymi w tej dziedzinie [1-5].

Wszechstronny przegląd prac Aleksandra Jabłońskiego w zakresie luminescencji molekularnej pojawia się w jego artykule [6] przedstawionym na Międzynarodowej Konferencji Fotoluminescencyjnej w Warszawie w maju 1936 r. (Pringsheim w słowie wstępnym nazwał ją pierwszą w świecie międzynarodową konferencją poświęconą tej tematyce). Lista uczestników konferencji zawierała szereg nazwisk, najwybitniejszych w owym czasie uczonych badających zjawiska spektroskopowe. Artykuł Jabłońskiego omawia strukturę wibracyjną przejść molekularnych, prawo Stokesa przesunięć fluorescencji, zwierciadlaną

---

\* Wykład wygłoszony na Międzynarodowym Sympozjum Luminescencji Molekularnej i Fotofizyki, które odbyło się w Toruniu w dniach 2-5 września 1986 r. Tekst angielski został opublikowany w *Acta Physica Polonica A71*, 661 (1987). Tłumaczenie polskie zamieszczamy za zgodą Autora i Redakcji *Acta Physica Polonica* (przyp. Red.).



symetrię widm absorpcji i fluorescencji, a w szczególności polaryzację przejść elektronowych w cząsteczce. Omówienie to dotyczy głównie właściwości cząsteczek barwników.

W owym artykule (przesłanym do Redakcji *Acta Physica Polonica* 15 marca 1936 r.), z nieznanych powodów nie są cytowane dwie, najbardziej przełomowe, a dziś już klasyczne prace z lat 1933-35 na temat schematu poziomów Jabłońskiego [1, 2]. Omawiany artykuł zawiera matematyczne streszczenie koncepcji Jabłońskiego z punktu widzenia mechaniki kwantowej. Nie pojawiają się tam jednak ani jego sławny schemat poziomów ani elegancka analiza kinetyki wzbudzenia. Być może wątpliwości dotyczące natury stanów elektronowych w cząsteczce, nurtujące fizyków owych czasów, wątpliwości, które utrzymywały się jeszcze dość długo, spowodowały, że Jabłoński uznał interpretację kwantową za przedwczesną. Prace z 1933 i 1935 r. na temat schematu poziomów Jabłońskiego będą omówione w pełnej perspektywie historycznej w ostatniej części niniejszego artykułu.

Badania Jabłońskiego wypełniają lukę między klasyczną optyką, opartą na teoriach kinetycznych i elektromagnetyzmie a współczesną spektroskopią opartą na zasadach wyrażonych w nowoczesnej formie przez mechanikę kwantową. Wydaje się stosownym omówienie roli koncepcji Jabłońskiego na tle rozwoju fotofizyki molekularnej na przykładzie dziesięciu zagadnień teorii fotochemii i spektroskopii, które wszystkie zostały później wyrażone w formalizmie mechaniki kwantowej.

## 2. Teorie spektroskopowe od optyki klasycznej do mechaniki kwantowej

W tej części zwięźle przedstawimy dziesięć zagadnień spektroskopii i fotochemii, które ukształtowały ogólną postać fotofizyki molekularnej jako oddzielnej dyscypliny naukowej. Zestawienie ich zawiera tabela, w której skrótowo podano oryginalną nazwę i treść każdego zagadnienia opartą na koncepcjach klasycznych i porównano je ze współczesną postacią wyrażoną za pomocą pojęć mechaniki kwantowej.

Wiele z tych koncepcji wyrażonych zostało jedynie w sposób werbalny, bez opisu matematycznego, a nawet bez opisu graficznego. Jednak treść ich okazała się tak podstawowa, że przetrwały one do czasów obecnych. Na przykład prawo Grotthusa-Drapera pozwoliło dokonać rozróżnienia między rozpraszaniem **spójnym a niespójnym**. Jakościowe obserwacje Stokesa pozwoliły na ustalenie pewnych reguł ilościowych. Prace Einsteina oparte na analizie kinetycznej równowagi promieniowania prowadziły do sformułowania podstawowych pojęć fotochemii, natężeń przejść, fizyki laserów oraz uutorowały drogę pojęciom elementów macierzowych operatorów w mechanice kwantowej.

Uderzającym przykładem wagi prostego sformułowania i jego przekształcenia się w silne narzędzie spektroskopii jest zasada Francka. Franck pisał w sposób bardzo rozwlekły, nie posługując się matematyką. Twierdził, że cząsteczkowy oscylator musi, tak jak wahadło, zatrzymać się w punkcie zwrotnym. Zatem najbardziej prawdopodobną chwilą do wykonania elektronowego przeskoku jest ta, gdy drgająca cząsteczka znajduje się w klasycznych punktach zwrotnych. Pomimo że w pracach Francka nie można się doszukać dobrego schematu, a dodatkowo opisy słowne są bardzo rozwlekłe, to jednak logika idei Francka jest jasna — przejścia elektronowe i ruch wibracyjny są separowalne.

Na tym etapie pojawia się Edward Condon, wówczas doktorant znający kwantowy

OPTYKA KLASYCZNA, KINETYKA	MECHANIKA KWANTOWA
<p><b>Fotochemiczne prawo Grotthusa Drapera</b></p>	<p><b>Elektronowe przejścia kwantowe</b></p>
<p>Przemiana fotochemiczna spowodowana jest absorpcją a nie rozpraszaniem czy załamaniem światła.</p>	<p>Specyficzne własności chemiczne każdego wzbudzonego stanu cząsteczki, konfiguracja orbitali.</p>
<p><b>Reguła przesunięć Stokesa</b></p>	<p><b>Powody przesunięcia pasm</b></p>
<p>Fluorescencja przesunięta w stronę niższych <math>\nu</math> niż absorpcja — przesunięcie stokesowskie. Emisja o wyższych <math>\nu</math> niż absorpcja — przesunięcie antystokesowskie.</p>	<p>Przesunięcie wynika z relaksacji dielektrycznej, wymiany protonu, zjawiska Ramana itd. Przesunięcie maksimów pasm wynikające z przesunięcia Francka-Conzona.</p>
<p><b>Zasada równoważności fotochemicznej Einsteina</b></p>	<p><b>Dwoistość wzbudzenia</b></p>
<p>Maksymalna wydajność kwantowa przemian fotochemicznych równa jest 1.</p>	<p>Przejścia międzysystemowe. Graniczna wydajność kwantowa przemian fotochemicznych mniejsza od jedności.</p>
<p><b>Prawdopodobieństwa przejść Einsteina</b></p>	<p><b>Kwantowo-mechaniczne prawdopodobieństwa przejść</b></p>
<p><math>A_{12}</math>, <math>B_{21}</math>, <math>B_{12}</math>, związki między szybkościami przejść dla absorpcji i emisji w warunkach równowagi termodynamicznej.</p>	<p>Elementy macierzowe operatorów przejścia dipolowego elektrycznego, polaryzowalności itd.</p>
<p><b>Szerokokątna interferencja Selenyiego</b></p>	<p><b>Kwantowo-mechaniczne prawdopodobieństwa przejść multipolowych</b></p>
<p>Mechanizm promieniowania elektromagnetycznego (dipolowe elektryczne, elektryczne kwadrupolowe, elektryczne kwadrupolowe, magnetyczne dipolowe, ...).</p>	<p>Elementy macierzowe operatorów multipolowych (dipola elektrycznego, kwadrupola elektrycznego, dipola magnetycznego, ...).</p>
<p><b>Rozszerzenie linii widmowych</b></p>	<p><b>Kwantowo-mechaniczny mechanizm poszerzenia linii widmowych</b></p>
<p>Rozszerzenie dopplerowskie.</p>	<p>Rozszerzenie związane z zasadą nieoznaczoności.</p>
<p><b>Reguła symetrii zwierciadlanej Lowszyna</b></p>	<p><b>Odwroćenie obwiedni Francka-Conzona</b></p>
<p>Odpowiedni związek między kształtem widm absorpcji i fluorescencji.</p>	<p>Zmiany częstości pasm oscylacyjnych odpowiadających tym samym czynnikom <math>F-C</math>.</p>
<p><b>Zasada Francka</b></p>	<p><b>Zasada Francka-Conzona</b></p>
<p>Skok elektronowy w punktach zwrotnych oscylacji. Widma liniowe i granica <i>continuum</i>.</p>	<p>Separowalność funkcji falowych (ruchów) elektronowych i jądrowych. Najbardziej prawdopodobne natężenie pasma wibracyjnego dla maksymalnego nałożenia się wibracyjnych funkcji własnych.</p>
<p><b>Efekt klatkowy Francka-Rabinowitcha</b></p>	<p><b>Teoria spektroskopowego efektu klatkowego</b></p>
<p>Nierównoważność (kinetyczna) zdarzeń i spotkań.</p>	<p>Separowalność w sensie Borna-Oppenheimera jądrowego ruchu klatki rozpuszczalnika oraz ruchu jąder cząsteczek rozpuszczonych.</p>
<p><b>Schemat poziomów Jabłońskiego</b></p>	<p><b>Schemat energetycznych poziomów elektronowych</b></p>
<p>Stan metatrwały w barwnikach. Przyczyna termicznie aktywowanej fosforescencji barwników.</p>	<p>Rozróżnienie układów poziomów singletowych, trypletowych, ... Rozszczepienie energetyczne singletów i trypletów.</p>

opis oscylatora harmonicznego, który przypadkowo dowiaduje się o pomysle Francka od jego studentki Herthy Sponer, przebywającej właśnie w Kaliforni. Wynikiem prac w tym zakresie jest eleganckie sformułowanie, w pełnym ujęciu kwantowym zasady znanej obecnie jako zasada Francka-Condona. Dzisiaj rozumiemy rolę nakładania się (u Condona „wewnętrznej dyfrakcji”) oscylacyjnych falowych funkcji własnych w typowych czynnikach Francka-Condona i wiemy, że prawdopodobieństwo znalezienia oscylatora w klasycznym punkcie zwrotnym staje się istotne dopiero dla bardzo dużych liczb kwantowych. Spektroskopista, który nie powtarza (głośno lub w myśli) dziesięć razy dziennie „zasada Francka-Condona”, nie myśli o spektroskopii. Czy można uważać za usprawiedliwioną, przyjętą przez Condona, separowalność elektronowo-wibracyjnej falowej funkcji własnej? Potwierdzili to parę lat później Born i Oppenheimer, którzy systematycznie przebadali znaczenie założonej separowalności. Tak oto z klasycznej, słownie sformułowanej, zasady Jamesa Francka wykształciła się jedna z najpotężniejszych kwantowych ilościowych zasad współczesnej spektroskopii.

Powróćmy teraz do okoliczności towarzyszących powstaniu schematu poziomów Jabłońskiego, sformułowaniu tego schematu i jego ewolucji do postaci, która obecnie jest ogólną podstawą współczesnych badań spektroskopowych i fotochemicznych<sup>1</sup>.

### 3. Schemat poziomów Jabłońskiego

Zdziwienie może budzić fakt, że rozwój spektroskopii molekularnej nie postępował równoległe do rozwoju spektroskopii atomowej, dyscypliny dobrze rozwiniętej zarówno pod względem doświadczalnym jak i teoretycznym jeszcze przed rokiem 1935. Istotnie, wprowadzone w spektroskopii atomowej diagramy Grotriana z 1928 r. [7-9] są podobne do tych, które są używane we współczesnej spektroskopii molekularnej (to właśnie Grotrian wprowadził pomysł rozdzielania w osobne kolumny na diagramach energetycznych stanów o różnej multipletowości). Jednakże wieloatomowe cząsteczki zachowują się odmiennie od atomów. Atomy o wszystkich możliwych liczbach atomowych  $Z$  były badane w stanie rozrzedzonej pary. Okazało się, że diagramy poziomów atomów o dużej liczbie atomowej  $Z$  bardzo przypominają diagramy molekularne [8, 9].

Niektórzy spośród najlepszych fizyków (E. Teller, J. Franck) i fotochemików (R. Livingston, E. Rabinowitch) byli w okresie 1930-1940 prawdziwie zaintrygowani zjawiskiem fosforescencji cząsteczkowej. Cząsteczkowa fosforescencja była jakościowo obserwowana przez Dewara w 1889 r. i Borisova w 1905 r. oraz w prowadzonych do 1911 roku rozległych badaniach J. Kowalskiego<sup>2</sup>. Badania te dotyczyły zawsze ciał stałych, najczęściej barwników wbudowanych w stałe matryce lub zaadsorbowanych na powierzchniach. Istniała więc tendencja do utożsamiania zjawiska fosforescencji tych „fosforów” ze zjawiskiem fosforescencji domieszkowanych fosforów nieorganicznych. I rzeczywiście nawet Jabłoński rozpoczyna swój artykuł z Konferencji z 1936 r. definicją, że „cząsteczki ota-

<sup>1</sup> Komentarz, stosowne schematy i literaturę do wszystkich zawartych w tabeli zasad autor opublikuje gdzie indziej.

<sup>2</sup> Chodzi tu o Józefa Wierusz-Kowalskiego (1866-1927), (przyp. Red.).

czającego ośrodka, w który wbudowywuje się cząsteczka barwnika tworzą razem z nią centrum barwnikowe”<sup>3</sup>. Taki właśnie pogląd, że czynnikami koniecznymi dla obserwacji fosforescencji są: sztywność środowiska, jak również zdolność fosforyzowania cząsteczek nie zawierających ciężkich (o dużych  $Z$ ) atomów, stanowił poważną przeszkodę intelektualną w uznaniu nisko leżących stanów metatrwałych za wewnętrzną cechę izolowanych cząsteczek organicznych<sup>4</sup>.

Sugestie o istnieniu metatrwałych stanów elektronowych jako własności samej cząsteczki, a nie struktury ciała stałego, w którym jest ona umieszczona, zostały wysunięte w latach 1931-32 w trakcie badań przeprowadzanych przez H. Kautsky’ego. Kautsky był znakomitym eksperymentatorem, który wykazał istnienie stanów metatrwałych barwników w roztworach ciekłych jako form pośrednich w procesach fotouczulenia [10]. Jego opisom nie towarzyszą ilościowe dane czy wykresy — spowodowało to, że ta część jego pracy nie przyciągnęła takiej uwagi współczesnych na jaką zasługiwała. Większość prac Kautsky’ego dotyczyła barwników zaadsorbowanych na żelach jako uczulacze<sup>5</sup>.

Wkrótce potem Aleksander Jabłoński przeanalizował doświadczenie Kautsky’ego dotyczące barwników adsorbowanych na powierzchni i w roku 1933 napisał znaną notatkę do *Nature*, w której przedstawił swój słynny schemat (rys. 1) dla cząsteczek barwników. W tym schemacie został wyraźnie wprowadzony poziom metatrwały  $M$  jako wewnętrzny stan elektronowy barwnika, z bardzo małym prawdopodobieństwem przejścia  $M \rightarrow N$ .

Objasniając własności wzbudzonych cząsteczek barwników, Jabłoński p.zyjął, że odległość stanów  $F$  i  $M$  jest na tyle mała, aby możliwa była termiczna aktywacja  $M \rightarrow F$ , co stanowiło drugą drogę depopulacji stanu  $M$ . Emisję, będącą wynikiem przejścia  $M \rightarrow F \rightarrow N$ , nazwał fosforescencją, a Lewis, Lipkin i Magel [11] zbadali to zjawisko ilościowo nazywając je „fosforescencją  $\alpha$ ” w temperaturze pokojowej (dla barwników rozpuszczonych w kwasie bornym lub w szkliwie glukozy); ci sami autorzy emisję związaną z przejściem  $M \rightarrow N$  nazwali „fosforescencją  $\beta$ ” (obecnie „fosforescencję  $\alpha$ ” przyjęto nazywać fluorescencją opóźnioną).

Pierwsze doniesienie Jabłońskiego [1] zawiera znamienne uwagę o możliwości zwiększenia prawdopodobieństwa przejścia  $N \rightarrow M$  „pod wpływem zakłócających pól”, pochodzących od otaczających cząsteczek rozpuszczalnika. Można to uznać za wczesną wizję zjawiska wpływu zewnętrznego ciężkiego atomu [12].

Artykuł w *Nature* [1] zawiera osobliwy błąd: „w roztworach, praktycznie wszystkie cząsteczki, które osiągnęły w jakikolwiek sposób poziom  $M$  będą wygaszone. Zatem pasmo absorpcji  $N \rightarrow M$  musi być całkowicie nieaktywne”. Wydaje się, że to stwierdzenie osłabia uprzednią tezę Jabłońskiego uznania stanu  $M$  za wewnętrzny elektronowy stan

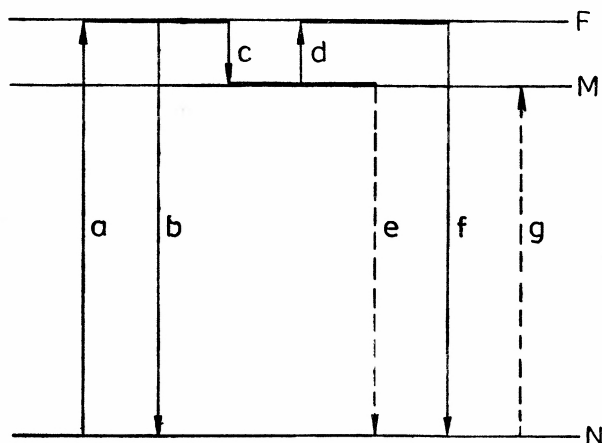
<sup>3</sup> W oryginale *Farbstoffzentrum* — jednak w tekstach polskich, co najmniej od 1935 r., Jabłoński używa terminu centrum luminezujące (przyp. tłum.).

<sup>4</sup> Na początku lat 30. rozróżniano dwa rodzaje układów fosforyzujących czyli fosforów. W pierwszym z nich, tzw. fosforach lennardowskich, centra fosforescencji powstają przez aktywację za pomocą domieszek. Obecnie takie układy noszą nazwę fosforów krystalicznych. Fosforami drugiego rodzaju nazywano roztwory stałe lub adsorbaty barwników, w których zdolność fosforyzowania przypisywano „dobrej izolacji cząsteczek barwnika od aktów wygaszających” (przyp. tłum.).

<sup>5</sup> Kautsky nie czynił rozróżnienia między obsadzeniem wewnętrznego stanu metatrwałego a obsadzeniem stanu metatrwałego wynikającego z dimeryzacji barwnika, por. [10] (przyp. autora).

cząsteczki. Dla takiego stanu, bowiem, prawdopodobieństwo przejścia  $M \leftrightarrow N$  określone jest tylko czynnikami wewnętrznymi. Miarą prawdopodobieństwa tego przejścia jest naturalny czas życia, a nie wydajność kwantowa emisji. A zatem, stan wygaszony przez jakikolwiek proces, jest nadal stanem, który może być wzbudzany i który istnieje bez względu na to, jak krótki byłby jego czas życia. Zatem absorpcja  $N \rightarrow M$  nie byłaby wygaszona, nawet gdyby emisja była wygaszona. Ten sam błąd popełniali kolejni autorzy <sup>6</sup>.

Po artykule z 1933 r. [1], w kolejnej pracy opublikowanej w 1935 r. w *Zeitschrift für Physik* [2], Jabłoński przedstawił ilościową analizę własności cząsteczek barwników wynikającą z zaproponowanego diagramu.



*Schemat Jabłońskiego*  
*Luminescencja cząsteczki barwnika*

Rys. 1. Najniższe poziomy energetyczne cząsteczki barwnika.  $N$  — poziom podstawowy (normalny — przyp. tłum.),  $F$  — poziom fluorescencyjny,  $M$  — poziom metatrwały. Przejścia  $a$  — absorpcja,  $b$  — fluorescencja,  $c$  — przejście na poziom metatrwały,  $d$  — wzbudzenie termiczne,  $e$  oraz  $df$  — fosforescencja,  $g$  — absorpcja o bardzo małym natężeniu

Wspomniany artykuł [2] wyróżnia się elegancją ze względu na logiczne przedstawienie i matematyczną analizę konsekwencji wynikających z zaproponowanego diagramu. Biorąc za punkt wyjścia proste równanie kinetyczne na depopulację cząsteczek znajdujących się w stanie  $M$ , używając tylko wewnątrzcząsteczkowych parametrów, wyprowadził: wzory na czas życia cząsteczek w stanie  $M$  w obecności i nieobecności termicznych wzbudzeń do stanu  $F$  (tj. w granicy niskiej temperatury), oraz wzór na kwantową wydajność fluorescencji  $F \rightarrow N$  i fosforescencji  $M \rightarrow N$ , jak również wyrażenie na wykładnicze gaśnięcie fosforescencji.

<sup>6</sup> W swojej pracy z roku 1934 (w j. polskim) Jabłoński pisze: „Mogą istnieć pasma absorpcji całkowicie «nieaktywne» — wydajność wzbudzenia fluorescencji w takich pasmach równa się zeru”, „O wpływie, oddziaływań międzycząsteczkowych na zjawiska absorpcji i emisji światła”, *Prace ZFD UW* No 136, Warszawa 1934, str. 39 (przyp. tłum.).

Kilka kluczowych cytatów z jego pracy przedstawia istotę rzeczy:

„Zakładamy, że w «energetycznie izolowanej» cząsteczce barwnika, która jest zdolna do fosforyzowania, musi istnieć co najmniej jeden poziom metatrwały.

„Przejścia pomiędzy stanem podstawowym  $N$  i metatrwałym  $M$  mogą zachodzić z tylko małym prawdopodobieństwem (jak np. dla wymuszonej emisji promieniowania dipolowego lub promieniowania kwadrupolowego)”.

„...a zatem poziom  $M$  jest głównie osiągnany drogą okrężną przez poziom  $F$  (ponieważ absorpcja  $N \rightarrow M$  jest niezwykle słaba)”.

Jabłoński powtarza błąd z artykułu [1] dotyczący wygaszania luminescencji pochodzącej ze stanu  $M$ , co omówiliśmy poprzednio.

Jabłoński nie pomyślał o wykorzystaniu koncepcji przejścia międzysystemowego jako wewnątrzcząsteczkowej właściwości, dzięki której, w zależności od cząsteczki, zmienia się wydajność obsadzenia stanu  $M$  [13]<sup>7</sup>.

Nawet w barwnikach wywołuje to zauważalny efekt — wystarczy np. porównać luminescencyjne właściwości anionowej formy fluoresceiny z właściwościami erytrozyny i różu bengalskiego. Zamiast tego Jabłoński pisze wyrażenie na wydajności kwantowe  $\eta_F \gg \eta_P$  (oparte na klasycznym prawie wygaszania i używa odpowiadającej temu wyrażeniu nierówności dla średnich czasów życia  $\tau_P \gg \tau_F$ ), co jest oczywiście rozumowaniem niesłusznym.

Niemniej, pomimo tych interesujących, ale niewielkich potknięć w jego artykule, które wszakże dostrzegamy i analizujemy 50 lat później (!), artykuły Jabłońskiego z lat 1933 i 1935 stanowią olbrzymi krok w przekształcaniu gromadzonych przez długi czas jakościowych obserwacji luminescencyjnych w początki ilościowej dyscypliny — fotofizyki molekularnej. Jabłoński odpowiednio też kończy swój artykuł „...dzięki tym rozważaniom zjawiska fotoluminescencji straciły nieco ze swego tajemniczego charakteru”.

#### 4. Problem krotkości — stan trypletowy

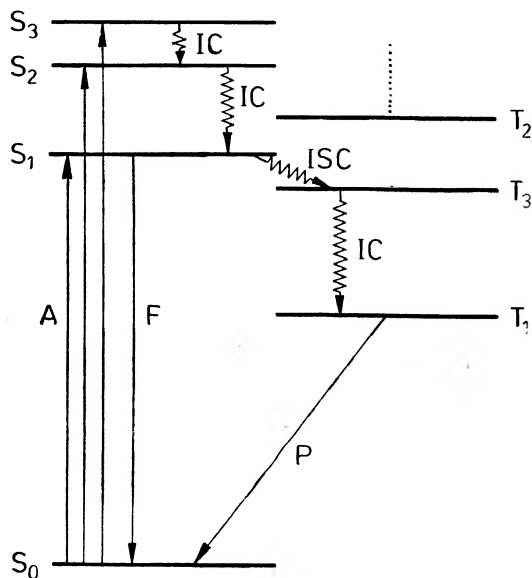
W schemacie poziomów Jabłońskiego z metatrwałego poziomu  $M$  możliwa była emisja „promieniowania kwadrupolowego lub wymuszonego (*forced*) promieniowania dipolowego”. Są to pojęcia pochodzące z klasycznej teorii elektromagnetyzmu. Nie możemy jednoznacznie dziś rozszyfrować, co rozumiał Jabłoński pod pojęciem wymuszonego promieniowania dipolowego, ponieważ wszystkie ewentualności wydają się niewłaściwe: nałożenie się fal prowadzące do pojawienia się składowej wzbronionej; przypadkowe zniesienie się elementów macierzowych elektrycznego przejścia dipolowego powodujące, że dozwolone przejście staje się wzbronione; emisja wymuszona ( $B_{21}I$ ) (wykluczona ze względu na wykładniczość gaśnięcia emisji spontanicznej); ewentualnie zaburzone magnetyczne przejście dipolowe. Jednak w sprawie wyższego rzędu multipolowości promieniowania (przejścia  $M \rightarrow N$ ) odpowiedź jest jednoznaczna — fosforescencja barwników

<sup>7</sup> Po raz pierwszy dane autora dotyczące przejść między układami były opublikowane, za zgodą autora przez D. S. McClure'a, patrz [21] tablica VI.

jest wynikiem *elektrycznego przejścia dipolowego*. Wykazali to w 1942 r. Weissman i Lipkin [14] w wyniku pięknie przeprowadzonego doświadczenia interferencji szerokokątnej na podstawie teorii Selenyi'ego. Dla fosforescencji kwasowej formy fluoresceiny w szklwie kwasu fosforowego, w temperaturze 95 K, o średnim czasie życia ok. 3 s, zaobserwowano obraz interferencyjny właściwy dla emisji dipola elektrycznego.

Przejdźmy teraz do uogólnienia schematu poziomów Jabłońskiego, uwypuklając wszystkie, wynikające z niego, konsekwencje kwantowo-mechaniczne. Lewis i Kasha w swojej pracy „Phosphorescence and the Triplet State” w 1944 r. [15] uczynili rozstrzygający krok [16] przypisując fosforescencję przejściu z najniższego stanu trypletowego do singletowego stanu podstawowego cząsteczki. Przeprowadzone przez nich badania spektroskopowe 89 cząsteczek dowiodły: a) powszechności zjawiska fosforescencji molekularnej, b) wewnątrzcząsteczkowej natury fosforescencji, c) niezależności zjawiska fosforescencji od środowiska, d) dużego rozrzutu średnich czasów fosforescencji (niezależnych od wydajności kwantowej dla sztywnych szkliw).

Lewis i Kasha skoncentrowali się na prostych cząsteczkach organicznych, unikając barwników ze względu na ich specyficzną energetykę. Rysunek 2 przedstawia ogólny diagram poziomów energetycznych cząsteczki wieloatomowej z zazwyczaj obserwowaną dużą przerwą  $S_1—T_1$  (oraz z grotrianowskim rozmieszczeniem stanów singletowych i trypletowych). Tak więc, specjalne warunki, z jakimi miał do czynienia Jabłoński w barwnikach, a mianowicie możliwość wzbudzenia termicznego  $M—F$ , tj.  $T_1—S_1$ , mogą nie



Schemat poziomów elektronowych  
Wzbudzenie cząsteczki wieloatomowej

Rys. 2. Ogólny schemat poziomów energii elektronowej cząsteczki wieloatomowej. Przejścia bezpromienne:  $IC$  — konwersja wewnętrzna,  $ISC$  — przejście międzysystemowe. Przejścia promienne:  $A$  — absorpcja,  $F$  — fluorescencja,  $P$  — fosforescencja. Zależność energetyczna:  $T_i < S_i$  dla każdej orbitalnej konfiguracji elektronowej

być ogólnie spełnione. Lewis i Kasha w swoim artykule z 1941 r. [11] przemianowali poziomy schematu Jabłońskiego dla kwasowej formy fluoresceiny na stany singletowe i trypletowe. Od pojawienia się ich artykułu z 1944 r., ogólny diagram stanów elektro- nowych prawdziwy dla każdej cząsteczki wieloatomowej przyjęto nazywać schematem poziomów Jabłońskiego.

W wyniku dalszych badań Lewis i Kasha opublikowali dwie następne prace: pierwszą z 1945 r. — *Phosphorescence in Fluid Media and the Reverse Process of Singlet — Triplet Absorption* [17], a drugą z 1949 r. o ilościowym wyznaczeniu momentu magnetycznego kwasowej formy fluoresceiny znajdującej się w stanie trypletowym [18]. Oba artykuły powinny były usunąć wątpliwości dotyczące trypletowego charakteru stanu metastabilnego.

Ujęcie kwantowe musiało opierać się teraz na istnieniu stanu trypletowego i wszystkie jakościowe i ilościowe konsekwencje tego faktu były dokładnie badane. Na podstawie kwantowej teorii oddziaływań spin-orbita pokazano w 1949 r., że istnieje zależność czasów życia stanu trypletowego od liczby atomowej  $Z$  [20], że zależność szybkości przejść międzysystemowych (przejść bezpromienistych  $S_1—T_1$ ) od liczby  $Z$  ma charakter powszechny [13, 21]; że rozpuszczalnikowy efekt ciężkich atomów może mieć widoczny wpływ na absorpcję  $S_0—T_1$  [12]; że płaskie (planarne) cząsteczki aromatyczne charakteryzujące się niewielkimi wartościami macierzowych elementów oddziaływania spin-orbita, mogą mieć niezwykle długie, sięgające sekund, naturalne czasy życia w stanie trypletowym [22] oraz że przy pomocy spektroskopii EPR można wykryć stany trypletowe w zorientowanych matrycach krystalicznych [23] i w szklkach [24].

Istniała jednak wyraźna niechęć do przyjmowania koncepcji stanu trypletowego [16]. Powszechnie wiadomo, że Jabłoński długo nie mógł zaakceptować faktu, że jego stan  $M$  jest stanem trypletowym. Jabłoński nie był w tym osamotniony, bo nawet w dziesięć lat po artykule Lewisa i Kashy z 1944 r. niedowierzanie było dość powszechne. Podejrzenia wzbudzała metoda matryc w szklkach, a idea przejść międzysystemowych [13] nie była jeszcze w pełni zrozumiała. Choć w artykule z 1945 r. Lewis i Kasha podkreślali możliwość obserwacji stanów trypletowych w ośrodkach ciekłych, to uniwersalność tej tezy oczekiwała silniejszego potwierdzenia.

Prace George Portera i współpracowników [26, 25] wprowadziły stan trypletowy do świata chemii jako realną właściwość chemiczną, której zarówno chemiczne, jak i spektroskopowe cechy mogą być badane. Nastanie fotolizy błyskowej i błyskowej spektroskopii — dzięki którym badanie form przejściowych o mikro- i nanosekundowych czasach życia stały się czynnością rutynową — znacznie wpłynęło na wykorzystanie w fotochemii informacji płynącej z pomiarów stanu trypletowego.

## 5. Wnioski

Schemat poziomów Jabłońskiego, przedstawiający kinetykę wzbudzenia oraz procesy fotoluminescencji cząsteczek barwników, przekształcił dużą ilość nagromadzonych, ale nieusystematyzowanych informacji w początki ścisłej dyscypliny naukowej — fotofizyki molekularnej. Chociaż niektóre makroskopowe, ilościowe prawa luminescencji powstały wcześniej, to schemat poziomów skierował uwagę na parametry wewnątrzcząsteczkowe i możliwość wyrażenia przez nie fizycznego zachowania układu makroskopowego.



Późniejsze uogólnienie schematu poziomów Jabłońskiego, powstałe w wyniku badań spektroskopowych wykorzystujących mechanikę kwantową, prowadzi do schematu molekularnych poziomów elektronowych dla cząsteczek wieloatomowych z układami stanów singletowych i trypletowych, z drogami przejść bezpromienistych, z systematyką orbitali molekularnych i mechanizmami relaksacji.

Na przykładzie schematu poziomów Jabłońskiego — analogicznie do pozostałych teorii, które ewoluowały od optyki klasycznej opartej na kinetyce i elektromagnetyzmie — pokazano przełomową rolę odpowiedniego ujęcia ilościowego, stanowiącego punkt wyjścia do pełniejszej interpretacji kwantowej.

Tłumaczył

*Andrzej Kowalczyk*

Instytut Fizyki UMK  
Toruń

#### Literatura

- [1] A. Jabłoński, *Nature* **131**, 839 (1933).
- [2] A. Jabłoński, *Z. Physik* **94**, 38 (1935).
- [3] A. Jabłoński, *Nature* **133**, 140 (1934).
- [4] A. Jabłoński, *Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. phys.* **8**, 259 (1960).
- [5] A. Jabłoński, *Phys. Rev.* **68**, 78 (1945).
- [6] A. Jabłoński, *Acta Phys. Pol.* **5**, 271 (1936).
- [7] W. Grotrian, *Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei, und drei Valenzelektronen*, Springer Verlag, Berlin 1928.
- [8] G. Herzberg, *Atomic Spectra and Atomic Structure*, Prentice-Hall, Inc., New York 1937, str. 77.
- [9] G. K. Rollefson, M. Burton, *Photochemistry and the Mechanism of Chemical Reactions*, Prentice-Hall, Inc., New York 1939, str. 15.
- [10] M. Kasha, H. R. Rawls, M. A. El-Bayoumi, *Pure and Applied Chem.* **11**, 371 (1965).
- [11] G. N. Lewis, D. Lipkin, T. T. Magel, *J. Am. Chem. Soc.* **63**, 3005 (1941).
- [12] M. Kasha, *J. Chem. Phys.* **20**, 71 (1952).
- [13] M. Kasha, *Faraday Soc. Discussion No. 9*, 14 (1950).
- [14] S. I. Weissman, D. Lipkin, *J. Am. Chem. Soc.* **64**, 1916 (1942).
- [15] G. N. Lewis, M. Kasha, *J. Am. Chem. Soc.* **66**, 2100 (1944).
- [16] M. Kasha, *J. Chem. Education* **61**, 204 (1984).
- [17] G. N. Lewis, M. Kasha, *J. Am. Chem. Soc.* **67**, 994 (1945).
- [18] G. N. Lewis, M. Calvin, M. Kasha, *J. Chem. Phys.* **17**, 804 (1949).
- [19] M. Kasha, *Chem. Rev.* **41**, 401 (1947).
- [20] D. S. McClure, *J. Chem. Phys.* **17**, 905 (1949).
- [21] M. Kasha, *Radiation Research, Supplement 2*, 243 (1960).
- [22] D. S. McClure, *J. Chem. Phys.* **20**, 682 (1952).
- [23] C. A. Hutchison, Jr., B. W. Mangum, *J. Chem. Phys.* **29**, 952 (1958).
- [24] J. A. von der Waals, M. S. de Groot, *Mol. Phys.* **2**, 333 (1959).
- [25] G. Porter, M. W. Windsor, *Disc. Faraday Doc.* **17**, 178 (1954); *Proc. Roy. Soc.* **A245**, 238 (1958).
- [26] G. Porter, F. W. Wright, *Trans. Faraday Soc.* **51**, 1205 (1955).

## R Ó Ź N E

*Andrzej Oleś*

Międzyresortowy Instytut Fizyki  
i Techniki Jądrowej  
Akademia Górniczo-Hutnicza  
Kraków

**Marian Mięśowicz — członek honorowy PTF \*****Marian Mięśowicz — Honorary Member of the Polish Physical Society**

Marian Mięśowicz ukończył studia fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim, uzyskując w 1930 r. dyplom magistra. W 1931 r. rozpoczął pracę w Akademii Górniczej. Pierwsze prace naukowe wykonywał pod kierunkiem prof. Konstantego Zakrzewskiego na Uniwersytecie Jagiellońskim. Dotyczyły one techniki wytwarzania mikrofal o długości fali do  $\lambda = 2$  cm. Fale te były niemal monochromatyczne, przy czym stosowane były falowody, co na owe czasy było zupełną nowością. Rezultaty pracy stały się przedmiotem rozprawy doktorskiej, którą Mięśowicz przedstawił w 1932 r.

Dalsze prace przedwojenne Mięśowicza związane były z zagadnieniem ciekłych kryształów. Początkowo badania prowadzone były pod kierunkiem prof. Mieczysława Jeżewskiego i dotyczyły eksperymentalnego ustalenia anizotropii przewodnictwa elektrycznego cieczy nematycznych. Na szczególną uwagę zasługują prace samodzielne, w których Mięśowicz zajął się efektem magnetokalorycznym oraz wpływem pola elektrycznego na ten efekt. Rezultaty opublikowane zostały w *Physikalische Zeitschrift* **36**, 107 (1935).

Pełne rozwiązanie zagadnienia lepkości cieczy anizotropowych podane zostało przez Mięśowicza dzięki badaniom wpływu pola magnetycznego na lepkość. Pomiary polegały na wyznaczeniu dekrementu zanikania bardzo powolnych wahań cienkiej płytki szklanej zanurzonej w badanej cieczy, przy obecności pola magnetycznego. Podał on oryginalną metodę pomiaru stosując nietypową geometrię eksperymentu. Dzięki temu odkrył poszukiwane uprzednio bez rezultatu przez innych autorów zjawisko anizotropii lepkości. Wyniki tych badań opublikowane były w *Nature* **136**, 261 (1935); *Bull. Acad. Pol. Sci. Ser. 4*, 228 (1936) oraz po przerwie wojennej w *Nature* **158**, 27 (1946). Stały się one również podstawą habilitacji, która odbyła się w 1939 r. w Akademii Górniczej.

---

\* Polskie Towarzystwo Fizyczne wybrało prof. Mariana Mięśowicza na swego członka honorowego we wrześniu 1987 r. na Walnym Zebraniu Delegatów podczas XXIX Zjazdu Fizyków Polskich w Łodzi (przyp. Red.).

Należy podkreślić, że prace Mięśowicza z dziedziny ciekłych kryształów były cytowane nie tylko ówczesnie (np. przez grupę fizyków radzieckich — *Acta Physicochimica USSR* 1938), lecz weszły na trwałe do literatury światowej. Na potwierdzenie ich nieprzemijającej wartości przytoczmy parę przykładów. W artykule przeglądowym o ciekłych kryształach w *Rev. Mod. Phys.* **11**, 659 (1974) podane są szczegóły eksperymentu Mięśowicza, a autorzy powołują się w wielu miejscach na jego wyniki. Prace Mięśowicza na temat ciekłych kryształów stały się tak klasyczne, że np. S. Bhattacharya i S. Letcher w *Phys. Rev. Lett.* **44**, 6 (1980) cytują parokrotnie dane Mięśowicza, lecz już w wykazie literatury nie dają odnośnika do tak szeroko znanych i powszechnie uznanych publikacji. Sięgnijmy jeszcze do monografii o ciekłych kryształach i znów z licznych cytujących prace Mięśowicza wymienimy jedynie kilku: P. G. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystal* (Clarendon Press, Oxford 1974), gdzie autor cytuje w wielu miejscach prace Mięśowicza, opisuje jego doświadczenia i podaje ich wyniki. Tam też został wprowadzony i powszechnie przyjęty w literaturze termin „Mięśowicz viscosity”; S. Chandrasekhar w *Liquid Crystals* (Univ. Press, Cambridge 1977) poświęca cały rozdział opisowi doświadczeń Mięśowicza. Podobnie W. M. De Jeu w *Physical Properties of Liquid Crystalline Materials* (New York 1980) wielokrotnie cytuje dane Mięśowicza. Dodajmy na zakończenie tej fascynującej historii, że w 1982 r., w 46 lat po swej publikacji prof. Mięśowicz został zaproszony do wygłoszenia inauguracyjnego, historycznego referatu na Międzynarodowej Konferencji Ciekłych Kryształów w Bangalore (Indie).

Sporo miejsca w tej charakterystyce prof. Mięśowicza poświęcono, może mniej znanej ze względu na odległość czasową, jego działalności naukowej z dziedziny ciekłych kryształów. Nie często się jednak zdarza, by prace sprzed 50 lat przeżywały taki renesans.

W czasie okupacji Mięśowicz nauczał fizyki na tajnych kompletach, a także był wykładowcą na Wydziale Lekarskim w okresie tajnej działalności UJ. Nie ustawał również w pracy naukowej, śledząc m. in. na podstawie z trudem zdobywanych czasopism naukowych postęp badań naukowych w najbardziej dynamicznie rozwijających się działach fizyki, robiąc plany nowej tematyki badawczej na okres powojenny. Przygotowywał już wówczas badania promieni kosmicznych.

Po wojnie, równocześnie z pracami nad uruchomieniem dydaktyki fizyki na AGH, Mięśowicz przystępuje natychmiast do pracy naukowej budując aparaturę do badania promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach (Wielińska 1948). Na specjalną uwagę zasługuje niezwykle trafny wybór problematyki. Była ona aktualna, a zarazem możliwa do realizacji w zniszczonym wojną kraju. Pełne wyjaśnienie tzw. efektu Bernothyego, dotyczącego słabo jonizującej składowej promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach, zostało podane w pracy opublikowanej wspólnie z L. Jurkiewiczem i J. Massalskim w *Phys. Rev.* w 1950 r. Rezultaty tej pracy były szeroko cytowane i zostały powszechnie zaakceptowane.

W 1946 r. Mięśowicz został mianowany profesorem nadzwyczajnym, a w 1948 r. zwyczajnym Akademii Górniczo-Hutniczej. W związku z badaniami promieniowania kosmicznego, opracował konstrukcję dużych, metalowych liczników Geigera-Müllera. Stały się one następnie niejako pomostem łączącym prace o charakterze podstawowym z badaniami o praktycznym znaczeniu. I tak, wielką zasługą prof. Mięśowicza jest zainicjowanie w Polsce badań z zakresu zastosowań fizyki jądrowej w technice. Skonstruował

on wspólnie z A. Mikuckim pierwszą sondę do profilowania naturalnej promieniotwórczości  $\gamma$  w otworach wiertniczych, a następnie przy współpracy Instytutu Naftowego wykonał pierwsze profilowanie odwiertów. Ukierunkowane przez Mięśowicza prace, podjęte przez jego uczniów, szeroko się rozwinęły dostarczając ważnych dla gospodarki narodowej danych.

Równoległe do prac o aspekcie praktycznym Mięśowicz inicjuje i przeprowadza badania nad oddziaływaniem elektromagnetycznym cząstek wysokich energii metodą emulsji jądrowych. Materiał do tych badań uzyskiwano w lotach balonowych organizowanych przy współpracy międzynarodowej. W pracach tych po raz pierwszy zostało doświadczalnie stwierdzone istnienie tzw. efektu Czudakowa, tzn. zmniejszenia jonizacji skrajnie wysokoenergetycznych par elektronowych na początku ich drogi. Wykazano eksperymentalnie wpływ koherencji na proces wypromieniowania (*Bremsstrahlung*). Tych zagadnień dotyczą publikacje z lat 1954-58.

Wreszcie dochodzimy do okresu wieloletnich badań zespołowych nad oddziaływaniami cząstek o skrajnie wysokich energiach. Okres ten, poczynając już od 1958 r., krystalizuje w opinii światowej pojęcie tzw. grupy krakowskiej. Już wtedy Mięśowicz organizuje Zakład Fizyki Wysokich Energii Instytutu Badań Jądrowych, działający obecnie jako Zakład V Instytutu Fizyki Jądrowej. Wtedy też rozpoczął się okres znakomitej współpracy z fizykami teoretycznymi z Uniwersytetu Jagiellońskiego. Od analizy kaskad elektronowo-fotonowych przesuwają się zainteresowanie Profesora na badania produkcji cząstek w zderzeniach z nukleonami i jądrami. Stwierdzenie występowania w pękach grup cząstek skorelowanych doprowadziło do modelu *fire-balls*, który odegrał istotną rolę w dalszym rozwoju zagadnienia. Koncepcja ta pozwoliła przy użyciu małej liczby parametrów opisać wielką liczbę wytwarzanych cząstek. W monografiach na temat oddziaływań cząstek wysokich energii poczesne miejsce zajmują rezultaty „Cracow group” (patrz np. *Kyoto Cosmic Ray Conference* 1962; *Izv. Akademi Nauk SSSR* 33, No 9, 1969; S. Hayakawa *Cosmic Ray Physics* 1969; *Phys. Reports* 1972-80).

Wyrazem uznania dla autorytetu naukowego M. Mięśowicza w dziedzinie fizyki jądrowej jest fakt powierzenia mu w 1960 r. przewodnictwa polskiej delegacji na międzynarodową konferencję ekspertów w Genewie poświęconą zdalnemu wykrywaniu eksplozji jądrowych.

Narzędziem badania wielorodnej produkcji i własności cząstek elementarnych stały się uruchamiane kolejno w USA, ZSRR i Europie zachodniej akceleratory protonów nowej generacji przyspieszające protony do energii (10-30) GeV. Mięśowicz dostrzegł możliwość uczestniczenia polskich fizyków w eksperymentach przy tych akceleratorach. Zdjęcia z komór pęcherzykowych były analizowane na miejscu w Krakowie. Pozycja i autorytet Profesora w międzynarodowej czołówce badaczy cząstek elementarnych, osiągnięte dzięki wynikom otrzymanym m. in. metodą emulsji jądrowych przy użyciu promieniowania kosmicznego jako źródła cząstek pierwotnych, umożliwiły powstanie krakowskiej grupy pęcherzykowej, która do tej pory kontynuuje badania. Składają się na nią pracownicy Instytutu Fizyki Jądrowej oraz Międzyresortowego Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej AGH. Badania tego zespołu skoncentrowały się na procesach wielociałowych. Do głównych osiągnięć tej grupy należy zaliczyć odkrycie silnych korelacji ładunkowych pomiędzy mezonami  $\pi$  jednakowego ładunku w oddziaływaniach  $\pi$  — proton, wyznaczenie procesu

podwójnego rozpraszania w oddziaływaniach mezonów  $\pi$  z jądrami deuteru, stwierdzenie analogii między oddziaływaniami hadronów i leptonów, co przyczyniło się do rozwoju modeli procesów hadronizacji, oraz otrzymanie pionierskich wyników doświadczalnych w oddziaływaniach z jądrami, umożliwiającymi badania czasoprzestrzennej charakterystyki rozwoju procesu hadronizacji.

Z końcem lat sześćdziesiątych stało się oczywiste, że elektroniczne techniki detekcji cząstek, w szczególności wielodrutowe komory jonizacyjne, będą stanowić o przyszłości fizyki wysokich energii. Mięśowicz dostrzegając tę możliwość bardzo intensywnie poparł sprawę utworzenia nowej pracowni Zakładu V IFJ, która specjalizowałaby się w tej właśnie technice doświadczalnej. Należy podkreślić, że utworzenie w 1972 Pracowni Detektorów Bezfilmowych było w warunkach polskich posunięciem bardzo nowatorskim i dokonaniem częściowo wbrew opinii środowiska, które nie bardzo wierzyło w możliwość konstruowania u nas aparatury o tym stopniu zaawansowania technologicznego. Obawy okazały się płonne. W ciągu czternastu lat swego istnienia Pracownia uczestniczyła w siedmiu eksperymentach przy akceleratorach w DESY i w CERN-ie, wykonując dla nich liczącą się część aparatury w postaci komór drutowych rozmaitych typów.

Podsumowując charakterystykę działalności naukowej prof. Mięśowicza należy podkreślić: nieprzemijającą wartość jego prac naukowych (np. prace nad ciekłymi kryształami); wielką intuicję naukową, której wyrazem było stawianie ważnych i aktualnych (a możliwych do realizacji w warunkach lokalnych) problemów; zainicjowanie w Polsce prac technicznych z fizyki jądrowej; stworzenie powszechnie uznanej krakowskiej szkoły fizyki cząstek wysokich energii.

Charakterystyczną cechą działalności prof. Mięśowicza jest ścisłe przestrzeganie zasad etyki uczonego. Będąc nawet inicjatorem danej tematyki, lecz nie biorąc aktywnego udziału w pracy, nie zgadza się na formalny udział w publikacji. Godne podziwu jest jego głębokie zainteresowanie wszystkimi pracami prowadzonymi w kierowanych przez niego zespołach, aktywny udział w seminariach zarówno dotyczących prac podstawowych, jak też i szerokiego zakresu zastosowań oraz rozeznanie aktualnych tendencji rozwoju fizyki.

Naturalnym wynikiem twórczej pracy Mięśowicza było gromadzenie się wokół niego zespołów badawczych. I tak powstaje w Krakowie międzyinstytutowy zespół (AGH, UJ, IFJ) fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych. Zapoczątkowane przez Mięśowicza prace z technicznej fizyki jądrowej zostały podjęte przez grupy jego młodych współpracowników. Formalnym udokumentowaniem tego stanu rzeczy było utworzenie przez niego Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej AGH w r. 1962. W Instytucie tym zainicjowane przez Mięśowicza zastosowania technicznej fizyki jądrowej, związane z głównymi kierunkami badawczymi Uczelni, znalazły bardzo dobre warunki rozwoju. Powstaje grupa zastosowań techniki jądrowej w górnictwie. Zostaje opracowana m. in. metoda kompleksowych radiometrycznych profilowań kierunkowych odwiertów o małych rozmiarach, która zostaje użyta do dokumentacji zasobów soli potasowych podczas rozpoznawania górnictwa w latach 1955-60 wysadu solnego w Kłodawie. Inicjowane są prace nad hydrotransportem, badaniem ruchu wód podziemnych i powierzchniowych metodą wskaźników promieniotwórczych, a także ekspresowymi analizami rud i minerałów metodami radiometrycznymi. Dynamicznie rozwija się też geofizyka jądrowa, a zespół prof. M. Mięśowicza i prof. L. Jurkiewicza w r. 1962 organizuje w ramach Uczelni



Marian Mięśowicz

I Międzynarodową Konferencję Geofizyki Jądrowej. Powstaje silny zespół fizyki ciała stałego korzystający głównie z metody dyfrakcji neutronów. W r. 1960 powstaje przy IFTJ pierwsze w Polsce Studium Techniki Izotopów Promieniotwórczych, zaś od r. 1966 Sekcja Technicznej Fizyki Jądrowej, przygotowująca m. in. kadry dla przyszłej polskiej energetyki jądrowej. W IFTJ AGH powstają w związku z tym dalsze zespoły, m. in. grupa inżynierii komputerowej i Zakład Izotopów Naturalnych inicjujący prace z dziedziny ochrony środowiska. Na uwagę zasługują także opracowania aparaturowe o najwyższych parametrach światowych, powstałe w zespołach kierowanych przez Mięśowicza, m. in. liczniki proporcjonalne promieniowania jonizującego, komory iskrowe, detektory radiojonizacyjne dla chromatografii cyfrowej i spektrometry odwiertowe. Profesor Mięśowicz jest także głównym inicjatorem utworzonego w Krakowie i działającego dotychczas środowiskowego centrum obliczeniowego.

Profesor Marian Mięśowicz wychował liczną kadrę pracowników naukowych. Był dotychczas promotorem kilkudziesięciu prac doktorskich, ok. 30 jego wychowanków habilitowało się i kilkunastu ma już tytuł profesora. Było to możliwe przy szeroko rozwiniętej współpracy międzynarodowej. Mięśowicz jest członkiem rzeczywistym PAN, a w latach 1970-77 pełnił funkcję jej wiceprezesa.

W r. 1974 Uniwersytet Jagielloński, a następnie w 1977 r. Akademia Górniczo-Hutnicza jak również w 1987 r. Uniwersytet Warszawski w uznaniu jego dorobku naukowego, a także za rozślawianie nauki polskiej poza granicami kraju, przyznały mu tytuły doktora *honoris causa*.

Profesor Mięśowicz jest aktywnym członkiem PTF od blisko 60 laty. Przy jego współdziałaniu zostały wskrzeszone po wojnie cotygodniowe krakowskie konwersatoria fizyczne. Był i pozostaje po dzień dzisiejszy stałym uczestnikiem tych konwersatoriów, uatrakcyjniając je wielokrotnie swoimi świetnymi referatami. Przez wiele lat, będąc członkiem Zarządu Oddziału Krakowskiego PTF, wspierał go swoim autorytetem i radami. Był on zawsze niezawodnym i czynnym uczestnikiem Zjazdów Fizyków Polskich. W uznaniu wybitnych osiągnięć został przez PTF wyróżniony w 1970 r. Medalem Mariana Smoluchowskiego.

Jak zwykle aktywny, śledzi w ostatnich latach z wielkim zainteresowaniem rozwój najbardziej dzisiaj podstawowych problemów fizyki, dotyczących struktury materii i oddziaływań. Szczególnie interesują go zagadnienia unifikacji oddziaływań cząstek i związane z tym zagadnienia kosmologii.

*Józef Hurwic*

Laboratoire de Diélectrochimie  
 Université de Provence  
 Marseille, Francja

## Francuskie Towarzystwo Fizyczne French Physical Society

*Abstract:* A short account is given of the activities and aims of the French Physical Society.

Francuskie Towarzystwo Fizyczne (*Société française de Physique — SFP*) zostało założone w 1873 r. Celem Towarzystwa jest popieranie rozwoju i rozpowszechnianie fizyki we Francji. W 1881 r. uznane ono zostało za stowarzyszenie użyteczności publicznej. Pierwszym prezesem był Armand Fizeau. Na liście późniejszych prezesów znajdujemy nazwiska tak wybitnych fizyków francuskich, jak: Edmond Becquerel, Henri Becquerel, Henri Poincaré, Jacques d'Arsonval, Henry Le Chatelier, Marcel Brillouin, Paul Langevin, Jean Perrin, Aimé Cotton, Maurice de Broglie. Wśród powojennych prezesów byli: Fryderyk Joliot-Curie, Louis de Broglie, Alfred Kastler, Louis Leprince-Ringuet, Louis Néel. Kadencja zarządu jest jednoroczna. W 1986 r. prezesem był Pierre Aigrain, w 1987 — Guy Laval; sekretarzem generalnym — pani Madeleine Veyssié. Siedzibą Towarzystwa jest Paryż. Biuro zarządu głównego mieści się w obszernym, wynajętym lokalu, nie związanym z żadnym ośrodkiem naukowym (33, rue Croulebarbe, 75013 Paris). Oddziały prowincjonalne, w liczbie 18, są, jak w Polsce, związane lokalowo z miejscowymi instytucjami naukowymi.

Francuskie Towarzystwo Fizyczne jest niezależne od władz państwowych. Jego działalność, jak i analogicznych stowarzyszeń w innych krajach, sprowadza się do organizowania spotkań naukowych, akcji odczytowej, wystawowej, wydawniczej oraz przyznawania nagród. Liczba członków indywidualnych wynosi obecnie ok. 2500. Do Towarzystwa należą ponadto, jako członkowie zbiorowi, niektóre pracownie badawcze i placówki przemysłowe. Głównym źródłem dochodów są składki członkowskie. W spisie członków honorowych, wśród najślawniejszych fizyków świata, znajdujemy również nazwiska Polaków: poza Marią Skłodowską-Curie (powołaną w 1904 r.) Czesława Białobrzieskiego (1925 r.) i Stefana Pieńkowskiego (1947 r.).

Oprócz wspomnianych wyżej oddziałów lokalnych SFP, ma 3 komisje: wydawniczą, szkoleniową i nauczania oraz 9 wydziałów (*divisions*) o różnym zakresie merytorycznym: historia nauki, astrofizyka, fizyka atomowa i cząsteczkowa oraz optyka, fizyka materii skondensowanej (półprzewodniki i izolatory, magnetyzm, niskie temperatury, polimery, powierzchnie, ciała bezpostaciowe i ciecze), fizyka środowiska naturalnego, fizyka jądrowa, fizyka cząstek, fizyka plazmy, fizyka i przemysł. Towarzystwo przyznaje liczne nagrody ufundowane przez różne instytucje lub osoby prywatne. Wymieńmy niektóre: nagroda



im. Fernanda Holwecka dla podtrzymywania przyjaźni między fizykami angielskimi i francuskimi, przyznawana na przemian w jednym roku fizykowi francuskiemu przez The Institute of Physics, a w następnym fizykowi angielskiemu przez SFP; nagroda im. Aimé Cottona za prace z optyki, nagroda im. Paula Langevina za prace teoretyczne; nagroda im. Joliot-Curie za prace z fizyki jądrowej lub fizyki cząstek elementarnych; nagroda im. Léona Foucaulta za prace z fizyki stosowanej; nagroda im. Jeana Perrina za popularyzację nauki. Są również nagrody za prace dyplomowe i doktorskie. Ostatnio SFP wraz z Deutsche Physikalische Gesellschaft ufundowało wspólną nagrodę im. Gentnera i Kastlera.

Francuskie Towarzystwo Fizyczne wydaje kwartalnik przeglądowo-informacyjny *Bulletin de la Société française de Physique*, zbliżony swym charakterem do *Postępów Fizyki*; artykuły są jednak na ogół krótsze, a ponadto zawiera on wiele informacji organizacyjnych oraz o przyszłych imprezach naukowych. Towarzystwo nie wydaje natomiast bezpośrednio czasopism publikujących prace oryginalne, lecz poprzez swoich członków zasiadających w komitetach redakcyjnych ma wpływ na redagowanie prac. Czasopisma te to *Journal de Physique* (12 zeszytów rocznie), *Journal de Physique — Lettres* (24 numery rocznie) (jak wiadomo to czasopismo i czasopismo Włoskiego Towarzystwa Fizycznego *Lettere al Nuovo Cimento* zostały zastąpione wydawanym pod egidą EPS *Europhysics Letters*), *Revue de Physique Appliquée* (12 numerów rocznie), *Annales de Physique* i *Colloques* — wydawnictwo nieregularne, publikujące materiały ze zjazdów krajowych i międzynarodowych. Wydawcą wymienionych publikacji jest firma prywatna „Les Editions de Physique”. Niezależnie od tego Fundacja im. Louis de Broglie’a wydaje kwartalnik *Annales de la Fondation Louis de Broglie* ogłaszający prace z fizyki teoretycznej, a zwłaszcza z mechaniki kwantowej.

Towarzystwo zabiera głos we wszystkich sprawach dotyczących rozwoju fizyki i jej nauczania we Francji.

Towarzystwo, jak już wspomnieliśmy, organizuje liczne zjazdy połączone z kolokwiami na wybrane tematy oraz wystawy poświęcone nowościom w dziedzinie aparatury lub nowym doświadczeniom, zebrania dyskusyjne, odczyty na tematy szczególnie aktualne itp. Aby lepiej zorientować się w charakterze tych imprez, podajmy kilka informacji o ostatnim zjeździe, który odbył się w dniach 6-10 lipca 1987 r. w Strasburgu. Oto kilka tematów zreferowanych na posiedzeniach plenarnych: „Kwantowy efekt Halla”, „Kometa Halleya: bilans obserwacji z Ziemi i w przestrzeni pozaziemskiej”, „Bardzo ciężkie jony wodorowi helopodobne; klasyczne i ultrarelatywistyczne granice atomu”. Jeden z odczytów plenarnych poświęcony był związkowi między przemysłem i badaniami w zakresie fizyki. Wśród kolokwii specjalnych towarzyszących zjazdowi wymienimy dla przykładu następujące: „Od materii międzygwiazdowej do materii biologicznej” (zorganizowane wspólnie z Towarzystwem Biochemicznym), „Szybkie zjawiska optyczne” (zorganizowane wraz z Towarzystwem Optyki), „Kwarki, gluony i fizyka jąder”, „Dydaktyka fizyki”.

Zauważmy, że niezależnie od SFP istnieje we Francji L’Union des Physiciens, zrzeszająca nauczycieli fizyki i chemii w liceach, wydająca znakomite czasopismo *Bulletin de l’Union des Physiciens*.

Dodajmy wreszcie, iż Francuskie Towarzystwo Fizyczne jest członkiem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

## NOWOŚCI NAUKOWE

Kazimierz Rzażewski

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN  
Warszawa

## Skoki kwantowe \*

## Quantum Jumps

*Abstract:* We discuss recent quantum optical experiments on single ions in an electromagnetic trap. These experiments provide a direct evidence of quantum jumps between the energy levels of a single quantum system. We stress relevance of these experiments for a discussion of foundations of quantum mechanics.

Pojęcie skoków kwantowych jest tak stare jak sama mechanika kwantowa. Pojawiło się ono zapewne po raz pierwszy w 1913 r. w związku ze sformułowaniem przez Nielsa Bohra [1] nowego modelu atomu, zwanego dzisiaj starszą teorią kwantów. Wedle tego modelu, elektron w atomie może się poruszać po ściśle określonych orbitach, którym odpowiada zbiór dyskretnych poziomów energetycznych. Zjawiska emisji i absorpcji światła odbywają się w sposób nieciągły, skwantowany. Procesowi wysłania fotonu towarzyszy przeskok elektronu z jednego poziomu energetycznego na inny. Model nie wypowiada się na temat czasu przeskoku i należy rozumieć, że przeskok ten jest natychmiastowy. Zachodzi przy tym słynny związek między energiami poziomów energetycznych  $E_i$  i  $E_j$  oraz częstotścią emitowanego fotonu  $\omega$ :  $E_i - E_j = \hbar\omega$ . Oczywiście  $\hbar$  oznacza tu stałą Plancka.

Kilkanaście lat później Schrödinger odkrył swoje słynne równanie. Jest to równanie różniczkowe i odpowiednie twierdzenia matematyczne zapewniają, że jego rozwiązania zmieniają się w czasie w sposób ciągły. Wyobraźmy sobie, że zastosujemy nową teorię kwantów do zagadnienia emisji spontanicznej atomu. Oznaczmy przez  $|i\rangle$  i  $|j\rangle$  stany atomu biorące udział w procesie. Niech  $|0\rangle$  oznacza stan próżni pola elektromagnetycznego, a  $|k, \mu\rangle$  stan jednofotonowy pola z fotonem o wektorze falowym  $\mathbf{k}$  oraz polaryzacji  $\mu$ . Rozwiązanie  $|\Phi(t)\rangle$  zależnego od czasu równania Schrödingera ma postać:

$$|\Phi(t)\rangle = f(t)|i\rangle|0\rangle + \sum_{\mu=1}^2 \int d^3k g(\mathbf{k}, \mu, t) |j\rangle |\mathbf{k}, \mu\rangle, \quad (1)$$

gdzie  $f(t)$  i  $g(\mathbf{k}, \mu, t)$  są gładkimi funkcjami czasu. Nie ma tu ani śladu skoków. Funkcja  $P(t) = |f(t)|^2$  ma z dobrym przybliżeniem kształt wykładniczy:  $P(t) = e^{-t/\tau}$ , a stała czasowa  $\tau$  jest czasem życia poziomu  $|i\rangle$ . Wzór (1) wydaje się opisywać raczej przepływ niż skok. Sam Schrödinger pod wpływem własnych odkryć negował realność kwantowych

\* Wykład wygłoszony na Sympozjum Fizyki Laserowej Warszawa—Berlin, w Zeuten, w marcu 1987 r.

skoków. My jednak wiemy, że uznawana powszechnie probabilistyczna interpretacja mechaniki kwantowej godzi ciągłość rozwiązań równania Schrödingera z przeskokami kwantowymi. Wedle tej interpretacji, funkcja  $P(t)$  opisuje *prawdopodobieństwo* tego, że *pomiar* stanu atomu dokonany w chwili  $t$  wykaże, iż znajduje się on w stanie  $|j\rangle$ .

Pojawiły się tu dwa kluczowe dla naszej dyskusji pojęcia: *prawdopodobieństwo* i *pomiar*. Jeśli mówimy o prawdopodobieństwie, to sprawdzenie przewidywań takiej teorii wymaga dokonywania pomiarów na zespołach atomów. Rzeczywiście, okazuje się że wzbudzone układy kwantowe rozpadają się w sposób wykładniczy, to znaczy liczba atomów, które nie wypromieniowały fotonu do chwili  $t$  maleje wykładniczo.

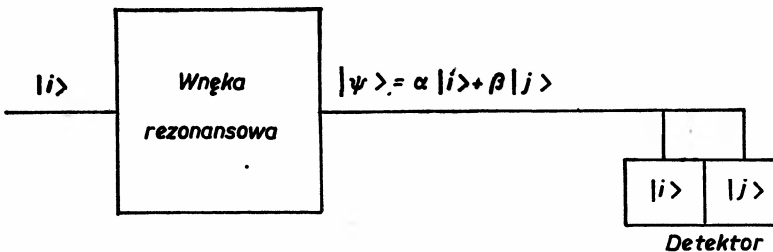
Wyobraźmy sobie teraz, że mamy do czynienia z pojedynczym, wyizolowanym atomem. Co mechanika kwantowa może powiedzieć o jego ewolucji? Przez wiele lat pytanie takie miało akademicki charakter. Coraz częściej jednak rozwój technik doświadczalnych umożliwia nam dokonywanie doświadczeń z udziałem pojedynczych układów kwantowych.

Aby lepiej zrozumieć trudności pojęciowe, związane z zagadnieniem pomiaru oraz redukcji paczki falowej, szczególnie w przypadku jednej cząstki, opiszemy tu pewien zupełnie realistyczny przykład:

Od kilku lat prowadzone są doświadczenia z pojedynczymi atomami w wysoko wzbudzonych stanach energetycznych. Takie atomy noszą nazwę atomów rydbergowskich [2].

W procesie selektywnego wzbudzenia światłem laserowym potrafimy przygotować atomy rydbergowskie w ściśle określonym stanie wzbudzonym, który oznaczmy  $|i\rangle$ . Takie atomy wpadają następnie do wnęki rezonansowej dostrojonej w ten sposób, że jeden z modów wnęki ma energię pojedynczych wzbudzeń, taką jak odstęp energetyczny pomiędzy poziomem  $|i\rangle$  a pewnym innym poziomem rydbergowskim  $|j\rangle$ . Upraszczając nieco sprawę (zwykle wytwarza się stan mieszany, a nie czysta superpozycja), w wyniku rezonansowego oddziaływania z modelem wnęki stan końcowy atomów z niej wylatujących opisać można funkcją falową  $|\Psi\rangle = \alpha|i\rangle + \beta|j\rangle$ .

Po opuszczeniu wnęki dokonujemy pomiaru końcowego stanu atomu. Służy do tego zwykle metoda jonizacji polowej. Atomy wpadają w jednorodne, rosnące w czasie pole elektryczne i ulegają jonizacji. Ponieważ potencjał jonizacji dla stanu  $|i\rangle$  jest inny niż dla stanu  $|j\rangle$ , detektor cząstek naładowanych pozwala oddzielnie rejestrować atomy w stanie  $|i\rangle$ , a oddzielnie w stanie  $|j\rangle$ . Jest jasne, że po przejściu przez układ wielu atomów, zarejestrowane liczby jonów będą proporcjonalne do teoretycznych prawdopodobieństw  $|\alpha|^2$  oraz  $|\beta|^2$ . Szkic takiego doświadczenia przedstawia rys. 1.



Rys. 1. Schemat typowego doświadczenia nad atomami w stanach Rydberga oddziałującymi z pojedynczym modelem pola elektromagnetycznego we wnęcie rezonansowej o wielkiej dobroci

Czas teraz na zadanie kluczowego dla naszej dyskusji pytania: *co się dzieje w przypadku detekcji pojedynczego atomu?*

Wszyscy odpowiedzą: Pojedynczy atom zostanie zarejestrowany tylko w jednym detektorze. Nie można jednak przewidzieć w którym. Mechanika kwantowa określa tylko prawdopodobieństwa.

Bądźmy dociekliwi i zapytajmy teraz: **DLACZEGO?** i dalej: **W JAKIM ZWIĄZKU POZOSTAJE FUNKCJA FALOWA  $|\Psi\rangle$  Z POJEDYNCZYM ATOMEM?** Możliwe tu są różne odpowiedzi i zachęcam Czytelnika tego artykułu do przeprowadzenia małej ankiety wśród swoich kolegów fizyków. Sądzę, że odpowiedzi sklasyfikować będzie można w następujący sposób:

(1) Niektórzy powiedzą tak:

Detekcja polowa jest metodą pomiaru energii atomu. Wedle podstawowych zasad mechaniki kwantowej, w wyniku pomiaru wielkości fizycznej można otrzymać jedynie wynik stanowiący wartość własną odpowiedniego operatora, a układ po pomiarze okazuje się być w stanie własnym odpowiadającym tej wartości.

Wszyscy się chyba z tym muszą zgodzić. Ale... Czy to wszystko? Tych, których zadowala powyższe wyjaśnienie, nazwałbym potencjalnymi idealnymi obywatelami: znają przepisy, stosują się do nich i nie usiłują ich kwestionować.

(2) Tu umieścimy odpowiedzi tych niespokojnych duchów, które oczekują od teorii fizycznej nieco więcej. Ich odpowiedzi w sposób naturalny rozpadają się na dwie grupy:

a) Choć funkcja falowa  $|\Psi\rangle$  opisuje nie tylko cały zespół atomów, ale i każdy z pojedynczych atomów, to do pomiaru stanu musimy się posłużyć makroskopowym przyrządem pomiarowym. To właśnie w procesie oddziaływania mikroskopowego układu kwantowego takiego, jak pojedynczy atom z detektorem jonów, który jest układem makroskopowym, funkcja falowa atomu w niesłychanie krótkim czasie przechodzi w jedną z funkcji własnych operatora mierzonej wielkości fizycznej.

Taki pogląd nazywa się zwykle *kwantowym realizmem*. Na wyznawcach tego poglądu ciąży, moim zdaniem, obowiązek wykazania, że bardzo ogólny proces pomiaru wielkości fizycznej prowadzi do redukcji paczki falowej, jeśli do opisu tego procesu użyje się równań mechaniki kwantowej (równania Schrödingera). Należy sądzić, że kluczowe dla tego, że proces pomiaru niemal natychmiast wrzuca układ mierzony do jednego ze stanów własnych, jest to, że miernik ma wielką liczbę stopni swobody oraz że jest on układem otwartym. Powiada się zwykle, że proces detekcji mikroskopowego układu kwantowego wymaga wzmocnienia sygnału do poziomu makroskopowego. W tym procesie wzmocnienia następuje redukcja paczki falowej. Warto w tym miejscu podkreślić, że mimo iż sam program kwantowej teorii pomiaru jest równie stary, jak mechanika kwantowa, to dopiero niedawno pojawiły się jego pierwsze dynamiczne modele [3].

b) Mechanika kwantowa nie jest teorią pełną. Funkcja falowa  $|\Psi\rangle$  opisuje w sposób adekwatny jedynie zespół atomów. Mechanika kwantowa nie wypowiada się na temat pojedynczych atomów będących elementami zespołu.

Sytuacja jest więc zbliżona do tej, z jaką mamy do czynienia w klasycznej fizyce statystycznej. Znając pełną funkcję rozkładu nie możemy z całą pewnością podać własności

pewnej wybranej cząstki. Wiemy jednak, że w przypadku klasycznym istnieje dobrze określone równanie, równanie Newtona, które opisuje ruch pojedynczej cząstki gazu. Oczywiście, natychmiast pojawia się pytanie o istnienie bardziej fundamentalnej teorii, która pozostawałaby w takiej relacji do mechaniki kwantowej, jak klasyczna mechanika do klasycznej fizyki statystycznej.

Od wielu lat trwają próby znalezienia takiej teorii. Większość Czytelników wie zapewne o hipotezie parametrów ukrytych, nierównościach Bella oraz o tym, że doświadczenia (najważniejsze z nich zostały przeprowadzone we Francji przez A. Aspecta) jednoznacznie wykluczają poprawność teorii parametrów ukrytych należących do klasy rozpatrywanej przez Bella [4].

(3) Należy przyjąć, że niektóre z odpowiedzi na naszą ankietę sformułowane będą tak niejasno, że w ogóle trudno będzie zrozumieć, jakie są poglądy osoby je wypowiadającej. Umieścimy je w tym punkcie.

Być może niektórzy z nas będą zaskoczeni, że, jak widać, poglądy fizyków na podstawowe problemy interpretacyjne mechaniki kwantowej wydają się krańcowo różne. Ciekawe, że mimo tych różnic poglądów możliwy jest harmonijny i niemal bezkonfliktowy rozwój zastosowań mechaniki kwantowej. Dobra to teoria, którą można się posługiwać bez pełnego jej zrozumienia.

Właściwym celem tego artykułu jest opisanie przeprowadzonego w kilku laboratoriach w USA oraz RFN w 1986 r. doświadczenia, które, moim zdaniem, otwiera nowy rozdział w dyskusji nad podstawami mechaniki kwantowej. Szereg zagadnień, na temat których można było do niedawna jedynie spekulować, staje się teraz przedmiotem eksperymentów.

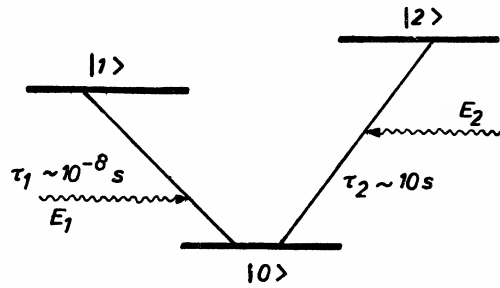
Powróćmy do wspomnianego na początku procesu emisji spontanicznej, lub bardziej ogólnie, zjawiska rozpadu kwantowego układu nietrwałego.

Czy można wyznaczyć chwilę, w której zachodzi kwantowy skok w pojedynczym atomie bez potrzeby wzmacniania pojedynczego kwantu do poziomu klasycznego sygnału poprzez proces lawinowego wzmocnienia w urządzeniu takim jak licznik Geigera-Müllera? Czy można zaobserwować wiele skoków kwantowych w tym samym atomie?

Do niedawna odpowiedź była jasna: takiego doświadczenia nie można wykonać. Tymczasem od ok. 10 lat kilka laboratoriów na świecie ma możliwości utrzymywania pojedynczych dodatnio naładowanych jonów w pułapkach elektromagnetycznych. Pierwsze takie doświadczenie zostało przeprowadzone przez P. E. Toschka w Heidelbergu [5]. Jednak obserwowanie skoków kwantowych, odpowiadających spontanicznym lub wymuszonym skokom kwantowym, przy udziale tylko dwóch poziomów energetycznych nie wydaje się możliwe. Dzieje się tak głównie dlatego, że nie wydaje się możliwa detekcja pojedynczych fotonów towarzyszących takim przeskokom. Nawet gdyby była możliwa, to wymagałoby to wzmocnienia do poziomu umożliwiającego rejestrację przez klasyczny miernik.

Przed około dziesięć laty H. Dehmelt [6] zaproponował schemat doświadczenia, który jak każdy naprawdę dobry pomysł wydaje się genialnie prosty. Schemat ten przedstawia rys. 2. W doświadczeniu uczestniczą trzy poziomy energetyczne. Poziom podstawowy  $|0\rangle$  i dwa poziomy wzbudzone  $|1\rangle$  i  $|2\rangle$  połączone są przejściami promienistymi na kształt litery V. Wyobraźmy sobie, że układ ma wielką asymetrię.

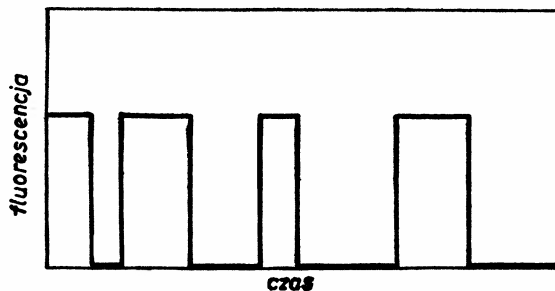
Przejście między poziomami  $|0\rangle$  i  $|1\rangle$  jest zwykłym, dozwolonym przejściem promie-



Rys. 2. Schemat zaproponowanego przez H. Dehmelta trójpoziomowego układu z jednym przejściem silnym i jednym słabym. Rzadkie przeskoki między poziomami  $|0\rangle$  i  $|2\rangle$  powodują makroskopowe zmiany silnej fluorescencji przejścia  $|0\rangle$  i  $|1\rangle$

nistym. Czas życia poziomu  $|1\rangle$ ,  $\tau_1$  jest rzędu  $10^{-8}$  s. Natomiast poziom  $|2\rangle$  jest meta-trwały. Rozpada się niesłychanie wolno. Jego czas życia  $\tau_2$  jest rzędu 10 s. Ten trójpoziomowy atom jest oświetlony dwoma rezonansowymi źródłami światła. Natężenie światła  $E_1$  jest duże, a  $E_2$  małe. Silne światło  $E_1$  wywołuje wymuszone przejścia między poziomami  $|0\rangle$  i  $|1\rangle$ , towarzyszą temu liczne przejścia spontaniczne. Światło fluorescencji takiego przejścia może mieć natężenie umożliwiające bezpośrednią detekcję. Można sobie wyobrazić, że taki atom emituje  $10^8$  fotonów na sekundę. Od czasu do czasu nasz atom pochłonię może foton z drugiego lasera i skacze do poziomem  $|2\rangle$ . W chwili kwantowego skoku obserwator stwierdzi wyłączenie sygnału fluorescencji. Dehmelt pisał, że elektron zostaje „odłożony na półkę”. Upłynąć teraz musi wiele sekund zanim emisja spontaniczna lub bardzo mało prawdopodobne przejście wymuszone przeniesie elektron do stanu  $|0\rangle$  i na nowo podejmie on szybkie oscylacje pomiędzy poziomami  $|0\rangle$  i  $|1\rangle$ , co stwierdzimy przez zaobserwowanie powrotu mocnego sygnału fluorescencji. Teraz oczywiście zjawisko się powtórzy, ale należy się spodziewać, że długości okresu emisji i jej braku będą za każdym razem różne. Zależność od czasu sygnału fluorescencji będzie miała kształt schodkowy.

Dopiero w 1985 r. R. J. Cook oraz H. J. Kimble zwrócili uwagę [7] na znaczenie schematu zaproponowanego przez Dehmelta dla dyskusji podstaw mechaniki kwantowej. Wówczas rozpoczęła się dyskusja między teoretykami na temat możliwości wykazania



Rys. 3. Zależność od czasu rezonansowej fluorescencji w trójpoziomowym schemacie Dehmelta. Skoki fluorescencji towarzyszą przejściom pomiędzy poziomami  $|0\rangle$  i  $|2\rangle$ . Typowy odcinek czasu ciemności i świecenia wynosi kilkadziesiąt sekund

w obrębie mechaniki kwantowej, że w doświadczeniu z udziałem pojedynczego atomu, sygnał fluorescencji będzie miał istotnie przebieg taki, jak na rys. 3. Trudność polega tu na tym, że wedle mechaniki kwantowej, jedynymi bezpośrednio mierzalnymi wielkościami fizycznymi są wartości średnie. Jeśli jednak obliczyć wartość średnią operatora natężenia fluorescencji dla przejścia silnego, to otrzyma się (przynajmniej w przypadku pompowania niespójnym sygnałem) wielkość niezależną od czasu. Większą, jeśli nie ma sygnału pompującego słabe przejście i odpowiednio mniejszą, gdy możliwe są przejścia do poziomu metatrwałego. Oczywiście, taki właśnie będzie wynik doświadczenia z dużym zespołem atomów.

Dziś trudno to sobie wyobrazić, ale wielu wątpiło, czy doświadczenie z udziałem pojedynczej cząstki może dać inny wynik. Aby na drodze teoretycznej stwierdzić, że mechanika kwantowa rzeczywiście przewiduje przebieg schodkowy, należy uwzględnić nie tylko wartość średnią natężenia fluorescencji, ale także wartości średnie wyższych funkcji korelacji pola promieniowania. Posługując się szeregiem przybliżeń i uproszczeń J. Javanainen wykazał [8], że istotnie wedle mechaniki kwantowej, sygnał fluorescencji pojedynczego atomu ma funkcje korelacji takie, jak tzw. sygnał telegraficzny.

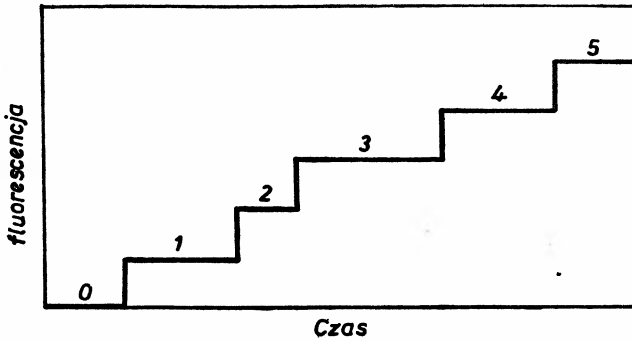
Także w kilku innych pracach [9] wykazano, że wartości średnie pewnych innych nieliniowych funkcji operatorów pola mają własności zgodne z przyjęciem założenia, że sam sygnał fluorescencji składa się z szeregu odcinków ciemności i jasnego świecenia. Porównanie wyników teorii z doświadczeniem oparte by tu było na często spotykanym zamiennym stosowaniu średnich po czasie zamiast średnich po zespole cząstek.

Nie byłoby jednak tego artykułu, gdyby nie wykonane niemal jednocześnie w kilku laboratoriach w USA i RFN doświadczenie, w którym wykryto skoki kwantowe.

Doświadczenie to zostało przeprowadzone na pojedynczym *jonie*, a nie atomie, ponieważ pułapki jonowe są znacznie prostsze i skuteczniejsze. Niedawno o pułapkach takich pisała na tych łamach A. Kopystyńska [10].

W doświadczeniach, o których mówimy, skorzystano z pułapki elektromagnetycznej. W takiej pułapce odpowiednio uformowane pole elektromagnetyczne o częstości radiowej wytwarza uśrednione pole sił oscylatora harmonicznego. Złapany w taką pułapkę jon drga w niej okresowo. Jony tworzone są bezpośrednio w pułapce. Rzadki strumień neutralnych atomów zderza się tam z równie rzadkim strumieniem elektronów. W zderzeniach tworzą się jony. O ich pojawieniu się świadczy obecność światła fluorescencji, pochodzącego z rozproszenia fotonów rezonansowego źródła światła cały czas oświetlającego pułapkę. To rezonansowe źródło światła odgrywa podwójną rolę. Z jednej strony służy do detekcji obecności jonów we wnętrzu, a z drugiej do zmniejszenia amplitudy ich drgań, do ochłodzenia ich. W tym celu światło jest odstrojone od centrum rezonansu w ten sposób (ku czerwieni), aby przy uwzględnieniu przesunięcia Dopplera pochłanianie fotonów było maksymalne gdy jon zbliża się do źródła. Wówczas towarzyszący pochłanianiu odrzut spowalniać będzie jon w pułapce. Oczywiście, wysłaniu fotonu fluorescencji także towarzyszy odrzut, ale to już następuje w różnych kierunkach i po bardzo wielu aktach emisji i absorpcji uśrednia się do zera.

Postępując w opisany tu sposób można śledzić zmiany natężenia fluorescencji w czasie. Okazuje się, że rosną one schodkowo, tak jak na rys. 4. Ta zależność pozwala na wycechowanie pułapki tak, że w sposób kontrolowany możemy wyłączyć proces produkcji

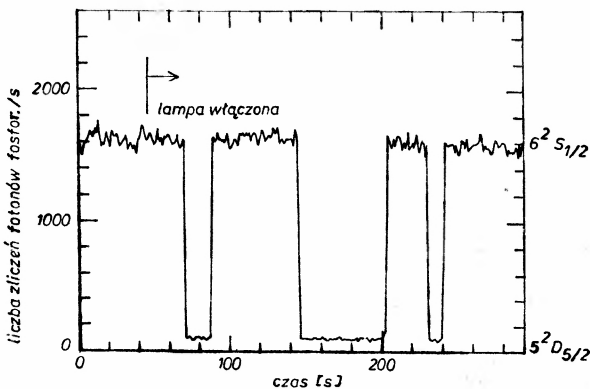


Rys. 4. Zależność od czasu natężenia fluorescencji w czasie ładowania pułapki jonowej. Wyłączenie w odpowiednim czasie strumieni atomowych i elektronowych pozwala prowadzić doświadczenia z określoną liczbą jonów

jonów (wyłączając oba strumienie: atomowy i elektronowy) zachowując pewność, że ich liczba jest ściśle określona i wynosi 1, 2, 3 i tak dalej. Pierwsze takie doświadczenie wykonał w końcu lat siedemdziesiątych P. E. Toschek.

Dopiero jednak na początku 1986 r. wykryto skoki kwantowe [11]. Wytworzono pojedynczy jon w pułapce, a następnie włączono dodatkowe źródło światła o częstotliwości rezonansowej z pewnym przejściem do bardzo długo żyjącego poziomu metatrwałego realizując niemal dokładnie omawiany przez nas trójpoziomowy układ. Rezultatem był sygnał fluorescencji przedstawiony na rys. 5. Czas życia poziomu metatrwałego wynosił ponad 30 sekund, a doświadczenie to było prawdopodobnie jego pierwszą bezpośrednią obserwacją. Histogram przedstawiający statystykę długości okresów ciemności okazał się bardzo zbliżony do krzywej wykładniczej, w pełnej zgodzie z mechaniką kwantową.

Czy możliwy do określenia zbiór danych początkowych dotyczących jonu, ale także stanu pola elektromagnetycznego można powiązać z tym jak długi okres czasu upłynie do kolejnego skoku kwantowego? Czy obserwowany sygnał jest przypadkowy, czy tylko



Rys. 5. Typowy przebieg sygnału fluorescencji wykazujący istnienie skoków kwantowych. Na rysunku zaznaczono moment włączenia lampy rezonansowej ze słabym przejściem. Rysunek pochodzi z pracy W. Nagourney, J. Sanberg i H. Dchmelt, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2797 (1986)



stwarza takie wrażenie? Może istnieje przepis wyznaczający chwile, w których następują przeskoki. Może jest tak jak z komputerowymi generatorami liczb „przypadkowych”. Oblicza się je zwykle za pomocą dosyć prostych algorytmów. Jednak dotąd nikt takiego algorytmu nie podał w odniesieniu do skoków kwantowych.

Często spotkać się można ze stwierdzeniem, że nie ma żadnej możliwości określenia kiedy dany atom dokona skoku. Warto więc może zakończyć te rozważania powołaniem się na wynik najnowszego z doświadczeń nad skokami kwantowymi [12]. W doświadczeniu tym obserwowano skoki kwantowe w układzie 2 i 3 jonów. Autorzy doświadczenia twierdzą, że jeśli przyjąć, iż skoki kwantowe w różnych atomach następują niezależnie, to otrzymuje się liczbę niemal jednoczesnych skoków ok. 100 razy mniejszą od obserwowanej. Jeśli więc istnieje wyraźnej korelacji skoków w różnych, znajdujących się w pobliżu siebie jonach potwierdziłaby się, to trudno by było bronić tezy, że skoki w pojedynczym jonie są zupełnie przypadkowe, skoro obecność sąsiedniego jonu ma na nie wpływ.

Podkreślić jednak trzeba, że wynik doświadczenia przedstawiony w pracy [12] podany został właśnie w wątpliwość [13]. W pracy [13] twierdzi się, że odległości pomiędzy jonami w doświadczeniu [12] są zbyt duże by pole strefy bliskiej mogło być odpowiedzialne za wzajemny wpływ ewolucji różnych jonów.

Postęp w doświadczeniu umożliwiający śledzenie ewolucji czasowej pojedynczych cząstek otwiera, moim zdaniem, nowy rozdział w badaniu podstaw mechaniki kwantowej. Nie zaryzykuję jednak przewidywania kierunku ewentualnych zmian.

#### Literatura

- [1] N. Bohr, *Philos. Mag.* **26**, 476 (1913).
- [2] K. Rosiński, *Postępy Fizyki*, **35**, 3 (1984).
- [3] K. E. Eriksson, *Nature* (w druku).
- [4] Czytelników zainteresowanych tą problematyką odsyłam do pięknych artykułów przeglądowych: B. d'Espagnat, *Sci. Am.* **241**, No 5, 158 (1979) oraz P. Meystre, w tomie *Quantum Electrodynamics and Quantum Optics*, red. A. Barut, Plenum Press-New York, London 1984, str. 443, a także N. D. Mermin, *Phys. Today* **38**, No 4, 38 (1985).
- [5] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev.* **A22**, 1137 (1980).
- [6] H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **22**, 60 (1980).
- [7] R. J. Cook, H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1023 (1985).
- [8] J. Javanainen, *Phys. Rev.* **A33**, 2121 (1986).
- [9] T. Erber, S. Putterman, *Nature* **318**, 41 (1985); C. Cohen-Tannoudji, J. Dalibard, *Europhys. Lett.* **1**, 441 (1986); A. Schenzle, R. G. De Voe, R. G. Brewer, *Phys. Rev.* **A33**, 2127 (1986); D. T. Pegg, R. Loudon, P. L. Knight, *Phys. Rev.* **A33**, 4095 (1986); A. Schenzle, R. G. Brewer, *Phys. Rev.* **A34**, 3127 (1986); H. J. Kimble, R. J. Cook, A. L. Wells, *Phys. Rev.* **A34**, 3190 (1986).
- [10] A. Kopystańska, *Postępy Fizyki* **38**, 205 (1987).
- [11] J. C. Bergquist, R. G. Hulet, W. M. Itano, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1699 (1986); W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2797 (1986).
- [12] Th. Sauter, R. Blatt, W. Neuhauser, P. E. Toschek, *Opt. Commun.* **60**, 287 (1986).
- [13] M. Lewenstein, J. Javanainen, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1289 (1987).

Zofia Białynicka-Birula

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Pierwsze pomiary fazy Berry'ego

### First Observations of Berry's Phase

*Abstract:* The notion of Berry's phase is explained. It is an additional phase that the wave function acquires as a result of the evolution in an adiabatically changing environment. First optical experiment confirming the existence of Berry's phase is described. Also, other relevant experiments in molecular physics and in nuclear physics are mentioned.

Mechanika kwantowa ma już sześćdziesiąt lat. Jest ona podstawą prawie wszystkich działów nowoczesnej fizyki i uniwersalnym narzędziem fizyki teoretycznej. Wydawałoby się, że formalizm jej jest znakomicie poznany i sprawdzony. Wielkim zaskoczeniem było więc odkrycie dokonane przez brytyjskiego fizyka z Bristolu Michaela V. Berry'ego w r. 1983. Stwierdził on, że standardowy, kwantowy opis procesów adiabatycznych jest niekompletny. Te procesy, zachodzące w wolno (adiabatycznie) zmieniających się warunkach zewnętrznych, są zjawiskiem dość częstym w przyrodzie. Ich teoria zarówno klasyczna jak i kwantowa jest bardzo rozbudowana. Uwzględniona jest ona w większości podręczników. Na przykład Messiah w swym podręczniku mechaniki kwantowej [1] poświęca jej cały 19-stronicowy paragraf. A jednak, aż do 1983 nikt nie zauważył, że w rezultacie ewolucji układu w adiabatycznie zmieniających się warunkach funkcja falowa uzyskuje dodatkowy czynnik fazowy o ciekawych geometrycznych własnościach, w którym zapisana jest niejako historia tej ewolucji. Ta nowo odkryta geometryczna faza znana jest obecnie jako faza Berry'ego. Jest to wielkość mierzalna. Jak każdy czynnik fazowy funkcji falowej przejawia się ona w procesach interferencyjnych.

Rok 1986 przyniósł doświadczalne potwierdzenie istnienia fazy Berry'ego dla fotonów. W tym samym roku i w roku następnym nadeszły doniesienia o obserwacjach fazy Berry'ego w innych działach fizyki: w fizyce molekularnej, jądrowej i w fizyce neutronów. Odkrycie Berry'ego pozwala też spojrzeć w nowy sposób na stare fakty i lepiej je zrozumieć. Trudno jest w tej chwili przewidzieć wszystkie implikacje tego odkrycia zarówno poznawcze jak i praktyczne.

Aby wyjaśnić, skąd się bierze i ile wynosi faza Berry'ego przytoczę rozumowanie Berry'ego z jego pierwszej pracy na ten temat [2]. Rozważmy układ kwantowy, którego wektor stanu  $|\psi\rangle$  rozwija się w czasie zgodnie z równaniem Schrödingera,

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle = H|\psi\rangle, \quad (1)$$

w którym hamiltonian  $H$  jest funkcją zewnętrznych parametrów. Mogą to być zewnętrzne pola lub inne czynniki, które wpływają na stan układu kwantowego. Dla uproszczenia notacji przyjmę za autorem, że parametry te tworzą trójwymiarowy wektor i oznaczę je symbolem  $\mathbf{R}(t)$ . Wektor  $\mathbf{R}(t)$  zmienia się powoli (adiabaticznie) w czasie. W każdym momencie czasu  $t$  hamiltonian  $H(\mathbf{R}(t))$  posiada zupełny układ wektorów własnych spełniających równanie własne,

$$H(\mathbf{R}(t))|n(\mathbf{R}(t))\rangle = E_n(\mathbf{R}(t))|n(\mathbf{R}(t))\rangle. \quad (2)$$

Zarówno wektory własne  $|n(\mathbf{R}(t))\rangle$ , jak i wartości własne  $E_n(\mathbf{R}(t))$  zależą, w ogólnym przypadku, od czasu poprzez zależność od zewnętrznych parametrów  $\mathbf{R}(t)$ .

W przybliżeniu adiabaticznym przyjmujemy, że jeśli w chwili  $t = 0$  przygotowujemy układ tak, by był w jednym ze stanów własnych energii  $|n(\mathbf{R}(0))\rangle$ , to układ będzie „trzymał się” tego stanu w ciągu swej ewolucji wywołanej zmieniającymi się warunkami zewnętrznymi. Jego wektor stanu będzie więc w tym przybliżeniu skierowany w każdej chwili czasu tak jak wektor  $|n(\mathbf{R}(t))\rangle$ . Warunkiem na to jest dostatecznie powolna zmienność wektora  $\mathbf{R}(t)$  oraz „gładka” i jednoznaczna zależność wektora  $|n(\mathbf{R}(t))\rangle$  od  $\mathbf{R}(t)$ . Przed odkryciem Berry’ego wiadomo było [1], że w czasie adiabaticznej ewolucji funkcja falowa układu uzyskuje tak zwany dynamiczny czynnik fazowy równy

$$\exp\left[-i/\hbar \int_0^t d\tau E_n(\mathbf{R}(\tau))\right].$$

Zależy on zarówno od drogi przebytej przez układ w przestrzeni parametrów  $\mathbf{R}$ , jak i od czasu zużytego na tę ewolucję. W szczególnym przypadku stałej (niezależnej od  $\mathbf{R}$ ) energii  $E_n$  faza tego wyrażenia jest proporcjonalna do czasu ewolucji i wynosi  $-E_n t/\hbar$ . Berry odkrył dodatkowy czynnik fazowy,  $\exp(i\gamma_n)$ , zależący tylko od drogi przebytej w przestrzeni parametrów. Ten czynnik fazowy jest konieczny po to, by wektor stanu  $|\psi(t)\rangle$ , równoległy do wektora  $|n(\mathbf{R}(t))\rangle$ , spełniał w przybliżeniu adiabaticznym równanie Schrödingera. Czynniki fazowy  $\exp(i\gamma_n)$  kompensuje te zmiany wektora  $|n(\mathbf{R}(t))\rangle$ , które są skierowane wzdłuż tego wektora. Pozostałe zmiany wektora  $|n(\mathbf{R}(t))\rangle$  są pomijalne na mocy twierdzenia adiabaticznego. Można wtedy wykazać, że wektor stanu

$$|\psi(t)\rangle = \exp\left[-i/\hbar \int_0^t d\tau E_n(\mathbf{R}(\tau))\right] \exp(i\gamma_n) |n(\mathbf{R}(t))\rangle \quad (3)$$

spełnia w tym przybliżeniu równanie Schrödingera (1), jeśli spełniony jest warunek

$$\frac{d\gamma_n}{dt} = i \langle n(\mathbf{R}(t)) | \nabla_{\mathbf{R}} n(\mathbf{R}(t)) \rangle \cdot \frac{d\mathbf{R}}{dt}, \quad (4)$$

gdzie  $\nabla_{\mathbf{R}}$  oznacza gradient w przestrzeni zewnętrznych parametrów.

Jeśli więc wektor  $\mathbf{R}(t)$  zatoczy w przestrzeni parametrów zamkniętą pętlę  $C$  wracając do swojej wyjściowej postaci, to funkcja falowa układu uzyska dodatkową fazę — zwaną fazą Berry’ego — daną całką liniową po zamkniętym konturze  $C$

$$\gamma_n(C) = i \oint_C \langle n(\mathbf{R}) | \nabla_{\mathbf{R}} n(\mathbf{R}) \rangle \cdot d\mathbf{R}. \quad (5)$$

Wielkość  $\gamma_n(C)$  jest rzeczywista, element macierzowy  $\langle n(\mathbf{R})|\nabla_{\mathbf{R}}n(\mathbf{R})\rangle$  jest bowiem czysto urojony, gdyż norma wektora  $|n(\mathbf{R})\rangle$  jest stała, niezależna od  $\mathbf{R}$ . We wzorze (5) pominęłam argument czasowy, gdyż, jak widać, faza  $\gamma_n(C)$  w istocie nie zależy od czasu zużytego na przebycie drogi  $C$ , a tylko od tej drogi.

Stosując twierdzenie Stokesa i wykorzystując równość

$$\langle m|\nabla n\rangle = \frac{\langle m|\nabla H|n\rangle}{E_n - E_m},$$

która wynika z (2) dla  $m \neq n$ , można również wyrazić fazę  $\gamma_n(C)$  całką po powierzchni  $S$  rozpiętej na konturze  $C$ ,

$$\gamma_n(C) = -\text{Im} \int_S d\sigma \cdot \sum_{m \neq n} \frac{\langle n(\mathbf{R})|\nabla_{\mathbf{R}}H(\mathbf{R})|m(\mathbf{R})\rangle \times \langle m(\mathbf{R})|\nabla_{\mathbf{R}}H(\mathbf{R})|n(\mathbf{R})\rangle}{[E_m(\mathbf{R}) - E_n(\mathbf{R})]^2}. \quad (6)$$

Wzór ten wskazuje na pewną zdumiewającą własność fazy Berry'ego. Zależy ona od tych wartości parametrów zewnętrznych  $\mathbf{R}$ , leżących wewnątrz konturu  $C$ , których układ w ogóle nie odczuwał w swej ewolucji wzdłuż drogi  $C$ . Co więcej, w przypadku występowania degeneracji energii w jakimś punkcie na powierzchni  $S$ , otoczenie tego punktu wniesie największy wkład do fazy  $\gamma_n(C)$  z uwagi na występowanie we wzorze (6) rezonansowego mianownika  $[E_m(\mathbf{R}) - E_n(\mathbf{R})]^2$ . Zależność fazy Berry'ego od parametrów zewnętrznych jest więc nielokalna. Przypomina to sytuację, w której występuje efekt Aharonova i Bohma (por. artykuł E. L. Fejnberga w *Postęпах Fizyki* [3]).

Zmiana funkcji falowej po powrocie czynników zewnętrznych do tych samych, co na początku, wartości nasuwa na myśl analogię ze zmianą wektora powstałą w wyniku równoległego przeniesienia go po zamkniętej drodze w krzywej przestrzeni. Faza Berry'ego wskazuje więc jakby na istnienie krzywizny związanej z ruchem w przestrzeni parametrów [4].

Faza Berry'ego jest zjawiskiem powszechnym. Może ona pojawiać się przy opisie ewolucji adiabaticznej w różnych działach fizyki od teorii pól z cechowaniem poprzez fizykę jądrową, fizykę ciała stałego do fizyki molekularnej. Jej fizyczne znaczenie zależy, oczywiście, zawsze od możliwości zmierzenia fazy funkcji falowej. Wiadomo, że faza ta nie jest mierzalna w przypadku układu opisanego jedną funkcją falową, lecz uwidacznia się ona przy kwantowej interferencji, gdy stan układu opisany jest superpozycją funkcji falowych o różnych fazach.

Berry zaproponował pojęciowo prosty sposób zmierzenia odkrytej przez siebie fazy w doświadczeniu z wiązkami neutronów lub innych neutralnych cząstek obdarzonych spinowym momentem magnetycznym. Po rozdzieleniu takiej wiązki na dwie, jedna część poddana byłaby działaniu pola magnetycznego  $\mathbf{B}(t)$ , które powoli zmienia swój kierunek w przestrzeni wracając po pewnym czasie do pierwotnego stanu. W wyniku jednego takiego obrotu pola magnetycznego funkcja falowa cząstki uzyskuje fazę Berry'ego równą (wzór poniższy wynika z ogólnego wzoru (6))

$$\gamma_n(C) = -n \int_S d\sigma \cdot \mathbf{B}/B^3 = -n\Omega(C), \quad (7)$$

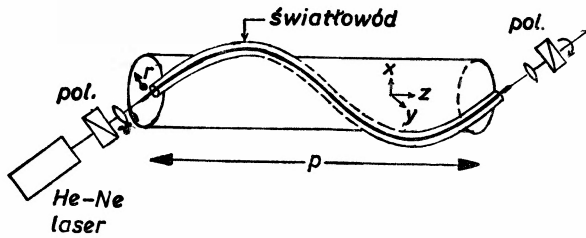
gdzie  $n$  jest wartością własną rzutu spinu cząstki na kierunek pola magnetycznego (niezmiennik adiabatyczny), a całka we wzorze (7) rozciąga się na powierzchnię rozpiętą na konturze  $C$ , który zakreśla koniec wektora  $B(t)$  w czasie jednego obrotu;  $\Omega(C)$  jest kątem bryłowym utworzonym przez stożek o wierzchołku w punkcie  $B = 0$  i podstawie wyznaczonej przez kontur  $C$ . Jak widać, punkt  $B = 0$  w przestrzeni parametrów zewnętrznych odgrywa wyróżnioną rolę. Jest to zrozumiałe, gdyż jest to punkt, w którym występuje degeneracja energii własnych cząstki. Fazę  $\gamma_n(C)$  można by wykryć przy interferencji dwóch wiązek: jednej, która doświadczyła zmieniającego się pola magnetycznego i drugiej, która to pole ominęła. Doświadczenie to czekało dość długo na realizację; nie stało się więc pierwszym eksperymentalnym dowodem istnienia fazy Berry'ego. Pomiaru fazy Berry'ego poprzez obserwację interferencji wiązek neutronów wg projektu Berry'ego dokonał w 1987 roku D. Dubbers w Grenoble. Potwierdził on w pełni przewidywania teorii. Komunikat o tym przedstawił autor w czasie roboczego seminarium pt. „Matter Wave Interferometry”, które towarzyszyło międzynarodowemu sympozjum zorganizowanemu we wrześniu 1987 w Wiedniu dla uczczenia stulecia urodzin Schrödingera.

Pierwsze doświadczalne wykrycie fazy Berry'ego dokonane zostało natomiast w eksperymencie optycznym zaproponowanym przez Raymonda Y. Chiao z Uniwersytetu w Berkeley i Yong-Shi Wu z Uniwersytetu Stanu Utah w Salt Lake City [5]. Przewidzieli oni, że liniowa polaryzacja światła ulegnie skręceniu po przejściu światła przez światłowód zwinięty w spiralę. Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji jest w tym przypadku bezpośrednią miarą fazy Berry'ego. Podobnie jak w rozważanym przez Berry'ego doświadczeniu z neutronami, mamy tu bowiem do czynienia z przenoszeniem spinu fotonów wzdłuż ich trajektorii. Polaryzacja liniowa oznacza superpozycję dwóch stanów polaryzacji kołowej o przeciwnych skrętnościach. Skrętność zaś (*helicity*), czyli rzut spinu na kierunek pędu, jest bardzo dobrym niezmiennikiem adiabatycznym dla fotonu, gdyż z uwagi na jego zerową masę spoczynkową, może przyjmować tylko wartości  $+1$  i  $-1$ . Zmiana zaś kierunku pędu fotonu (czyli wektora falowego światła) przy przechodzeniu przez światłowód odzwierciedla powolną, adiabatyczną zmienność warunków zewnętrznych. Wykorzystując analogię z neutronami w zmiennym polu magnetycznym, Chiao i Wu przewidzieli, że faza Berry'ego  $\gamma_\lambda(C)$  funkcji falowej fotonu odpowiadającej skrętności  $\lambda$  ( $\lambda = \pm 1$ ) wyniesie

$$\gamma_\lambda(C) = -\lambda\Omega(C), \quad (8)$$

gdzie  $\Omega(C)$  jest kątem bryłowym utworzonym przez stożek w przestrzeni pędów fotonu o wierzchołku w punkcie  $k = 0$  i podstawie  $C$ , którą zakreśla koniec wektora pędu fotonu przy przechodzeniu przez jedną pętlę spirali światłowodu. Jak widać ze wzoru (8), faza ta ma przeciwne znaki dla polaryzacji prawo- i lewoskrętnej. Prowadzi to do obrotu płaszczyzny polaryzacji liniowej światła o kąt  $\Omega(C)$ .

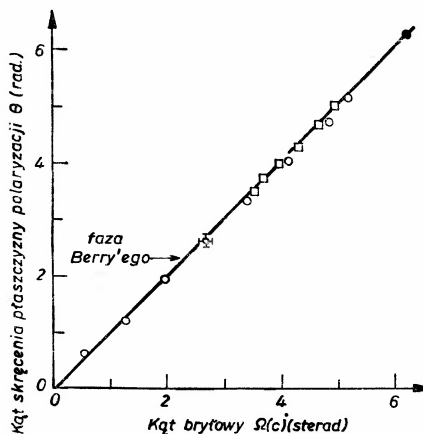
Doświadczenie to zostało przeprowadzone w 1986 r. w Laboratorium Bella. Wykonali je A. Tom'ita i R. Y. Chiao [6]. Użyli oni jednomodowego światłowodu o długości ok. 1,8 m i średnicy rdzenia 2,6  $\mu\text{m}$ . Światłowód ten po umieszczeniu go w luźnym teflonowym rękawie zwinięty został w spiralę. Starano się przy tym, by przez skręcanie nie wytworzyć w światłowodzie naprężeń, które mogłyby być źródłem dodatkowej aktywności optycznej.



Rys. 1. Układ doświadczalny użyty do wykrycia fazy Berry'ego dla fotonu przez pomiar skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła przechodzącego przez spiralnie skręcony światłowód, wg [6]

Oba końce światłowodu były skierowane równolegle względem siebie. Do jednego wprowadzono światło lasera helowo-neonowego poprzez polaryzator; polaryzację światła wychodzącego z przeciwnego końca analizował drugi polaryzator (rys. 1). Mierzono skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła dla światłowodów zwiniętych na różne sposoby tak, by uzyskać różne wartości kąta bryłowego  $\Omega(C)$ . Wykonano cztery serie pomiarów dla różnych kształtów spirali, nie zawsze regularnych. Podany wykres (rys. 2) przedstawia zmierzoną zależność kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji od kąta bryłowego  $\Omega(C)$ . Widać, że zależność ta jest z dużą dokładnością liniowa, zgodnie z przewidywaniem teorii. Prosta przechodzi przez początek układu, gdyż niewielkie skręcenie płaszczyzny polaryzacji (wynoszące 0,436 rad/m), jakie miałyby miejsce w prostym światłowodzie, zostało odjęte. Wartości błędów, zaznaczone przy jednym z punktów, mają swoje źródło w oszacowaniu tej właśnie aktywności optycznej prostego światłowodu oraz w niedokładności określenia położenia światłowodu w teflonowym rękawie. Doświadczenie przeprowadzono zarówno dla bardzo małych kątów  $\Omega(C)$ , jak i dla dużych kątów sięgających  $2\pi$ , czyli dla płaskiej pętli światłowodu. Wyniki tego doświadczenia nie tylko wykazały istnienie fazy Berry'ego dla fotonów, lecz również potwierdziły jej geometryczną naturę.

To, że przez skręcenie światłowodu w spiralę można dokonać dowolnego, kontro-



Rys. 2. Zmierzona przez Tomitę i Chiao zależność kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji od kąta bryłowego  $\Omega(C)$ , wg [6]

lowanego skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła, w dodatku niezależnie od jego częstości, może mieć poważne implikacje praktyczne. W każdym razie musi to być brane pod uwagę we wszystkich urządzeniach, które wykorzystują takie spirale światłowodowe.

Tomita i Chiao starali się unikać załamań światłowodu, by nie naruszyć warunków adiabatyżności zmian warunków zewnętrznych. Wydaje się jednak, że obawy te były ponne. W komentarzu do artykułu Tomity i Chiao ogłoszonym przez grupę fizyków japońskich z Uniwersytetu w Kioto [7] zwrócono uwagę na możliwość optycznej obserwacji fazy Berry'ego bez użycia światłowodu. Zmianę kierunku pędu fotonu można uzyskać przez odbicia od zwierciadeł. Stosując klasyczną elektrodynamikę wykazano, że peryskop złożony z trzech idealnych zwierciadeł ustawionych tak, by światło odbite trzykrotnie pod kątem prostym wychodziło w kierunku przeciwnym do promienia padającego, spowoduje obrót płaszczyzny polaryzacji o  $3/2\pi$  zgodnie ze wzorem (8). Kąt bryłowy  $\Omega(C)$  wynosi w tym przypadku  $\pi/2$ , należy jednak uwzględnić dodatkowy obrót polaryzacji o  $\pi$  wynikający z nieparzystej liczby odbić.

Jest rzeczą niezbyt fortunną, że pierwsze doświadczenie potwierdzające istnienie fazy Berry'ego zostało przeprowadzone w optyce. Wyniki jego można bowiem zinterpretować na gruncie klasycznej teorii Maxwella bez wnikania w kwantową naturę światła. Można powiedzieć, że w tym przypadku obserwujemy klasyczną granicę kwantowego efektu. Problem tej granicy był badany przez Berry'ego [8] oraz innych autorów [9, 10] i doprowadził do uzupełnienia klasycznej teorii procesów adiabatyżnych.

Klasyczna wersja twierdzenia adiabatyżnego dotyczy w pełni całkowalnych układów hamiltonowskich, które można opisać za pomocą zbioru par zmiennych typu działanie — kąt. Zmienne typu działania są niezmiennikami adiabatyżnymi, zaś częstości,  $\omega_i$ , zdefiniowane jako pochodne hamiltonianu względem odpowiedniego działania, zależą od adiabatyżnie zmieniających się czynników zewnętrznych,  $R(t)$ . W 1985 r. J. H. Hannay pokazał, że w czasie jednego cyklu zmian parametrów zewnętrznych w pewnych przypadkach występuje dodatkowa zmiana kąta,  $\Delta\theta_i(C)$ ,

$$\theta_i(T, R) = \int_0^T dt \omega_i(t, R) + \Delta\theta_i(C). \quad (9)$$

Ta dodatkowa zmiana kąta  $\Delta\theta_i(C)$ , która zależy od konturu  $C$  w przestrzeni zewnętrznych parametrów, jest odpowiednikiem kwantowej fazy Berry'ego.

W pewnym sensie można powiedzieć, że z istnienia efektu Berry'ego dla światła zdawano sobie sprawę od dawna. Wybitny znawca optyki Emil Wolf zwrócił moją uwagę na to, że zjawisko obrotu płaszczyzny polaryzacji światła przy przechodzeniu przez niejednorodny ośrodek optyczny było przewidziane i opisane na gruncie elektrodynamiki klasycznej już przed przeszło sześćdziesięcioma laty przez E. Bortolottiego [11], a później przez R. K. Luneburga [12]. Można też jednak uważać, że nie tylko dla pojedynczych fotonów ale nawet dla fal elektromagnetycznych faza Berry'ego jest zjawiskiem kwantowym. Jej pozornie klasyczny charakter wynika z faktu, iż dla cząstek o masie spoczynkowej zero stała Plancka skraca się po obu stronach równania falowego (czy równań Maxwella), co nadaje tym równaniom klasyczny wygląd i umożliwia ich klasyczną interpretację.

Optyka nie jest jednak jedyną dziedziną, w której należy poszukiwać efektów związanych z twierdzeniem Berry'ego. Wydaje się, że naturalnym terenem jego działania jest

fizyka molekularna. Bardzo często bowiem można stosować przybliżenie Borna-Oppenheimera i traktować wewnętrzne współrzędne jąder w molekule jako wolnozmiennie parametry, do których elektronowa funkcja falowa dostosowuje się w każdej chwili czasu. Te współrzędne jądrowe mogłyby pełnić rolę zewnętrznych parametrów w twierdzeniu Berry'ego; ich zmiany prowadziłyby do pojawienia się fazy Berry'ego funkcji falowej. Jednym z przejawów tego jest pojawianie się połówkowych liczb kwantowych związanych z wewnętrznym obrotem (pseudoobrotem). Te połówkowe liczby kwantowe były obserwowane w fizyce molekularnej już prawie od 30 lat. Dopiero odkrycie Berry'ego pozwoliło zrozumieć ich naturę i pochodzenie. W opublikowanym niedawno artykule [13] występowanie dubletów linii w widmie absorpcyjnym molekuł  $\text{Na}_3$  przy rezonansowej dwufotonowej jonizacji interpretowano właśnie jako dowód występowania fazy Berry'ego. W tym przypadku dodatkowa faza funkcji falowej wynosi  $\pi$ . Doświadczenia tego typu nie pozwalają na pomiary innych niż  $\pi$  wartości fazy Berry'ego, a przez to na wykazanie jej geometrycznej natury.

Ostatnio [14] obserwowano również fazę Berry'ego w fizyce jądrowej. Doświadczenie dotyczyło jądrowego magnetycznego rezonansu kwadrupolowego chloru  $^{35}\text{Cl}$  w kryształach  $\text{NaClO}_3$ . Kryształ ten, wycięty w kształcie walca i umieszczony we wnętrzu cewki indukcyjnej, poddawany był powolnemu (adiabatycznemu) obrotowi wokół osi walca, która tworzyła kąt  $\theta$  ( $\cos^2\theta = 1/3$ ) z główną osią momentu kwadrupolowego. Po wzbudzeniu kryształu impulsem o częstotliwości radiowej obserwowano za pomocą cewki indukcyjnej sygnał precesji swobodnej. Obrót powodował rozszczepienie rezonansowej linii na trzy linie. Rozszczepienie to, które zależało liniowo od częstotliwości obrotu, interpretowano jako przejaw fazy Berry'ego.

Należy spodziewać się, że obecnej fali publikacji teoretycznych [15-21] poświęconych różnym aspektom fazy Berry'ego towarzyszyć będą również doniesienia o nowych obserwacjach tego zjawiska w różnych dziedzinach fizyki i propozycje praktycznego wykorzystania tego odkrycia.

#### Literatura

- [1] A. Messiah, *Mécanique Quantique*, t. 2, Dunod, Paris 1964.
- [2] M. V. Berry, *Proc. R. Soc. (London)* **A392**, 45 (1984).
- [3] E. L. Fejnberg, *Postępy Fizyki* **15**, 117 (1964).
- [4] I. Bialynicki-Birula, Z. Bialynicka-Birula, *Phys. Rev.* **D35**, 2383 (1987).
- [5] R. Y. Chiao, Yong-Shi Wu, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 933 (1986).
- [6] A. Tomita, R. Y. Chiao, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 937 (1986).
- [7] M. Kitano, T. Yabuzaki, T. Ogawa, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 523 (1987).
- [8] M. V. Berry, *J. Phys.* **A18**, 15 (1985).
- [9] J. H. Hannay, *J. Phys.* **A18**, 221 (1985).
- [10] E. Gozzi, W. D. Thacker, *Phys. Rev.* **D35**, 2388 (1987).
- [11] E. Bortolotti, *Atti Reale Accad. Naz. Lincei* **4**, 552 (1926).
- [12] R. K. Luneburg, *Mathematical Theory of Optics*, University of California Press, Berkeley 1964, § 11 i § 12.



- [13] G. Delacrétaz, E. R. Grant, R. L. Whetten, L. Wöste, J. W. Zwanziger, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2598 (1986).
- [14] R. Tycko, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2281 (1987).
- [15] B. Simon, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2167 (1983).
- [16] F. Wilczek, A. Zee, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2111 (1984).
- [17] H. Kuratsuji, S. Iida, *Prog. Theor. Phys.* **74**, 439 (1985).
- [18] H. Kuratsuji, S. Iida, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1003 (1986).
- [19] H. Kuratsuji, *Phys. Lett.* **A120**, 141 (1986).
- [20] J. Mody, A. Shapere, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 893 (1986).
- [21] J. Anandan, L. Stodolsky, *Phys. Rev.* **D35**, 2597 (1987).

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### XXIX Zjazd Fizyków Polskich

W dniach 21-25 września 1987 r. w Łodzi, w nowym gmachu Instytutu Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego, odbył się XXIX Zjazd Fizyków Polskich. Ośrodek łódzkich fizyków już po raz drugi w swej historii zorganizował tak poważną imprezę o charakterze ogólnopolskim (pierwszą był XXII Zjazd w 1971 r.). W programie Zjazdu znalazły się referaty przeglądowe, wygłaszane na posiedzeniach plenarnych, komunikaty z prac własnych na oddzielnych posiedzeniach 7 sekcji i sesjach plakatowych, dyskusje panelowe na „konferencjach okrągłego stołu”. Odbyły się również nieformalne spotkania uczestników, m. in. w czasie zwiedzania placówek naukowych, oraz imprezy kulturalno-towarzyskie: przedstawienie operowe, zwiedzanie zabytków Łodzi, wycieczka do zamku-muzeum w Oporowie, bankiet.

Tematy referatów plenarnych dotyczyły: fizyki ciała stałego (prof. A. Oleś, „Mikroskopia tunelowa — Nobel 1986”, prof. L. Wojtczak, „Rola powierzchni w zjawiskach fizycznych”); optyki kwantowej (prof. Z. Białynicka-Birula, „Optyka kwantowa”, prof. A. Kujawski, „Ultrakrótkie impulsy światła”); fizyki jądrowej niskich energii (prof. A. Budzanowski, „Aktualny stan fizyki jądrowej niskich energii”); fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych (prof. K. Rybicki, „Badania cząstek elementarnych na obecnych i przyszłych akceleratorach”, prof. J. Wdowczyk, „Promieniowanie kosmiczne w fizyce wysokich energii i astrofizyce”); fizyki przewodników organicznych i nadprzewodników (prof. M. Kryszewski, „Postępy w dziedzinie badań nad nowymi układami organicznymi o wysokim przewodnictwie elektrycznym”, prof. J. Klamut, dr P. Przyłupski, dr J. Wysokiński, „Nadprzewodniki wysokotemperaturowe”). Pozostałe referaty plenarne dotyczyły niektórych wybranych zagadnień (doc. A. Jamiołkowski, „Dynamika swobodna a sterowanie otwartymi układami kwantowymi”, prof. J. Ławrynowicz, „Teoria superstrun a geometria specjalnych wymiarów”, prof. A. Hryniewicz, „Postępy energetyki jądrowej a ochrona środowiska”, prof. W. Garczyński, „Kwantowa teoria oddziaływań fundamentalnych — uzasadnienie metody Faddiejewa-Popowa”).

Bardzo interesujące były dyskusje na konferencjach okrągłego stołu. Prof. J. Rayski prowadził dwa spotkania: pierwsze poświęcone przestrzeniom wielowymiarowym i unifikacji, i drugie — podstawom mechaniki kwantowej i ich interpretacji. Konferencja okrągłego stołu, prowadzona przez prof. G. Białkowskiego, dotyczyła zagadnień związanych z dydaktyką fizyki na różnych poziomach i miejscach nauczania.

Istotną częścią Zjazdu były posiedzenia siedmiu specjalistycznych sekcji, połączone z sesjami plakatowymi. Pracami sekcji 1 (fizyka fazy skondensowanej) kierował prof. H. Szymczak, sekcji 2 (fizyka atomowa i molekularna) — prof. J. Prochorow, sekcji 3 (fizyka jądrowa niskich energii) — prof. Z. Wilhelm, sekcji 4 (fizyka cząstek elementarnych i wysokich energii) — prof. K. Rybicki, sekcji 5 (fizyka makromolekuł i biofizyka) — prof. M. Kryszewski, sekcji 6 (dydaktyka fizyki) — doc. B. Bończak i sekcji 7 (prace różne) — prof. C. Wesołowska. Prace sekcji opierały się na komunikatach i streszczeniach nadesłanych przez uczestników Zjazdu. Zakwalifikowano do druku 162 prace, które wydano w *Materialach XXIX Zjazdu*. Otrzymał je każdy uczestnik Zjazdu.

Wydatki na organizację i przeprowadzenie Zjazdu zamknęły się kwotą ok. 800 tys. zł. Część tej sumy pokryto ze składek zjazdowych uczestników, pozostałą fundował Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Składka zjazdowa dla członków PTF wynosiła 1000 zł, dla innych 1500 zł. W Zjeździe wzięło udział 460 osób. W organizacji i przeprowadzeniu Zjazdu wydatnej pomocy Komitetowi Organizacyjnemu udzieliły władze Uniwersytetu Łódzkiego i Politechniki Łódzkiej, w szczególności Dyrekcja Instytutu Fizyki UŁ, a także instytucje i agendy władz miejskich Łodzi.

W czasie Zjazdu odbyło się Walne Zebranie Delegatów PTF, na którym udzielono absolutorium ustępującemu Zarządowi i wybrano nowy Zarząd.

*Stanisław Michalak*

Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego  
XXIX Zjazdu Fizyków Polskich

## Konferencja robocza EPS na temat zatrudnienia fizyków w Europie

W dniach od 26 do 29 października 1986 w Bad Honnef (RFN) odbyła się II Robocza Konferencja Europejskiego Towarzystwa Fizycznego na temat sytuacji w dziedzinie kształcenia i zatrudnienia fizyków w Europie. Konferencję na polecenie Rady EPS zorganizował Komitet Doradczy EPS „Fizyka a Społeczeństwo”.

Pierwsza konferencja tego typu odbyła się w r. 1981 w Erice (Włochy). Miała ona odpowiedzieć na pytanie, jaka jest „kariera” fizyka w poszczególnych krajach europejskich. Druga konferencja miała dać obraz sytuacji w dziedzinie kształcenia i zatrudnienia fizyków w 5 lat po konferencji w Erice. Ważnym tematem były także ewentualne modyfikacje w programie kształcenia, tak aby opuszczający uczelnie fizycy byli dostosowani do pracy we współczesnym przemyśle.

Na Konferencji przedstawiono jedynie 8 referatów o sytuacji w poszczególnych krajach, m. in. obszerny referat dotyczący Polski, przygotowany przez autora niniejszego sprawozdania. Następnie wzorując się na tych prezentacjach, uczestnicy z wielu krajów nadesłali w ciągu pierwszego półrocza 1987 kolejne referaty, a całość została opublikowana przez EPS i przedstawiona na Kongresie EPS w Helsinkach.

Większość czasu poświęcono na dyskusje na temat przedstawionych danych statystycznych wykształcenia, rekrutacji i zatrudnienia w poszczególnych krajach. Odpowiedź na pytanie, ile jest fizyków w Europie, może być tylko przybliżona. Na podstawie danych z Holandii, Polski, RFN, Wielkiej Brytanii i Szwecji wynika, że fizycy stanowią 0,05% populacji. Biorąc pod uwagę różne czynniki obliczono, że liczba fizyków w Europie wynosi ok. 248 000 (patrz tabela). Liczba ta jest znacznie mniejsza niż podawana w publikacjach UNESCO, czy też cytowana na kongresie EPS w Stambule w r. 1981.

Na podstawie przewidywanych danych demograficznych i sytuacji obecnej oszacowano, jaka będzie liczba absolwentów fizyki do r. 2000. W rozwiniętych krajach Europy Zachodniej tendencja zwykła ustanie ok. r. 1988, a następnie przewidywany jest ciągły spadek. W krajach skandynawskich liczba absolwentów będzie utrzymywać się na niemal stałym poziomie. W rozwijających się krajach europejskich, takich jak Hiszpania, Turcja, Portugalia, Jugosławia czy Grecja spodziewana jest lekka tendencja zwykła. W Europie Wschodniej lekka tendencja zniżkowa trwająca od r. 1980 prawdopodobnie utrzyma się aż do r. 2000.

Zatrudnienie fizyków w wysoko uprzemysłowionych krajach Europy (0,05 procent populacji) ma w przybliżeniu jednakowy rozkład i dzieli się następująco: nauczanie szkolne — 15%, nauczanie uniwersyteckie oraz badania podstawowe w uczelniach ok. 15%, przemysł — 30%, agencje rządowe — 10%. Inne dziedziny, gdzie zatrudniani są fizycy, stanowią 30%. Stosunkowo duża liczba fizyków znajduje zatrudnienie w małych firmach. Sporo pracuje w firmach komputerowych. W Europie Wschodniej liczba fizyków zatrudnionych w przemyśle jest znacznie mniejsza.

Obawy wyrażane przez konferencję w Erice (1981 r.) co do możliwego bezrobocia wśród fizyków okazały się mylne. Można śmiało mówić o pełnym zatrudnieniu tej grupy zawodowej. Fizycy są więc w lepszej sytuacji niż wiele innych zawodów. Brak dalekosiężnej polityki w dziedzinie kształcenia w szkole i na uniwersytetach spowoduje braki, szczególnie wśród nauczycieli liceów w wielu krajach, m. in. w Polsce i w Wielkiej Brytanii. Brak ten nie będzie dotyczyć jedynie RFN, gdzie będzie pewien nadmiar nauczycieli. W dalszych latach brak wykładawców wystąpi na uniwersytetach i uczelniach technicznych, jako że spory procent nauczycieli szkół wyższych jest w wieku powyżej 50 lat. Spowoduje to z kolei spadek w produkcji absolwentów.



W kuluarach Zjazdu

## Fizycy w Europie

Kraj	Narodowe towarzystwo fizyczne	Liczba mieszkańców w mln (1983 r.)	Liczba członków tow. fiz. (1985 r.)	Liczba fizyków w danym kraju w tys.
RFN	Niemieckie Tow. Fiz.	61,42	7800	37,20
Francja	Francuskie Tow. Fiz.	54,73	2500	27,40
Zjednoczone Królestwo	Instytut Fizyki	56,38	13500	39,50
Włochy	Włoskie Tow. Fiz.	56,84	1100	28,40
Szwecja	Szwedzkie Tow. Fiz.	8,33	935	4,16
Dania	Duńskie Tow. Fiz.	5,11	331	0,80
Norwegia	Norweskie Tow. Fiz.	4,13	608	1,03
Finlandia	Fińskie Tow. Fiz.	4,87	772	1,22
Islandia	Islandzkie Tow. Fiz.	0,25	35	0,06
Holandia	Holenderskie Tow. Fiz.	14,37	2966	6,90
Belgia	Belgijskie Tow. Fiz.	9,86	400	2,46
Szwajcaria	Szwajcarskie Tow. Fiz.	6,51	1190	3,26
Austria	Austriackie Tow. Fiz.	7,55	809	2,27
Irlandia	Królewska Irlandzka Akademia	3,51	60	0,53
Hiszpania	Królewska Hiszpańska Tow. Fiz.	38,17	200	5,70
Turcja	Tureckie Tow. Fiz.	47,28	302	6,00
Jugosławia	Jugosłowiańskie Tow. Matematy- ków i Fizyków	22,7	300	3,40
Grecja	Greckie Tow. Fiz.	9,85	50	1,40
Portugalia	Portugalskie Tow. Fiz.	9,95	200	1,40
Izrael	Izraelskie Tow. Fiz.	4,1	400	2,05
Polska	Polskie Tow. Fiz.	36,5	1600	14,87
NRD	Tow. Fiz. NRD	16,9	1529	8,45
Czechosłowacja	Unia Czechosłowackich Matematy- ków i Fizyków	15,5	500	2,35
Rumunia	Rumuński Narodowy Komitet Fizyki	22,6	300	3,39
Węgry	Tow. Fiz. Loranda Eötvösa	10,7	625	1,60
Bułgaria	Bułgarska Akad. Nauk	9,2	105	1,40
ZSRR	Akademia Nauk ZSRR	272,50	2000	40,90
<b>RAZEM</b>		<b>921,21</b>	<b>41117</b>	<b>248,10</b>

Braki nauczycieli występują również silnie w rozwijających się krajach Europy. Poziom kształcenia nauczycieli przedstawia tu także wiele do życzenia. Znaczący problem stanowi również emigracja zarobkowa najlepszych fizyków.

W krajach Europy Wschodniej liczba kandydatów na uniwersytety jest planowana i limitowana. Ostatnio jednak rekrutacja wykazuje silną tendencję spadkową (szczególnie w Polsce). Może to spowodować spadek poziomu wykształcenia. W konsekwencji wystąpią braki fizyków dla przemysłu stosującego nowoczesne technologie. Nie wiadomo, jak ten problem będzie rozwiązany, ale sytuacja taka odbije się bardzo ujemnie na ekonomice tych krajów.

W pewnych krajach istnieje ścisła bariera pomiędzy inżynierami i fizykami, np. we Francji, Włoszech czy Hiszpanii. W Polsce istnieje ona również. W krajach takich jak Holandia czy Wielka Brytania bariery takiej nie ma wcale. W gruncie rzeczy wielu fizyków pracuje w przemyśle wykonując pracę inżynierów. Fizyka jest dziedziną wiedzy wykazującą dużą ekspansję. Większość nowych technologii zostało roz-

winiętych przez fizyków działających w przemyśle. Czy bariery powinny istnieć? — jest to już bardzo stare pytanie i trzeba starać się dać w końcu na nie odpowiedź.

Inną kwestią diskutowaną na Konferencji był wiek ucznia, w jakim powinien on spotkać się z fizyką jako przedmiotem nauczania. W USA jest to ostatni rok *high school*. Uczeń ma wówczas ok. 17 lat. W Europie Wschodniej edukacja ta zaczyna się znacznie wcześniej, w wieku ok. 12 lat. Istnieje przekonanie, że fizyka w klasach niższych powinna być zawarta w chemii i biologii.

Wydaje się również, że więcej kobiet powinno studiować fizykę. W niektórych krajach, takich jak Polska, proporcje mężczyzn i kobiet wśród fizyków są dość dobre. Za mało kobiet jednak pracuje w dziedzinie badań naukowych. Kobiety stanowią przeważającą większość wśród nauczycieli szkół średnich. Konferencja w Ericie postulowała obniżenie wieku uzyskiwania stopnia doktora fizyki. W ciągu 5 lat wiek ten rzeczywiście się obniżył. Średnio doktorat w Europie uzyskuje się mając 26 lat.

Na Konferencji w Bad Honnef referaty przedstawili również reprezentanci wielkiego przemysłu: firm Siemens i Philipsa. Obydwa wskazywały, że przemysł woli zatrudniać inżynierów elektroników. Z drugiej jednak strony wielkie firmy mają swój własny system doskonalenia kadr. Fizyk dokształcony w ten sposób jest jednym z najbardziej cennych pracowników zajmujących się nowoczesnymi technologiami. Przedstawiciel Siemens zwracał uwagę na tworzenie zespołów badawczych złożonych ze specjalistów wielu dziedzin. Fizycy odgrywają w tych zespołach bardzo istotną rolę.

Konferencja zwróciła także uwagę na fakt, że różnica uposażeń między instytucjami rządowymi i przemysłem stale się powiększa. Uzasadnienie faktu, że przemysł płaci tak dużo młodym fizykom w porównaniu z instytucjami państwowymi w Europie Zachodniej wynika głównie stąd, że przemysł zawsze kompensował inflację, a rządy nigdy nie mogły sobie z tym poradzić. Z referatu przedstawiciela Philipsa wynikało, że nawet małe różnice po 30 latach spowodowały znaczną rozbieżność płac pomiędzy fizykiem na uczelni i w przemyśle.

Na Konferencji z przyjemnością odnotowano poprawę stosunków między przemysłem a uczelniami.

Wiele firm takich jak GEC, Philips, Siemens, AEG, Thomson itd. posiada własny system rekrutacji pracowników. Utrwała się pogląd o konieczności ciągłej edukacji. Coraz częściej stosowana jest roczna lub półroczna delegacja fizyków z przemysłu z powrotem na uniwersytet (czasem jako wykładowców).

Wielu nauczycieli, nawet akademickich, często nie ma pojęcia o zmianach jakie przeszedł przemysł w ostatnich latach i tu pewien proces szkolenia byłby również nieodzowny. Studenci powinni dowiedzieć się stosunkowo wcześniej o możliwościach interesującej pracy w przemyśle. W Europie Zachodniej zarobki młodych doktorów fizyki w przemyśle i na uczelniach różnią się ponad dwukrotnie.

Długofalowa tendencja do r. 2000 wykazuje lekki wzrost zapotrzebowania przemysłu. Około 1990 r. wystąpi wyraźny brak fizyków. Co więcej, spodziewany jest dalszy przepływ fizyków do małych firm komputerowych i innych małych przedsiębiorstw, często tworzonych przez fizyków. Rządy krajów europejskich wydają się nieświadome tych tendencji i jak dotąd nic się nie czyni, aby temu zapobiec.

Pełny zestaw materiałów z konferencji „Europhysics Study Conference — The Employment of Physicists in Europe” znajduje się w posiadaniu Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

*Janusz Konopka*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## IV Szkoła-Symposium Fizyki Metali

Pod naukowym kierownictwem prof. H. Stachowiaka jego młodzi współpracownicy z Zakładu Teorii Ciała Stałego INTiBS we Wrocławiu zorganizowali IV Szkołę-Symposium Fizyki Metali. Spotkanie odbyło się w dniach 23-28 kwietnia 1987 w Piechowicach w pobliżu Jelcnej Góry, w domu wczasowym „Uroczysko”, miejscu znanym i cieszącym się dobrą opinią nie tylko wrocławskiego środowiska naukowego.

Krajowe zebrania naukowe tego cyklu zainicjowane zostały przez prof. A. Chelkowskiego z Uniwersytetu Śląskiego. Pierwsze z nich odbyło się w Złotym Potoku w 1975 r. Kolejne spotkania zostały zorganizowane przez INTiBS PAN (Piechowice 1979) i przez Uniwersytet Śląski (Szczyrk 1984).

Już w poprzednich sympozjach uczestniczyli goście zagraniczni. W ostatnim spotkaniu liczba ich (czterech ze Związku Radzieckiego, dwóch z NRD oraz po jednym uczestniku z Berlina Zachodniego, Bułgarii, Czechosłowacji, Francji, Szwajcarii, Wielkiej Brytanii i Wietnamu na ogólną liczbę 80 uczestników) zobowiązała gospodarzy do zaproponowania prowadzenia wszystkich wykładów w języku angielskim. Spośród referatów zaproszonych gości zagranicznych największym zainteresowaniem cieszyły się wystąpienia: prof. K. Bennemanna z Berlina Zachodniego o temperaturze krytycznej wysokotemperaturowych nadprzewodników, prof. P. G. Colemana z Norwiche o badaniu powierzchni metali przy pomocy spowolnionych pozytonów oraz prof. E. Maksimowa z Moskwy o optycznych własnościach metali. Uczestnicy byli zawiedzeni nieobecnością prof. D. K. Andersena ze Stuttgartu, który ze względów zdrowotnych w ostatniej chwili odwołał swój przyjazd. Zabrakło więc prawdopodobnie jednego z najciekawszych wykładów o obliczaniu struktury elektronowej metali przejściowych.

Uczestnicy spotkania mieli okazję zapoznania się z szerokim zakresem badań prowadzonych w polskich laboratoriach. Jak wynika z przedstawionych prac są to badania:

- a) struktury elektronowej metali i stopów, przy czym ostatnie zainteresowania skierowane są na wpływ czynników zakłócających idealną periodyczną strukturę,
- b) uporządkowania stopów,
- c) zjawisk powierzchniowych,
- d) rozpraszania elektronów i zjawisk przenoszenia (transportu) ładunku.

Mniej liczne były prace dotyczące:

- e) zjawisk kooperatywnych: magnetyzmu i nadprzewodnictwa; zostały jednak przedstawione najbardziej aktualne problemy związane ze zjawiskami w metalach ziem rzadkich i aktynowcach (ciężkie fermiony) oraz dotyczące temperatury krytycznej nadprzewodników.

Najwięcej, ok. 30% wykładów i przedstawionych prac, dotyczyło pierwszej z wymienionych dziedzin. Jest to naturalną konsekwencją uczestnictwa pracowników ośrodków mających kontakt naukowy z organizatorami, przede wszystkim eksperymentatorów z Uniwersytetu Wrocławskiego współpracujących z nimi w badaniach struktury elektronowej metali i stopów. Ponadto przedstawione były prace wykonane w Instytutach Fizyki uniwersytetów w Katowicach, Krakowie, Lublinie i Poznaniu, Katedrze Fizyki Filii UW w Białymstoku oraz Instytutach Fizyki WSP w Opolu, Politechniki i AGH w Krakowie. Instytuty PAN, oprócz INTiBS, reprezentowali swymi pracami pracownicy Instytutu Chemii Fizycznej w Warszawie i Fizyki Molekularnej w Poznaniu.

Wyniki badań były przedstawione w formie wykładów, krótkich komunikatów oraz na dwóch sesjach plakatowych. Po raz pierwszy materiały spotkań zostaną opublikowane. Organizatorzy przygotowują zeszyty z serii „Fizyka i Chemia Ciała Stałego” wydawane przez INTiBS PAN we Wrocławiu, w których zostaną umieszczone wykłady i komunikaty oraz wyniki przedstawione na sesjach plakatowych w skróconej formie.

Szkoda, że organizatorzy nie dali zaproszonym gościom zagranicznym i wybranym krajowym specjalistom priorytetu czasowego, pozwalającego nadać ich referatom charakter wykładu przeglądowego. Niektóre referaty krajowe z powodzeniem mogły być przedstawione na sesjach plakatowych z oczywistą korzyścią dla większości słuchaczy. Ich autorzy, kosztem czasu na przygotowanie plakatu, mieliby okazję lepszego przedyskutowania swych wyników w wąskim gronie specjalistów. Wykazaliby równocześnie zrozumienie dla organizatorów, którzy nie mieli możliwości lokalowych zorganizowania nawet dwóch równoległych sesji. Liczniejsze plakaty umożliwiłyby również wyeksponowanie tylko niektórych wykładów i skupienie uwagi uczestników na wybranych problemach. Można sądzić, że sprzyjałoby to koncentracji badań w kraju na poszczególnych kierunkach i być może pobudziłyby do większej współpracy między niektórymi ośrodkami krajowymi. Rozproszenie badań jest bowiem chyba głównym powodem negatywnych ocen lub po prostu niedostrzegania badań w zakresie fizyki metali w naszym kraju.

Spotkanie było sprawnie zorganizowane. Nad całością prac organizacyjnych miała pieczę dr Anna Rubaszek, która przy współpracy kierowniczkii „Uroczyska”, p. L. Dyrko, zapewniła przyjemne zakwaterowanie, smaczne i obfite posiłki oraz urozmaicony program towarzyski.

Następne spotkanie, prawdopodobnie w Beskidach, mają organizować koledzy z Uniwersytetu Śląskiego.

*Krzysztof Durczewski*

Instytut Niskich Temperatur  
i Badań Strukturalnych PAN  
Wrocław

## II Francusko-polskie seminarium niskowymiarowych przewodników organicznych i polimerów elektroaktywnych w Nancy

W dniach 12-15 maja 1987 odbyło się w Nancy drugie francusko-polskie seminarium poświęcone badaniom niskowymiarowych przewodników organicznych. Było ono kontynuacją cyklu spotkań polskich i francuskich naukowców, zapoczątkowanego z inicjatywy prof. A. Grai z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu we wrześniu 1985 r. (zob. notatkę w *Kronice Postępy Fizyki* 1/86). Sukces pierwszego seminarium, zorganizowanego przez stronę polską w Czerniejewie k. Poznania, zachęcił do kontynuacji i rozwoju tej formy współpracy naukowej, umożliwiającej swobodną dyskusję, wymianę doświadczeń i pomysłów.

Organizatorem drugiego z cyklu seminariów był prof. D. Billaud z Laboratoire de Chimie Minérale Appliquée Uniwersytetu w Nancy. W spotkaniu wzięło udział 55 naukowców, pracujących nad technologią otrzymywania i własnościami fizykochemicznymi niskowymiarowych układów organicznych. Uczestnicy reprezentowali laboratoria z Orsay, Nantes, Nancy, Montpellier, Bordeaux, Lannion, Lyonu, Marsylii, Strasburga oraz Poznania, Łodzi, Wrocławia, Świerku i Gliwic. Wśród zaproszonych gości byli m.in. profesorowie A. Graja, M. Kryszewski, J. Strojek i E. Mulazzi z Mediolanu. Ze strony francuskiej obecni byli wybitni specjaliści z dziedziny niskowymiarowych układów organicznych, a wśród nich m.in. profesorowie D. Billaud, S. Lefrant, B. François, M. Galtier, M. Nechstein i P. Bernier.

Inauguracyjny wykład nt. nowych aspektów badań w podczerwieni sprzężenia elektron-fonon wygłosił A. Graja. W 26 doniesieniach i 16 plakatach przedstawiono najnowsze rezultaty badań wysoko-przewodzących polimerów i monokrystalicznych przewodników i nadprzewodników organicznych. Dyskutowano m.in. metody otrzymywania i własności domieszkowanych poliacyetylenów (m.in. P. Bernier, D. Billaud, B. François, E. Mulazzi, A. Perichaud), własności polimerów domieszkowanych wysoko-przewodzącymi kompleksami CT (m.in. A. Tracz, J. Ulański), własności nadprzewodników organicznych typu (BEDT-TTF) $X$  (m.in. D. Chasseau, G. Sekretarczyk), własności innych polimerów (m.in. V. Le Berre, M. Nechstein, G. Froyer), wybrane problemy teoretyczne (m.in. B. Bułka) oraz inne specyficzne własności jednowymiarowych organicznych materiałów przewodzących (m.in. A. Chyla, A. Ben Salem, D. Chasseau). Obok dyskusji w ramach programu naukowego seminarium, wielce interesujące i pożyteczne były rozmowy w mniejszych gronach, kameralne, dotyczące nie tylko przedstawionych badań, ale i tematów będących w trakcie opracowywania i związanych z nimi planów i wątpliwości.

W trakcie trwania seminarium uczestnicy zwiedzili laboratorium chemii mineralnej stosowanej Uniwersytetu w Nancy, kierowane przez prof. D. Billaud. Laboratorium to znane jest z badań własności fizycznych interkalowanych grafitów i polimerów organicznych domieszkowanych metalami alkalicznymi.

Spotkanie było okazją do zacieśnienia współpracy między polskimi i francuskimi naukowcami badającymi wysoko- i nadprzewodzące niskowymiarowe substancje organiczne; w tej dziedzinie laboratoria francuskie są znane ze swych osiągnięć.

Uczestników seminarium przyjął w ratuszu zastępca mera Nancy, prof. Boulanger. W swoim wystąpieniu podkreślił związki łączące Polskę i Lotaryngię, której ostatnim władcą był król polski — Stanisław Leszczyński, związki trwające do dziś, a podtrzymywane i zacieśniane przez nawiązanie stosunków „miast bliźniaczych” między Nancy i Lublinem. Szczególnie miłym akcentem pobytu w Nancy było



odwiedzenie kościoła Notre-Dame de Bon Sécour, w którym spoczywa król Stanisław Leszczyński i jego żona Maria Opalińska; niezapomnianych wrażeń dostarczyło również zwiedzenie okolic miasta.

Następne seminarium polsko-francuskie zostanie zorganizowane przez stronę polską w r. 1989.

*Lucyna Firlej*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## Międzynarodowa Konferencja Luminescencyjna (ICL-87)

W dniach od 17 do 21 sierpnia 1987 r. odbyła się w Chinach, w Pekinie, dziewiąta z kolei Międzynarodowa Konferencja Luminescencyjna (ICL-87). Jedną z pierwszych w tej serii była Konferencja zorganizowana w Toruniu przez nieżyjącego już prof. Aleksandra Jabłońskiego — jednego z najbardziej znanych w świecie fizyków polskich. Tak jak to zazwyczaj bywa z wielkimi konferencjami o nader szerokim profilu tematycznym, konferencja luminescencyjna organizowana była przez kraje wnoszące istotny wkład w tę dziedzinę. Tak więc wędrowała ona ostatnio przez Paryż, Tokio, Berlin i Madison (USA), by wreszcie trafić do Pekinu. Głównym organizatorem nie był jednak żaden z instytutów pekińskich, a Chińskie Towarzystwo Luminescencyjne, mieszczące się w Changchun. Przewodniczący tego Towarzystwa, a zarazem honorowy dyrektor Instytutu Fizyki Chińskiej Akademii Nauk w Changchun — profesor Xu Xurong był Przewodniczącym Komitetów Organizacyjnego oraz Programowego Konferencji.

Od początku swej historii, konferencje luminescencyjne obejmowały swym zakresem dwie grupy materiałowe, tzn. układy molekularne oraz ciała stałe. Aby uniknąć tego, skądinąd dość naturalnego, podziału konferencja przybrała podtytuł: *Procesy w stanach wzbudzonych materii skondensowanej*. Sądzę jednak, że zabieg ten, jak i wszelkie zabiegi o charakterze formalnym, niewiele pomógł, zaś z pewnością doprowadził do zdecydowanej dominacji konferencji przez fizyków i chemików zajmujących się procesami relaksacji stanów wzbudzonych w ciałach stałych. Całkiem świadomie nie użyłem słowa luminescencja, jako że jest to tylko jedno ze zjawisk zachodzących w procesie rozpadu stanów wzbudzonych. W pierwszym okresie rozwoju tej dziedziny stosowano prosty podział na procesy promieniste i niepromieniste. Te ostatnie traktowano jako procesy pasożytnicze i najczęściej traktowano je fenomenologicznie. Rozwój teorii oraz aparatu doświadczalnego pozwalających badać zjawiska niepromieniste spowodował, że stały się one ostatnio jednym z najbardziej intensywnie badanych zjawisk. Odnalazło to swe dobitne odzwierciedlenie również w czasie pekińskiej konferencji.

Egzotyka miejsca stanowiła oczywisty magnes dla jej potencjalnych uczestników. Jednakże koszty podróży oraz samej konferencji spowodowały efektywne ograniczenie liczby uczestników do ok. 500 osób. W tej liczbie mniej niż połowę stanowili goście zagraniczni, a wśród nich prym wiodli z oczywistych powodów Japończycy. Polska grupa była jak zwykle największa wśród krajów socjalistycznych i liczyła 9 osób. Pewnym ułatwieniem była możliwość skorzystania z dwustronnej wymiany bezdewizowej pomiędzy Akademiami Nauk Chin i Polski. Warto może w tym miejscu zwrócić uwagę na niezwykle ciekawą i atrakcyjną możliwość udziału w konferencjach organizowanych w Chinach, którą stworzyli niedawno Chińczycy. W celu zwiększenia wymiany naukowej (a zwłaszcza w formie uczestnictwa w konferencjach naukowych) powołali do życia pozarządową organizację, zwaną China Association for Science and Technology (CAST) z siedzibą w Pekinie (adres korespondencyjny: Science Hall, Friendship Hotel, Beijing, Pani Wu Ganmei — dyrektor, nr telexu 222337 ICCST CN). Grupuje ona różne chińskie towarzystwa naukowe (w tym towarzystwa fizyczne, optyczne i luminescencyjne). Jej budżet w wysokości ok. 2 mln juanów (ok. 600 tys. dolarów USA) jedynie w 30% pochodzi z dotacji rządowych, zaś pozostała część pochodzi z dochodów wydawniczych oraz organizacji konferencji, wystaw itp. przedsięwzięć organizacyjnych. Stowarzyszenie CAST pragnie nawiązać bezpośredni kontakt z naszymi Towarzystwami w celu organizacji bezdewizowego uczestnictwa w konferencjach organizowanych w Chinach dla kolegów z innych krajów oraz na prawach równoważności liczbowej dla Chińczyków za granicą. Skorzystanie z tej oferty w sposób zasadniczo ułatwić może udział polskich fizyków w konferencjach organizowanych w Chinach, co jest nader kuszące

nie tylko z powodów pozanaukowych. Przedsięwzięcie to, podobnie jak i inne temu podobne należą do tzw. „praktyki otwarcia”, której celem jest próba zmniejszenia dystansu i zapóźnień dzielących ten ogromny kraj od reszty świata.

Wracając do samej konferencji jeszcze kilka danych liczbowych. W wyniku selekcji przyjęto do przedstawienia ok. 450 prac (w tym 8 z Polski), z których 2/3 było przedstawione jedynie na sesjach plakatowych, zaś 1/3 wygłoszone na innych sesjach. Bardzo bogaty program konferencji zmusił organizatorów do równoległych obrad na trzech sesjach tematycznych, co, biorąc pod uwagę brak przesunięcia czasowego między referatami przeglądowymi oraz nader częste zmiany programowe, bardzo utrudniło ich śledzenie. Poza sesjami tematycznymi oraz sesją plenarną, otwierającą konferencję, odbyły się dwa sympozja. Jedno poświęcone pamięci Ferda Williamsa — *spiritus movens* konferencji luminescencyjnych, zaś drugie spektroskopii tzw. jam kwantowych.

Ta ostatnia tematyka, niezwykle szybko rozwijająca się na świecie i tutaj była nadal bogato reprezentowana i stanowiła jeden z najsilniejszych akcentów spotkania. Ograniczenie przestrzenne nośników w jamach kwantowych powoduje, że efekty dwuwymiarowe stają się dominujące, co z kolei rzutuje bardzo silnie na procesy rekombinacyjne. W szczególności, wszelkie stany związane stają się głębszymi w porównaniu z analogicznymi stanami w kryształach objętościowych (np. energia wiązania ekscytonów rośnie blisko 4-krotnie, co powoduje że można je obserwować w emisji nawet w temperaturze pokojowej w strukturach wykonanych ze związków  $A^{III}B^V$ ). Zagadnieniom tym poświęcone były wykłady plenarne L. Esaki, Kun Huang, G. Bastarda i J. E. Zuker. Profesor Kun Huang — jeden z seniorów fizyki ciała stałego — wykazał, że zastosowanie teorii masy efektywnej daje bardzo dobry opis stanów dziurowych w skwantowanym przestrzennie paśmie walencyjnym. L. Esaki — laureat nagrody Nobla, współtwórca koncepcji jam kwantowych oraz ich praktycznej realizacji — skupił się na dynamice efektu Starka w strukturach dwuwymiarowych. Jest to efekt prawie nieistotny w gazie 3-wymiarowym (m. in. na skutek jonizacji połowej ekscytonów już w nader słabym polu elektrycznym). W spektroskopii ekscytonów w jamach kwantowych pozwala zaś na dokładną identyfikację stanów wzbudzonych. Bardzo ciekawy był referat J. Zuker (Bell Lab.), w którym pokazała ona, jak dramatycznie efekt dwuwymiarowy wpływa na efekty nieliniowe w obszarze energii w pobliżu przejść ekscytonowych i jak efekty te można wykorzystać praktycznie w konstrukcji ultraszybkich modulatorów.

Ultraszybkie procesy to druga z tematyk wyróżniających konferencję luminescencyjną. Pełni podziwiu słuchaliśmy referatu C. V. Shanka na temat sześciofemtosekundowej spektroskopii procesów relaksacyjnych. Udało mu się wygenerować tak krótkie impulsy praktycznie białego światła (relacja nieoznaczoności!), których następnie użył do pomiaru zmian transmisji wywołanych innym, znacznie dłuższym impulsem laserowym (od kilkudziesięciu femtosekund do kilku pikosekund). Eksperymenty te otwierają nową gałąź spektroskopii transmisyjnej (!) i oczywiście wywołały spore poruszenie wśród uczestników.

Trzecia z tematyk biorących swój początek z techniki doświadczalnej to efekty zwiększania zdolności rozdzielczej. Dzięki niezwykle pomysłowym i sięgającym nader głęboko w fizykę procesów rekombinacji eksperymentom udało się przesunąć granicę zdolności rozdzielczej w fazie skondensowanej o blisko 8 rzędów wielkości. Dowodem uznania tych prac było przyznanie G. McFarlane'owi nagrody specjalnej konferencji za osiągnięcia w tej dziedzinie.

Niestety, wszystkie z tych trzech tematyk są praktycznie poza naszym zasięgiem eksperymentalnym, co jest jeszcze jedną smutną konstatacją narastającej luki technologicznej polskiej fizyki w porównaniu z fizyką uprawianą w innych krajach. Jest to tym bardziej przykre, że nasi koledzy reprezentują bardzo wysoki poziom fachowy, który niestety nader często znajduje swój najpełniejszy wyraz dopiero w czasie wyjazdów zagranicznych.

Omówienie choćby pobieżne pozostałych referatów przeglądowych, nie wspominając o pracach oryginalnych, dalece przekracza ramy tej krótkiej notatki, dlatego odesłać chciałbym wszystkich zainteresowanych do materiałów konferencji, które ukazać się niebawem w specjalnym zeszycie *Journal of Luminescence*.

Następna konferencja odbędzie się w Lizbonie w Portugalii w 1990 r.

Jerzy Langer

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## RECENZJE

B. K. Ridley: *Czas, przestrzeń, rzeczy*, z jęz. angielskiego tłum. Zbigniew Majewski, Wiedza Powszechna, Warszawa 1987, s. 210, wydanie I, nakład 10 000 egz., cena zł 150,—

Wydana w serii Omega jako jej 401 tomik książka *Czas, przestrzeń, rzeczy* podejmuje próbę przeglądu tego, co fizyka współczesna ma do powiedzenia na temat fundamentalnej struktury wszechświata. Autor dąży do wyjaśnienia podstawowych pojęć występujących w fizyce, bez posługiwania się terminologią matematyczną. Treść książki oparta jest na wykładach wprowadzających do studiów fizycznych, jakie Autor wygłosił w University of Essex (Wielka Brytania), gdzie jest wykładowcą fizyki. Poziom opracowania, jak i zakres treści wymagają więc z założenia od czytelnika wiedzy fizycznej na poziomie szkoły średniej. Książka przeznaczona jest dla maturzystów rozważających wybór fizyki jako przedmiotu studiów, studentów nauk humanistycznych, którzy chcą być wszechstronnie wykształceni i laików pragnących zrozumieć fizyczny wszechświat. Autor wyraża nadzieję, że okaże się ona również przydatna dla nauczycieli i studentów fizyki, jako pozycja niwelująca przepaść między poszczególnymi dyscyplinami naukowymi. Nadzieja taka ma szansę spełnienia szczególnie w przypadku nauczycieli liceów ogólnokształcących, którzy mają wdrażać od roku szkolnego 1987/88 nowe programy nauczania fizyki, poszerzone o zagadnienia z zakresu fizyki współczesnej, np. fizyki cząstek elementarnych. To nowe ujęcie wymaga spojrzenia na fizykę „z lotu ptaka” i przemyślenia sposobu wprowadzania wielu trudnych pojęć. Omawiana książka może w tym zakresie pomóc. Mogą ją nauczyciele również polecić uczniom zainteresowanym przedmiotem w klasie maturalnej. Jest to bowiem pozycja popularna dla tych, którzy już są po całym kursie fizyki i chcą uporządkować pojęcia, zobaczyć obszar badawczy fizyki oraz jej metody całościowo. Niewielka objętościowo książka nie wprowadza i nie wyjaśnia a tylko łączy i systematyzuje, pomaga w zrozumieniu konieczności idealizacji i pokazuje zakres stosowalności modeli. Jest to dobra lektura na styku szkoła średnia — wyższa uczelnia. Dopiero po tej pozycji zalecałabym przeczytanie podobnej w zamyśle, ale dużo głębszej treściowo, historycznie i metodologicznie pozycji Edmunda T. Whittakera (Omega, PWN 1965) *Od Euklidesa do Einsteina*. Tym zaś, którzy mają już obie lektury za sobą a chcieliby lepiej i dogłębnie poznać przedmiot, poleciłabym wydaną niedawno trzynomową pozycję *Stare i nowe drogi fizyki* Grzegorza Białkowskiego.

Recenzowana pozycja składa się z 10 rozdziałów i dodatku zawierającego tabelę stałych uniwersalnych (dane z r. 1974! — a przecież w 1978 r. zostały ogłoszone nowe wartości tych stałych, co powinno być przez tłumacza i/lub Wydawnictwo uwzględnione) oraz wykaz skrótów. Uzupełniająca literatura popularnonaukowa, dołączona przez polskiego wydawcę, zawiera ok. 50 pozycji. Niektóre z nich nie zawierają niestety nazwisk autorów. Np. pozycja *Cząstki elementarne*, W-wa 1983, WSiP jest autorstwa Tomasza Hofmoka i Michała Święckiego, a pozycja *Czas*, Warszawa 1983, WSiP autorstwa Bożeny Muchotrzeb. W kolejnych rozdziałach książki omówiono następujące zagadnienia:

Rozdział 1 — Rzeczy. Przedstawia problemy związane z idealizacją na przykładzie bili (kuli bilardowej) ograniczonej powierzchnią nieskończenie ostrą, doskonale gładką, wykonanej z nieskończenie twardego i doskonale sprężystego materiału — czyli bili z utopium. Omawia prostotę pojęcia takiego modelu, oraz jego przydatność w rozważaniach zarówno zagadnień megaświata (gwiazda w galaktyce), jak i mikroświata (atom w regularnej sieci krystalicznej). Autor przedstawia bilę z utopium jako idealną cząstkę elementarną mechaniki klasycznej. Rozważa również subtelną różnicę pomiędzy rzeczami pojęciowymi fizycznymi a rzeczami pojęciowymi matematycznymi. W końcowej części omówiono pojęcie punktu materialnego i jako jego dopełnienie pojęcie kontinuum a także przedyskutowano różnicę między falą a cząstką, przygotowując w ten sposób grunt do przejścia w rejony mechaniki kwantowej.

Rozdział 2 — Rzeczy dziwne. W rozdziale omówiono różne możliwości klasyfikacji materii. Głównie skupiono się jednak na zjawiskach elektromagnetycznych, podkreślając fakt, iż wszystkie elektromagnetyczne zjawiska tego świata biorą swój początek w „aktywności” elektronów i jonów. Wziąwszy zaś pod

uwagę, że właściwości elektryczne materii prawie w pełni określają jej właściwości mechaniczne, wprowadzenie zagadnienia do elektronu i jonu frapuje swą prostotą. W dalszej części rozważań autor wchodzi głębiej w strukturę materii, co zmusza do przejścia w zakres fizyki kwantowej i do rezygnacji z budowanego w rozdz. 1 modelu bili z utopium. Skrótowno podano tu podstawowe założenia teorii kwantów oraz omówiono podstawowe informacje z fizyki cząstek elementarnych i kosmologii. Jest to niestety najslabsza część książki. Dane wykorzystywane przez autora są obecnie przestarzałe, a ujęcie dość pobieżne i chaotyczne.

Rozdział 3 — Przestrzeń. Zidentyfikowanie rzeczy występujących w przyrodzie to dopiero początek zadania. Powracając do modelu bili autor omawia właściwości, które wcale nie zależą od tego, że rozważamy właśnie bile, właściwości wywodzące się z faktu, iż bile są takie same jak inne obiekty — a więc trwałość, wielkość, położenie w przestrzeni. W rozdziale omówiono abstrakcyjne rozważania wychodząc ryzykownie z traktowania trwałości, wielkości i położenia jako pewnego rodzaju szkieletu wszechświata (co pociąga za sobą przyjęcie niutonowskiego ujęcia czasu i przestrzeni). Krótko zasygnalizowano problemy geometrii euklidesowej i niceuklidesowych, problemy ruchu i skal wielkości.

Rozdział 4 — Czas. Czas bez wątpienia jest bardziej wymykającym się rozumieniu pojęciem niż przestrzeń. Potrzebne jest tu wprowadzenie zegarów. Autor opisuje różne ich rodzaje poczynając od naturalnych, np. „żuczego” i „nenufarowego”, a kończąc na wzorcach opartych na promieniowaniu elektromagnetycznym. Omawiane przedziały czasu doprowadzono od  $10^{-48}$  s do  $10^{20}$  s. Zasygnalizowano problem strzałki czasu widocznej jedynie w królestwie układów zawierających wielką liczbę cząstek (entropia).

Rozdział 5 — Ruch. Fizykę mało interesuje to, co się zupełnie nie zmienia. Fizyka skupia uwagę na zmianie. Omawiając ruch autor położył nacisk na jego względność. Wprowadził pojęcie czasoprzestrzeni i omówił efekty relatywistyczne skrócenia długości i dylatacji czasu. Omówiono dokładniej przykłady następujących ruchów — jednostajnego, przyspieszonego prostoliniowego i po okręgu, harmonicznego oraz odrębny przypadek zderzeń. Rozdział zakończony jest wnioskiem: „Oto błędne koło fizyki — oddziaływania określają rzeczy. Oddziaływania określają przestrzeń i czas. Zachowanie się rzeczy w przestrzeni i czasie określa oddziaływanie!”

Rozdział 6 — Energia. Gdy wstępnie rozstrzygnięto kwestię, jakie rzeczy proste istnieją i jak najlepiej zmierzyć i opisać ich ruch w czasoprzestrzeni, pozostało zadanie opisanie w najprostszym sposobie oddziaływań jakie zachodzą między nimi. Aby to zrobić, należy wprowadzić dwa ważne pojęcia — energii i pędu. Lecz u ich podstaw leży inne ważne pojęcie — pojęcie masy. W rozdziale omówiono masę bezwładną i grawitacyjną przeprowadzając doświadczenia myślowe w polach przyspieszeń i sił. Szeroko omówiono zasady zachowania pędu i energii z uwzględnieniem ujęcia relatywistycznego.

Rozdział 7 — Swoboda. Dokonując pomiaru w praktyce zawsze popełnia się błąd. Autor przechodzi od takiego sformułowania właściwego fizyce klasycznej do zasady nieoznaczoności Heisenberga. Wprowadza pojęcie „kwantu swobody” dla cząstki kwantowej, dla której „nie wszystko jest dozwolone lecz mało co całkowicie zakazane”. Dalej jako konsekwencja tego podejścia dyskutowane są procesy wirtualne, pola kwantowe oraz oddziaływania silne i słabe wraz z niezachowaniem parzystości. Rozdział kończy się serią pytań: czy cząstki składają się z kwarków?, co wyznacza masę cząstki?, czy grawitacja odgrywa pewną rolę w fizyce cząstek elementarnych? — i konkluzją: być może nie nauczyliśmy się jeszcze prawidłowego formułowania pytań (pytania te autor stawiał przed rokiem 1975).

Rozdział 8 — Masa. Zawarto w nim dokładne omówienie równoważności mas bezwładnej i grawitacyjnej oraz wniosek — jeśli ładunek (masa grawitacyjna), który wytwarza pole grawitacyjne jest identyczny z masą bezwładną, to sama grawitacja jest zjawiskiem elektromagnetycznym. Pole elektromagnetyczne przyciąga pole elektromagnetyczne. Tego jednak nie opisują nasze równania pola elektromagnetycznego. Potrzeba nowej teorii jednolitego pola czyli teorii unifikacji. Dalej następuje dokładna dyskusja równoważności grawitacji i przyspieszenia (elementy ogólnej teorii względności). Godne uwagi są odnośniki historyczne np. powołanie się na doświadczenie z wiadrem zawarte w *Philosophiae naturalis principia mathematica* Izaaka Newtona.

Rozdział 9 — Przypadek. To bardzo dobrze, że rozporządzamy wspaniałym systemem idei, lecz jak opisać chaos w świecie otaczającej nas rzeczywistej materii? Jako odpowiedź na to pytanie omówiono koncepcję entropii i pojęcie prawdopodobieństwa. Stąd przejście do rozróżnienia pojęć ciepła i temperatury, której definicję podano uwzględniając wymagania fizyki klasycznej i kwantowej (zakaz Pauliego).

Rozdział 10 — Tajemnica. Godne uwagi, patrząc wstecz na przedstawione w książce badania naukowe nad rzeczami, przestrzenią i czasem jest nie tylko to w jakim stopniu rozumiemy przyrodę lecz i to w jakim stopniu jej nie rozumiemy. W systemie naszej wiedzy jest jeszcze wiele miejsc do zbadania i czeka nas ogromna praca nad przebadaniem oszałamiającej złożoności nieożywionej i żywej materii.

Tak w skrócie przedstawia się treść książki. Jej zaletą jest niewątpliwie zwięzłość oraz popularność ujęcia. Ważne jest również to, że Autor podjął próbę przedstawienia i uporządkowania zagadnień najnowszych. Sam zdaje sobie sprawę z trudności tego przedsięwzięcia, pisząc w przedmowie: „W fizyce istnieją zadziwiające idee i szkoda byłoby zamknąć je w ciasnych szufladach, do których klucze miałyby jedynie mała grupka specjalistów. Naturalnie, gdy otwiera się te szuflady i wyciąga ich zawartość na światło dzienne, z pominięciem pełnych elegancji rygorów matematyki i bez zarysu historycznego kontekstu poszczególnych idei, ryzykuje się, że nie zadowolili się nikogo i narazi na zarzut powierzchowności i zarazem niezrozumiałości. Jednakże warto podjąć to ryzyko...”

Autorowi w dużej części udało się to co zamierzał. Wadą niezawinioną przez niego jest nieaktualność części informacji dotyczących zagadnień fizyki współczesnej, która, jak wiemy, rozwija się żywiłowo. Co prawda na dole stron znajdujemy co jakiś czas przypisy wyjaśniający redaktora naukowego, ale już w rozdziale drugim można przykładowo znaleźć następujące braki i nieścisłości: str. 41-42 — w tabeli nie uwzględniono wielu znanych cząstek, np. leptonu  $\tau$  i jego neutrina, brak wzmianki o rezonansach itp. Str. 43 — sformułowanie „Być może jest nawet grupa kwarków, z fantazją nazywanych przez fizyków powabnymi” jest wiedzą z r. 1974. Konieczny byłby tu przypis mówiący o dalszych odkryciach. Wymieniając cząstki trwale nie podaje się informacji o poszukiwaniach rozpadu protonu, co obecnie pasjonuje cały świat fizyki. W rozdz. 7 na str. 150 znajdujemy zaś takie zdanie: „Nazywamy je oddziaływaniem słabym. Jeśli u podstaw tego oddziaływania leży pole kwantowe to związana z nim cząstka powinna mieć masę większą od masy protonu. Dotychczas nie odkryto żadnej cząstki o odpowiednich cechach, dlatego też oddziaływanie słabe nadal jest dla nas czymś tajemniczym”. Wydaje się, iż w książce, którą oddano do składania w r. 1986, powinna znaleźć się wzmianka o teorii oddziaływań elektroślabych i odkryciu bozonów pośredniczących. Takich „usterek” można znaleźć więcej. Nanosi je czas, a wydawnictwo powinno za nimi nadążyć.

Strona graficzna wydawnictwa nie odbiega od innych pozycji tej serii, jest więc poprawna. Czytelność tekstu dobra, choć osobiście łatwiej mi się czyta tekst, w którym odstępki między literami i wierszami są większe. Tłumaczenie jest poprawne. Podsumowując — dobrze, że książeczka ukazała się właśnie w momencie tak burzliwych zmian w programach szkolnych. Należało jednak staranniej przejrzeć i uzupełnić te partie tekstu, w których ostatnie 10-lecie wniosło zasadnicze zmiany. Powinny one znaleźć się w uzupełnieniu od wydawcy polskiego.

*Aleksandra Magryta*

XXI Liceum Ogólnokształcące  
Warszawa

## LIST DO REDAKCJI

## Publiczny pokaz nadprzewodnictwa we Wrocławiu

W dniu 6 lutego 1987 r., Redakcja *Physical Review Letters* przyjęła pracę donoszącą o odkryciu nadprzewodnictwa w temperaturze ok. 90 K, a więc powyżej temperatury ciekłego azotu [1]. Praca ta, oraz kilka innych jakby wcześniej niedocenionych [2] (przyjęta do druku 17.4.1986), [3] (przyjęta do druku 15.12.1986) wywołała sensację w świecie fizyków i zapoczątkowała lawinę dalszych prac o nowych nadprzewodnikach. Względna prostota materiału i łatwo dostępny zakres temperatury spowodowały, że do szaleńczego wprost wyścigu mogli włączyć się fizycy wielu laboratoriów. Współczesna fizyka nie zna tak powszechnie dostępnej możliwości odkrywania tak bardzo rewolucjonizujących świat zjawisk i materiałów.

Do prac nad nowymi nadprzewodnikami szybko włączyli się Polacy. Sporą sensację wywołały doniesienia prasowe z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie [4]. Również w Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu podjęto badania tych nowych materiałów już w połowie lutego, po informacjach uzyskanych podczas Zimowej Szkoły Fizyki Teoretycznej w Karpaczu. Duże możliwości aparaturowe, jakimi dysponuje INTiBS PAN, jako wiodąca w kraju placówka badawcza nadprzewodnictwa, pozwoliły na rozpoczęcie prac w szerokim zakresie (w tym prowadzenie syntez różnych materiałów) przez grupę ok. 30 osób. Na wyniki nie trzeba było długo czekać. Pierwsze udane pomiary na własnych próbkach przeprowadzono 18 marca 1987.

We Wrocławiu wykonywane są próbki ceramiczne, i to jednofazowe, różnych materiałów z grup: La-wapniowiec-Cu-O i Y-Ba-Cu-O. Po raz pierwszy wyhodowano monokryształy próbek itrowych (z nadprzewodnictwem w okolicy 90 K) dość dużych rozmiarów i określono ich strukturę krystaliczną. Odkryta została strukturalna przemiana fazowa w wysokich temperaturach. Badane są własności elektryczne i magnetyczne materiałów nadprzewodzących, przy czym odkryto, że pola krytyczne są co najmniej o rząd większe niż w dotychczas znanych nadprzewodnikach. Ciekawe wyniki osiągnięto w badaniach własności cieplnych oraz zależności nadprzewodnictwa od zawartości tlenu w próbkach, a więc od technologii wykonywania próbek i historii cieplnej (zmienia się temperatura przemiany do stanu nadprzewodnictwa).

Tak szeroko prowadzone badania, i to ze świadomością udziału w wielkim i fascynującym wydarzeniu, zaowocowały. Pracownicy INTiBS PAN przedstawili do druku 9 publikacji. Równocześnie rozpoczęto prace nad otrzymywaniem cienkich warstw i drutów z otrzymanych materiałów. Myśli się więc równolegle i o nauce i o jej zastosowaniach. Opracowano pokazy lewitującej próbki nadprzewodzącej. Lewitacja, a więc makroskopowy wynik efektu Meissnera, znana dotychczas z podręczników i niedostępna oczom badaczy oraz szerokiej publiczności (eksperyment wykonywany w ciekłym helu wyklucza w zasadzie łatwość obserwacji) mogła teraz być przedstawiona w prosty, wręcz prymitywny sposób i to większej liczbie obserwatorów. Próbkę nadprzewodnika umieszcza się nad magnesem stałym i ... pokaz gotów. Wystarczy tylko schłodzić próbkę, by zobaczyć lewitację. Taki pokaz, przygotowany przez pracowników INTiBS PAN, został przedstawiony podczas 378 posiedzenia naukowego Oddziału Wrocławskiego PTF. Dnia 21 maja 1987 prof. Jan Klamut, dyrektor INTiBS PAN i kierownik prac nad nowymi nadprzewodnikami, wygłosił wykład „Nadprzewodniki wysokotemperaturowe”. Blisko 100 osób zgromadzonych na sali wysłuchało krótkiej historii nadprzewodnictwa i relacji o najnowszych odkryciach będących udziałem również polskich fizyków. Część przedstawionych wyników nie została jeszcze opublikowana. Byliśmy więc świadkami pasjonującego wyścigu i tę atmosferę wykładowca starał się przekazać sali. Wrażenie udziału w czymś wielkim zostało umiejętnie podkreślone właśnie przez pokaz lewitującej próbki. Najpierw

ogromne skupienie i cisza na sali, a po łagodnym opadnięciu próbki, burza oklasków będąca podziękowaniem dla wykładowcy i dla mgra Krzysztofa Rogackiego, który ten pokaz opracował korzystając z próbki przygotowanej przez doc. Romana Horynia i mgra Zbigniewa Bukowskiego.

*Paweł Tomaszewski*

Instytut Niskich Temperatur  
i Badań Strukturalnych PAN  
Wrocław

### Literatura

- [1] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, J. Q. Wang, C. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987).
- [2] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
- [3] C. W. Chu, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 405 (1987).
- [4] *Życie Warszawy* z dn. 10 marca 1987.

## KRONIKA

## PTF

## Oddział Gliwicki

Na Walnym Zebraniu członków Oddziału Gliwickiego PTF w dniu 13 listopada 1987 r. wybrano Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący — Mieczysław Pazdur, sekretarz — Roman Bukowski, skarbnik — Tomasz Goslar; członkowie Zarządu — Franciszek Kumasza, Andrzej Bluszcz, Piotr Kochan, Tadeusz Pustelny i Krystyna Skrodzka. Komisję Rewizyjną Oddziału tworzą: Andrzej Zastawny, Eugeniusz Soczkiewicz, Joachim Gmyrek.

Oddział Gliwicki PTF liczy 68 członków zwyczajnych i 2 członków wspierających. W minionej kadencji (1985-87) Oddział zorganizował 8 posiedzeń naukowych, w tym 3 z udziałem gości zagranicznych.

Pod kierownictwem dra Tadeusza Pustelnego odbywały się pokazy i prelekcje z fizyki dla młodzieży szkolnej. Organizowano corocznie 10 prelekcji. Imprezy te zyskały dużą popularność wśród młodzieży, w każdej uczestniczyło ok. 200 osób, a Inspektorat Oświaty w Gliwicach dostarczył potrzebnych funduszy.

Oddział Gliwicki współuczestniczył również w zorganizowaniu II Konferencji Metod Chronologii Bezwzględnej (13-14. 3. 1986). W konferencji uczestniczyło 60 osób, wygłoszono 25 referatów i komunikatów. Współorganizatorami byli: Komitet Badań Czwartorzędu PAN oraz Instytut Fizyki Politechniki Śląskiej w Gliwicach.

Oddział był współorganizatorem seminarium „Zastosowanie mikrokomputerów w dydaktyce fizyki”. W seminarium wzięło udział 115 osób, w tym 40 nauczycieli fizyki ze szkół średnich. Seminarium odbyło się 27. 3. 1987, wygłoszono 8 referatów. 16. 10. 1987 minęła dziesiąta rocznica śmierci prof. Włodzimierza Mościckiego. Oddział zorganizował uroczyste posiedzenie poświęcone jego pamięci, na którym oprócz referatu naukowego przedstawiono wspomnienia o Profesorze, a następnie złożono kwiaty przy tablicy pamiątkowej.

*Eugeniusz Soczkiewicz*

Medal Mariana Smoluchowskiego  
dla Jana Rzewuskiego

22 października 1987 r. na posiedzeniu Oddziału Wrocławskiego PTF odbyła się uroczystość wręczenia Medalu Mariana Smoluchowskiego za rok 1983 profesorowi Janowi Rzewuskiemu. Wiceprezes Zarządu Głównego PTF, prof. Tadeusz Skaliński, przedstawił zasługi naukowe laureata, uzasadniając dlaczego został wyróżniony najwyższym odznaczeniem Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Jan Rzewuski, urodzony 19 grudnia 1916 r., uzyskał stopień doktora fizyki w 1948 r. na Uniwersytecie Warszawskim, a doktora habilitowanego także w 1950 r. Od 1945 pracował kolejno na Uniwersytetach: w Lublinie, Warszawie i Toruniu wreszcie od 1952 r. we Wrocławiu, gdzie został kierownikiem Katedry Fizyki Teoretycznej. W latach 1960-70 był dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. Od 1967 r. jest członkiem korespondentem, a od 1976 członkiem rzeczywistym Polskiej Akademii Nauk.

Jan Rzewuski jest autorem ponad 100 artykułów naukowych oraz 2-tomowej monografii *Field Theory*. Większość jego prac dotyczyła nielokalnej teorii pola, teorii przestrzeni spinorowych, podejścia funkcjonalnego do kwantowej teorii pola (w szczególności operatora rozproszeń), teorii funkcjonalnych szeregów potęgowych w zastosowaniu do kwantowej teorii pola. Zainteresowania Rzewuskiego skupiały się wokół zagadnień podstawowych, opierał się na własnych pomysłach, przeważnie idąc własną drogą. Jego wyniki stały się już klasyczne dla fizyki teoretycznej, np. dotyczące teorii nielokalnych, cząstek nietrwałych opisanych wyróżnioną składową wektora stanu (jak w równaniu Bethego-Salpetera), rozszerzenia analizy funkcjonalnej w zastosowaniu do fizyki.

Był wielokrotnie zapraszany do wygłaszania wykładów w ośrodkach zagranicznych: w Birmingham (1948-49), Dubnej (1956-57), CERN-ie (1961-62), Madras (1966), Carbondale (1986). Był również wyróżniany odznaczeniami państwo-



wymi, ministerialnymi, nagrodami PTF oraz nagrodą im. Alfreda Jurzykowskiego, której komitet mieści się w USA.

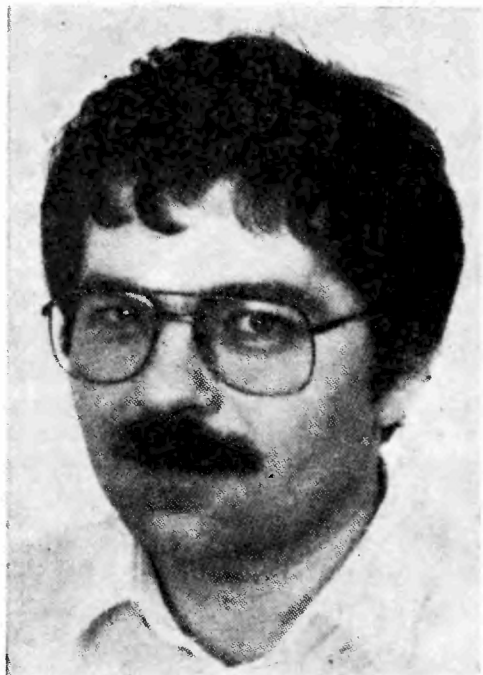
Do gratulacji i serdecznych życzeń dla Laureata, złożonych w imieniu Oddziału Wrocławskiego przez jego przewodniczącego prof. Eugeniusza Jagoszewskiego, dołączył się prof. Andrzej Budznowski, przewodniczący Oddziału Krakowskiego, który na tym samym posiedzeniu wygłosił referat „Fizyka jądrowa u progu XXI wieku”.

*Bernard Jancewicz*

### Nagroda Nobla 1987

Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki w roku 1987 otrzymali Karl Alexander Müller i Johannes Georg Bednorz za wykrycie wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa w tlenkach metali Ba-La-Cu-O.

Nigdy dotąd nie było w dziedzinie fizyki tak lawinowego „wybuchu” prac związanych z badaniami jednego zjawiska, jak to się stało z badaniami nadprzewodnictwa w podwyższonych temperaturach (powyżej 35 K) w tlenkach metali. Ten



J. G. Bednorz



K. A. Müller

bezpрецедensowy wyścig uczonych został zainicjowany pracą J. G. Bednorza i K. A. Müllera pt. „Possible high  $T_c$  superconductivity in the Ba-La-Cu-O system”, która ukazała się we wrześniu 1986 r. w *Zeitschrift für Physik B*. Obecnie — rok po jej opublikowaniu — autorom jej przyznano nagrodę Nobla, a na całym świecie w olbrzymiej, trudnej do określenia liczbie laboratoriów prowadzone są badania materiałów wykazujących stabilne nadprzewodnictwo w temperaturach ok. 90 K, a więc w temperaturach łatwiej dostępnych niż temperatury helowe. Poszukuje się również nowych materiałów o wyższych temperaturach krytycznych. Alex Müller i Georg Bednorz zostali już uprzednio uhonorowani nagrodą Roberta-Wicharda-Pohla, przyznaną po raz pierwszy przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne w r. 1987. Nagrodę tę otrzymali za prace doświadczalne, które doprowadziły do wykrycia wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa w ceramikach tlenków metali.

Karl Alexander Müller urodził się w 1927 r. w Bazylei. W latach 1946-52 studiował fizykę w Eidgenössische Technische Hochschule (ETH) w Zurychu i po otrzymaniu dyplomu z fizyki doświadczalnej w 1953 r. został współpracownikiem prof. Georga Buscha w Instytucie Fizyki ETH.

Tam też doktoryzował się w 1958 r. na podstawie pracy pod tytułem „Rezonans paramagnetyczny jonów  $Fe^{3+}$  w tytanianie strontu”. Od r. 1959 K. A. Müller pracował w Battelle-Memorial Institute w Genewie i stworzył tam grupę badawczą, której zadaniem było zastosowanie metody EPR w przemysłowych badaniach w dziedzinie fizyki i fizykochemii ciała stałego. W r. 1962 habilitował się na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu w Zurychu na podstawie pracy „Rezonans spinowy w monokryształach grafitu napromieniowanych neutronami”. W tym samym roku został docentem (Privatdozent) na tym wydziale a w 1970 — profesorem. Od roku 1963 jest pracownikiem Laboratorium Badawczego koncernu IBM w Rüschlikon pod Zurychem i tam przez wiele lat kieruje pracą badawczą w dziedzinie fizyki. To małe, w porównaniu z innymi, Laboratorium koncernu IBM zyskało sobie sławę już w ubiegłym roku, kiedy to jego pracownicy Gerd Binnig i Heinrich Rohrer otrzymali nagrodę Nobla (połową) za zbudowanie skaningowego mikroskopu tunelowego. Uhonorowanie rok po roku nagrodą Nobla pracowników tego samego Laboratorium jest również bez precedensu.

Müller jako pierwszy zastosował metodę elektro-nowego rezonansu paramagnetycznego do badania strukturalnych przemian fazowych. Wykorzystał on jony domieszkowe o konfiguracji elektronowej  $3d$  jako sondy paramagnetyczne, które pozwoliły na otrzymanie informacji nie tylko o temperaturowych zmianach parametru uporządkowania macierzystego kryształu, ale również na określenie zachowania się kryształu w pobliżu punktu krytycznego i opisanie dynamiki przejścia fazowego. Alex Müller zajmował się również (wspólnie z R. Kleinerem) badaniem rezonansu spinowego w interkalowanym graficie. Kontynuacją tych zainteresowań były badania absorpcji mikrofalowej w granulowanych warstwach Al, wykonane przez niego podczas dłuższego pobytu w Stanach Zjednoczonych w Laboratorium IBM w Yorktown-Heights w 1980 r. Dotykały one wielu problemów takich jak normalne przewodnictwo i złącze Josephsona, które staną się potem istotne przy badaniach ceramiki nadprzewodzących.

Zainteresowania badawcze Alexa Müllera były od samego początku związane z oddziaływaniami kooperacyjnymi typu elektrycznego w perowskitach. Był on przez wiele lat bardzo aktywnym przewodniczącym Europejskiego Komitetu Ferroelektryków, a na VI Europejskiej Konferencji Ferroelektryków, która odbyła się we wrześniu 1987 r.

w Poznaniu został on wybrany Honorowym Przewodniczącym tego Komitetu. Mimo dużego natłoku konferencji poświęconych wysokotemperaturowym nadprzewodnikom znalazł on czas aby uczestniczyć w Konferencji Ferroelektryków i wygłosił w Poznaniu referat, w którym przedstawił swoje ostatnie prace w dziedzinie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. W Poznaniu był on już po raz drugi. W 1981 r. był gościem Instytutu Fizyki Molekularnej PAN i brał udział w konferencji RAMIS-81, na której wygłosił referat pt. „EPR Experiments under Uniaxial Stress and Hydrostatic Pressure”. Informacja o nagrodzie Nobla zastała go w Neapolu, gdzie uczestniczył w Zjeździe Włoskiego Towarzystwa Fizycznego.

Johannes Georg Bednorz urodził się w 1950 r. w Nenenkirchen w północnej Westfalii. Początkowo, przez dwa semestry studiował chemię na Uniwersytecie w Münster, lecz w 1969 r. rozpoczął studia mineralogii i krystalografii na tym samym uniwersytecie. W r. 1972 pracował kilka miesięcy jako praktykant w Laboratorium IBM w Rüschlikon, co miało wpływ na jego dalszą działalność. Jego praca dyplomowa wykonana w Instytucie Mineralogii w Münster była ściśle związana z tematyką uprawianą w Rüschlikon i dotyczyła hodowli i opisu monokryształów tytanianu strontu. W 1976 r. Bednorz przenosi się do Zürichu, gdzie uzyskuje stopień doktora na ETH. Jego praca była związana z otrzymywaniem i badaniem nowych materiałów typu perowskitu. Od r. 1983 zajmował się już poszukiwaniem własności nadprzewodnikowych w tlenkach metali.

*Bożena Hilczner*

#### Nagroda Hewletta-Packarda

Nagroda Hewletta-Packarda za r. 1988 została przyznana przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne J. Georgowi Bednorzowi i K. Alexowi Müllerowi za odkrycie wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa. Za r. 1988, gdyż EPS przyznaje te nagrody zwykle we wrześniu, lecz z datą roku następnego, w czasie którego na jednej z dużych konferencji EPS następuje wręczenie nagrody.

Jest to już trzeci przypadek, gdy Nagroda Hewletta-Packarda wyprzedza przyznanie Nagrody Nobla. Dwa poprzednie to: K. von Klitzing (Nagroda H-P 1982 i Nobla 1985) oraz G. Binnig i H. Rohrer (Nagroda H-P 1984 i Nobla 1986).

*B. W.*

## Nagroda Międzynarodowej Komisji Optyki

Laureatem Nagrody Międzynarodowej Komisji Optyki rok 1986 został dr Kensuke Ikeda z Instytutu Badawczego Podstaw Fizyki Uniwersytetu w Kioto (Japonia) za badania teoretyczne dotyczące bifurkacji i chaosu w układach wykazujących bistabilność optyczną.

Zjawisko bistabilności optycznej (zob. *Postępy Fizyki* 36, 3 (1985)), intensywnie badane zarówno od strony teoretycznej, jak i doświadczalnej od połowy lat siedemdziesiątych, występuje w układach, w których światło laserowe przepuszczane jest przez ośrodek nieliniowy umieszczony we wnętrzu rezonatora optycznego. Przy odpowiednim doborze parametrów układu, ustalonej wartości natężenia światła padającego odpowiadają dwie różne wartości natężenia światła przepuszczonego. Wartości krytyczne natężenia początkowego, przy których następuje przeskok między dwiema możliwymi wartościami natężenia wyjściowego, zależą od historii układu. Występujące zjawisko histerezy znaleźć ma zastosowanie w konstrukcji elementów pamięciowych projektowanych „komputerów optycznych”.

W cyklu artykułów opublikowanych na przełomie lat siedemdziesiątych i osiemdziesiątych Ikeda wykazał, że nieliniowości układów bistabilnych optycznie prowadzą do szeregu bifurkacji (zmian stabilności układu) pozwalających po pierwsze, na przetwarzanie laserowego światła spójnego (wiązki padającej) na spójne światło impulsowe, po drugie, na obserwację przejścia do chaosu. W obu tych przypadkach, przy ustalonym natężeniu światła padającego, światło przechodzące nie jest stacjonarne w czasie, ale jest odpowiednio funkcją okresową lub chaotyczną. W tym ostatnim przypadku stan chaotyczny osiągnąć jest na drodze podwojenia okresu, a więc jako efekt końcowy szeregu bifurkacji, po których okres pulsacji natężenia światła przepuszczonego podwaja się. Prace Ikedy spotkały się z dużym zainteresowaniem, gdyż zbiegły się w czasie z burzliwym rozwojem badań matematycznych dotyczących tzw. chaosu deterministycznego i wskazywały na możliwość skonstruowania prostego układu, w którym zjawiska takie mogłyby być obserwowane. W krótkim czasie prace doświadczalne Gibbsa, McCalla, Kapłana i Schoemakera potwierdziły wyniki Ikedy.

Nagroda została wręczona laureatowi w czasie

XIV Konferencji Międzynarodowej Komisji Optyki w Québec (Kanada) w dniach 24-28 sierpnia 1987 r.

Marek Kuś

## Nagroda za tłumaczenia

Stowarzyszenie Tłumaczy Polskich przyznało w 1987 r. doroczne Nagrody Książkowe STP. W kategorii literatury z zakresu nauk ścisłych i technicznych nagrodę otrzymał Marcin Kubiak za całokształt dorobku przekładowego, z okazji piątego wydania przekładu z języka angielskiego książki *Fizyka dla dociekliwych* E. M. Rogersa, trzeciego wydania przekładu z języka angielskiego *Astronomii Współczesnej* L. Oстера i drugiego wydania przekładu z języka niemieckiego książki *Fizyka jądrowa* T. Mayera-Kuckuka (wszystkie wydane przez PWN).

Wysokość nagrody wynosi 75 000 zł.

*Informator STP* 2-87-13

B. W.

## Uroczystości w Austrii z okazji 100-lecia urodzin Erwina Schrödingera

Urodził się i zmarł w Austrii. Był profesorem kolejno czterech uniwersytetów w Niemczech (w tym także uniwersytetu we Wrocławiu). Najdłuższy okres swojego twórczego życia spędził w Irlandii. Największych swoich odkryć dokonał w Szwajcarii.

Tak w największym skrócie przedstawia się życiorys Erwina Schrödingera, twórcy (czy może odkrywcy) mechaniki falowej, którego stulecie urodzin upłynęło w 1987 r. Jako największy fizyk austriacki, Schrödinger cieszy się w tym kraju wielkim szacunkiem (znacznie większym po śmierci niż za życia; temu jednemu austriackiemu laureatowi Nagrody Nobla z fizyki dano w 1937 r. jedynie katedrę w Grazu, a nie w Wiedniu). Wydano tu rocznicowe znaczki i wprowadzono specjalny stempel z równaniem falowym. Podobiznę Schrödingera umieszczono na 1000-szylingowym banknocie.

Rocznice urodzin fizycy austriaccy postanowili uczcić organizując w Wiedniu robocze seminarium oraz uroczyste sympozjum.

Pierwsza z tych imprez została zorganizowana przez Instytut Atomowy Uniwersytetów Austriackich

kich w Wiedniu, druga zaś przez Uniwersytet Wiedeński. Uczestniczyłem w obu tych imprezach i pragnę donieść, że stanowiły one na zasadzie dużego kontrastu bardzo ciekawą całość. Z jednej strony, w nowoczesnym budynku na przedmieściach Wiednia, mieszczącym także impulsowy reaktor otrzymaliśmy przegląd najnowszych doświadczeń potwierdzających w oszałamiający nieraz sposób falową naturę materii. Z drugiej strony, w dostojnych murach Uniwersytetu, którego słuchaczem a potem asystentem był Schrödinger, wysłuchaliśmy wykładów na temat różnorodnych sfer działalności czcigodnego uczonego. Ze względu na specjalność naukową głównych organizatorów seminarium (byli nimi G. Badurek, F. Paschke, H. Rauch, J. Summhammer i A. Zeilinger z Instytutu Atomowego) dominowała tu zdecydowanie tematyka neutronowa. Trzeba zresztą bezstronnie (no, może trochę stronniczo) przyznać, że żadna inna dziedzina fizyki nie dała tak obrazowych, a zarazem niezwykle precyzyjnych dowodów istnienia „fal Schrödingera” jak fizyka neutronowa. Dzięki znacznej długości fali powolne i ultrapowolne neutrony z reaktora (poruszają się z „żółtą” prędkością kilku metrów na sekundę, ich zaś długości fal sięgają kilkuset angstromów) wykazują swoją falową naturę w równie przekonujący sposób jak fale świetlne. Przy użyciu interferometrii neutronowej udało się uzyskać wiele wyników niemożliwych do otrzymania z porównywalną precyzją w żaden inny sposób. Do doświadczeń takich należą: sprawdzenie liniowości równania Schrödingera poprzez wyznaczenie górnej granicy dla stałej  $b$  w równaniu Schrödingera z logarytmiczną nieliniowością, potwierdzenie charakterystycznego okresu  $4\pi$  przy obrotach dla spinorowej funkcji falowej neutronu, potwierdzenie występowania sił bezwładności (siły odśrodkowej i siły Coriolisa) w ruchu wiązki neutronów, zmierzenie bardzo modnej obecnie fazy Berry’ego dla ruchu neutronów w polu magnetycznym oraz pomiary efektu Fizeau i Sagnaca. Warto również wspomnieć o nowej górnej granicy dla ładunku elektrycznego neutronu wyznaczonej metodami „optyki neutronowej”. Wynosi ona  $(-0,6 \pm \pm 1,1) \cdot 10^{-21}$  ładunku elementarnego. Prawie wszystkie te doświadczenia zostały przeprowadzone w dwóch czołowych laboratoriach optyki neutronowej w Grenoble i w Columbia w stanie Missouri.

Oprócz doświadczeń neutronowych omawiane były w czasie seminarium także nowe wyniki dotyczące interferencji wiązek elektronowych i atomowych. Do najciekawszych wyników z tej dziedziny

należą piękne i niezwykle precyzyjne pomiary Tonomury z laboratorium firmy Hitachi potwierdzające raz jeszcze istnienie efektu Aharonowa-Bohma (interferencja w wiązce elektronowej obejmującej strumień indukcji magnetycznej), przeprowadzone po raz pierwszy w przypadku zamkniętego (toroidalnego) strumienia indukcji. Mam nadzieję, że doświadczenia te przekonają nareszcie niedowiarków, że efekt Aharonowa-Bohma naprawdę istnieje i że nie można go wyjaśnić siłami wywieranymi przez rozproszony strumień indukcji występujący w poprzednich doświadczeniach. Sporo mówiono także na seminarium o rozwijającej się burzliwie holografii elektronowej, która może mieć ważne zastosowania do precyzyjnego badania struktury ciała stałego.

Bardzo ładnym potwierdzeniem stosowalności mechaniki falowej do ruchu środka masy układów złożonych są wyniki doświadczeń przeprowadzonych w Massachusetts Institute of Technology nad wiązkami atomowymi sodu rozpraszonymi na stojącej fali świetlnej.

Na zakończenie seminarium odbyła się debata poświęcona zagadnieniom interpretacyjnym teorii kwantów. Rozbieżności poglądów w tej dziedzinie zostały jeszcze bardziej uwypuklone w tej debacie w wyniku uczestnictwa w seminarium kilku fizyków o (delikatnie mówiąc) nietypowych poglądach.

Oprawa Schrödingerowskiego Sympozjum była dużo bardziej uroczysta niż poprzedzającego je seminarium. Uczestnicy byli podejmowani przez burmistrza Wiednia (nb. profesora Uniwersytetu Wiedeńskiego), wysłuchali wierszy Schrödingera (pisanych po niemiecku i po angielsku) i koncertu organowego w kościele Augustynów, którego wykonawcą był ... Walter Thirring, przewodniczący Komitetu Organizacyjnego (znany nam dobrze z przetłumaczonego na polski wielotomowego podręcznika fizyki matematycznej). Thirring grał nie tylko Bacha i Francka, ale także własne kompozycje.

Wykłady na sympozjum stanowiły przegląd szerokiej działalności naukowej i zainteresowań Schrödingera: od biologii i teorii barwnego widzenia do kosmologii. Najciekawsze dla mnie były dwa wykłady poświęcone problemom interpretacyjnym mechaniki kwantowej wygłoszone przez J. S. Bella (od nierówności Bella) i R. Penrose’a. Również i na zakończenie Sympozjum Schrödingerowskiego zorganizowano dyskusję na temat interpretacji mechaniki falowej.

Najważniejsze w obu dyskusjach było, moim

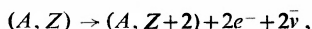
zdaniem, znajdujące coraz więcej zwolenników przekonanie o nielokalnym charakterze zjawisk kwantowych. Pięknym potwierdzeniem tezy o nielokalności są wspomniane wyżej doświadczenia Tonomury nad efektem Aharonowa-Bohmy. Przyjęcie założenia o nielokalności łagodzi także paradoks Einsteina-Podolskiego-Rosena. Pozostaje jednak nadal do wyjaśnienia (zwracał na to uwagę w swoim wykładzie Bell), w jaki sposób można pogodzić nielokalność z teorią względności.

Iwo Białynicki-Birula

### Podwójna przemiana beta

S. R. Elliott, A. A. Hahn i M. K. Moe z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Irvine stwierdzili eksperymentalnie zjawisko podwójnej przemiany  $\beta$ , którego możliwość była od wielu lat przewidywana przez teoretyków.

Zjawisko to polega na jednoczesnej emisji dwóch elektronów i dwóch antyneutrino z jądra, którego liczba masowa (tj. całkowita liczba nukleonów) pozostaje niezmienną, ale dwa neutrony przemieniają się w protony, a więc ładunek elektryczny jądra wzrasta o dwie jednostki



gdzie  $A$  oznacza liczbę masową,  $Z$  — liczbę protonów. Przemianę  $^{82}_{34}\text{Se} \rightarrow ^{82}_{36}\text{Kr} + 2e^- + 2\bar{\nu}$  udało się stwierdzić po długotrwałych wysiłkach w celu pokonania ogromnych trudności eksperymentalnych. Miarą tych trudności jest niska prawdopodobieństwo poszukiwanego zjawiska. Czas połowicznego zaniku  $^{82}\text{Se}$  oceniono na ok.  $1,1 \times 10^{20}$  lat. Oba elektrony muszą być emitowane w tym procesie jednocześnie, a nie kolejno, gdyż emisja jednego elektronu prowadziłaby do przejścia  $^{82}_{34}\text{Se} \rightarrow ^{82}_{35}\text{Br}$ , co jest wzbronione ze względu na zasadę zachowania energii.

Autorzy rejestrowali rozpady jąder  $^{82}\text{Se}$  w czasie 7960 godzin (jeden rozpad zachodził co 3-4 dni). Próbkę stanowiło 14 g selenu wzbogaconego do 97% w izotop  $^{82}\text{Se}$ , uzyskaną z Oak Ridge National Laboratory. W pierwszym etapie eksperymentu nie udało się uzyskać przekraczającego tło sygnału z rozpadu  $^{82}\text{Se}$ . Dopiero zastosowanie tzw. komory projekcji czasowej pozwoliło na wykonanie właściwych pomiarów. Z widma emitowanych elektronów wynika, że w reakcji powstają także antyneutrino.

Poszukiwania bezneutrinowej podwójnej przemiany  $\beta$  są obecnie prowadzone w kilku ośrodkach

badawczych. Rozpad bezneutrinowy jest wykluczony dla pojedynczej przemiany  $\beta$  przez to, że widmo elektronów  $\beta$  jest ciągłe, co świadczy, że nie może to być rozpad tylko na dwie cząstki: elektron i przemienione jądro. Natomiast dla podwójnej przemiany  $\beta$  rozpad bez udziału neutrin jest kinematycznie możliwy. Gdyby taki rozpad został wykryty, wskazywałoby to, że neutrino ma różną od zera masę spoczynkową, co miałyby duże konsekwencje dla weryfikacji dotychczasowej teorii wielkiej unifikacji.

Phys. Bl. 43, No 11 (1987)

B. W.

### Wszystko o IFM PAN

Instytut Fizyki i Molekularnej PAN (IFM PAN w Poznaniu wydał w 1987 r. trzydziestoczęściową broszurkę *Historical Survey, Structure and Fields of Activity*. Redaktorem jest A. Graja, tłumaczył na angielski K. Flatau.

Zawiera ona skład osobowy Dyrekcji i Rady Naukowej, krótką historię Instytutu, ogólne informacje o strukturze i organizacji. Dowiadujemy się, że IFM PAN zatrudnia 6 profesorów, 10 docentów, 45 adiunktów, 8 asystentów i starszych asystentów, 11 doktorantów, 28 pracowników inżyniersko-technicznych, 40 osób personelu administracyjnego i służb pomocniczych.

Dalej omówiono ogólną charakterystykę działalności naukowej Instytutu, a następnie przedstawiono poszczególne laboratoria IFM PAN, z podaniem składu osobowego, fotografiami kierowników, zakresm badań i wymienieniem kilku ostatnich ważniejszych publikacji.

Można pragnąć, aby więcej instytutów wydało podobnie interesujące i pożyteczne informatory.

B. W.

### Uczniowie robią wysokotemperaturowe nadprzewodniki

Uczniowie liceum (high-school) w Gilroy w Kalifornii wyprodukowali pod kierunkiem swojego nauczyciela nadprzewodzące próbki  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  i użyczyli ich do demonstrowania lewitacji. Doradcą technicznym był Paul M. Grant z IBM Almaden Research Center.

Składniki itrowobarowego tlenku miedzi ( $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{BaCO}_3$  i  $\text{CuO}$ ) są łatwo dostępne, można je kupić

w sklepach chemicznych i nie muszą być nadzwyczajnie czyste, aczkolwiek zanieczyszczenia metalami przejściowymi są niepożądane. Większość tych amerykańskich liceów, w których prowadzi się zajęcia z propedeutyki sztuki i rzemiosła, ma piece ceramiczne i w nich można spiekać materiał w temperaturze 900-950°C. Również warsztaty tych szkół mają zwykle prasy hydrauliczne dające ciśnienia dostateczne do zgniecenia próbek. Według Granta najtrudniejszym etapem technologii jest schładzanie po wygrzaniu w tlenie. Ochładzanie musi odbywać się powoli, szczególnie w zakresie od 700°C do 400°C, tak aby  $x$  w  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  było możliwie jak najbliższe zera.

Grant wyraził opinię, że pierwsze najważniejsze zastosowanie nowych wysokotemperaturowych nadprzewodników zostało już zrobione — zastosowanie w kształceniu.

*Phys. Today* 40, No 10 (1987)

B. W.

### Do czego może doprowadzić frustracja

W lipcu 1987 został zaszytletowany profesor Uniwersytetu w Hiroszimie, T. Okamoto, pracujący w dziedzinie fizyki nadprzewodników. Początkowo sądzono, że za tą zbrodnią kryje się ostra rywalizacja w wyścigu do uzyskania wysokotemperaturowych nadprzewodników. Wkrótce jednak okazało się, że mordercą jest pomocniczy pracownik naukowy tego Uniwersytetu, specjalista w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych, od kilkunastu lat daremnie oczekujący awansu na stanowisko profesora. Miara się przebrała, gdy znowu pominięto go i zwolnione właśnie 2 etaty po profesorach z dziedziny cząstek elementarnych Rada Wydziału obsadziła specjalistami z fizyki ciała stałego.

Problem dojrzałych pracowników naukowych, oczekujących latami na awans, jest widać w uniwersytetach japońskich jeszcze poważniejszy niż u nas.

*Nature* 329, No 6140 (1987)

B. W.

### Louis de Broglie

(1892-1987)

19 marca 1987 zmarł w swojej posiadłości pod Paryżem główny pionier mechaniki kwantowej, zwanej także falową, książę Louis de Broglie, przeżywszy lat blisko 95. Pochodził z piemontkiej

rodziny szlacheckiej, która w XVIII w. uzyskała od króla Francji tytuł księcia. Jego praprababką była Madame de Staël.

Po przedwczesnej śmierci ojca wychowywał go starszy brat Maurice, fizyk doświadczalny, który własnym sumptem utworzył laboratorium promieni Röntgena w swojej paryskiej siedzibie. Wpływ starszego brata sprawił, iż po krótkich studiach historii i prawa (sposobiono go do kariery dyplomatycznej) poświęcił się całkowicie fizyce. W czasie I wojny światowej pracował jako fizyk w wojskowej radiostacji na wieży Eiffela. Tłumaczy to (wraz ze stażem u brata) jego zainteresowanie wszelkiego rodzaju przejawami ruchów falowych. Równocześnie zapoznał się z najnowszymi postęпами fizyki kwantów Bohra i Sommerfelda i ze szczególną teorią względności Einsteina.

Najważniejszą ideą jaka pewnego dnia (w 1923) go oświeciła była myśl, że możliwe byłoby, iż nie tylko światło, ale wszelka materia ma podobną dwoistą naturę, jaką zapożycował dla światła Einstein w 1905. A więc z każdą cząstką, także masywną, stowarzyszona może być fala o częstotliwości  $\nu$  i długości  $\lambda$  związanych wzorami

$$E = h\nu \quad i \quad p = h/\nu,$$

gdzie  $E$  oznacza energię, a  $p$  — pęd cząstki. Ogólniej: z każdą cząstką skojarzyć można pakiet falowy, którego prędkość grupowa  $v$  równa jest prędkości cząstki, podczas gdy prędkość fazowa  $u$  przewyższa prędkość światła  $u = c^2/v$ . Fale te zostały odkryte w 1927 przez Davissona i Germera w USA i niezależnie przez G. P. Thomsona i Reida w Szkocji i nazwane falami materii. Sam de Broglie mówił już wcześniej o możliwości sprawdzenia



Louis de Broglie



Rok 1935 — nadanie de Broglie'owi doktoratu *honoris causa* Uniwersytetu Warszawskiego. Od lewej: Louis de Broglie, Pedel Uniwersytetu, Dziekan Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Stefan Mazurkiewicz, JM Rektor UW Stefan Pińkowski

swojej hipotezy przez obserwacje zjawisk interferencji elektronów na wąskich szczelinach, jednakże odkrycia doświadczalne istnienia fal materii dokonane zostały niezależnie, przy kompletnej niewiedzy o pracy doktorskiej de Broglie'a [1].

De Broglie'owi nie udało się wprawdzie sformułować w swojej pracy doktorskiej pełnej teorii (mechaniki kwantów), czego dokonali nieco później Heisenberg, Born i Jordan i niezależnie od nich Schrödinger, przy czym tylko ten ostatni oparł się na idei fal materii i nazwał swą teorię mechaniką falową. Sam de Broglie był już bliski tego, tłumacząc w swojej dysertacji doktorskiej stacjonarność poziomów atomowych tworzeniem się fal stojących, tak aby obwód orbit Bohra był całkowitą wielokrotnością długości fali elektronu na orbicie. Ścisły związek między teorią falową a mechaniką cząstek punktowych widział on w ściślejszej analogii dwu zasad wariacyjnych: zasady Fermata dla dróg optycznych promieni świetlnych i zasady Maupertuis, w myśl której toru cząstek są ekstremalne.

W jego rozprawie doktorskiej można jednak znaleźć wiele innych prekursorskich pomysłów

i przewidywań przyszłego rozwoju fizyki. Między innymi przewidział główne cechy przyszłych statystyk kwantowych (na dwa lata przed Bosem), mianowicie nierozróżnialność cząstek, gdy opisywane są przez dokładnie nakładające się fale, tak jakby były opisane przez jedną wspólną falę materii. W jego pracy doktorskiej można znaleźć przeczucie przyszłych laserów, gdy pisał, iż światło przechodzące przez ośrodki materialny może wzbudzać emisję fotonów o tej samej fazie.

Z chwilą, gdy jednak ostatecznie sformułowana została mechanika kwantowa wraz z probabilistyczną interpretacją funkcji falowej, Louis de Broglie, podobnie zresztą jak Einstein i Schrödinger, nie przyjął tej interpretacji i rozpoczął wieloletnie, bezowocne poszukiwania innej interpretacji, w której funkcja falowa jawiłaby się jako wielkość bardziej realistyczna. Według niego, cząstki powinny być czymś jakby osobliwościami w obrębie pakietu falowego i potruszać się po dobrze określonych przyczynowo torach, podczas gdy fale miałyby rolę jakby pilotującą. Pisał on, iż ścisła przyczynowość odpowiada wrodzonym właściwościom

i samej naturze umysłu ludzkiego, bez czego istota ludzka żyć by nie mogła i nie umiała. Zacytujmy jego zdanie w możliwie wiernym tłumaczeniu: „Wprawdzie abstrakcyjne idee mogą być pożyteczne, ale nie wolno zapominać, iż takie abstrakcje nie posiadają żadnej realności fizycznej. Tylko ruchy obiektów zlokalizowanych przestrzennie mogą posiadać realność fizyczną.” [2]. Fizycy reprezentujący podobne poglądy są od lat w mniejszości, zaś ogromna większość przyjęła interpretację probabilistyczną twierdząc, że mimo abstrakcyjnego charakteru funkcji falowej mechanika kwantowa spełnia wymogi realizmu naukowego, a pozostaje w sprzeczności tylko z tzw. naiwnym realizmem.

Innym nieudanym pomysłem de Broglie'a była jego „teoria światła”, wg której foton nie miałby być cząstką elementarną, lecz miałby składać się z dwóch obiektów o spinie połówkowym, jakby dwóch neutrin.

Mimo iż po roku 1925 nie miał on już większych osiągnięć naukowych, to jednak był zawsze bardzo aktywny jako wykładowca, autor licznych podręczników i rozpraw popularnonaukowych. Był także aktywnym organizatorem życia naukowego.

W 1929 otrzymał Nagrodę Nobla z fizyki. Był członkiem Académie des Sciences (od 1975 jej honorowym sekretarzem stałym) i Académie Française, a także licznych akademii zagranicznych. Otrzymał doktorat *honoris causa* wielu uczelni, m. in. Uniwersytetu Warszawskiego. Propagował ideę międzynarodowych ośrodków badań naukowych i w ten sposób walczył przyczynił się do powstania CERN-u w Genewie.

[1] *Recherches sur la théorie des quanta*, thèse, Paris 1924.

[2] *Annales de la Fondation Louis de Broglie* 1, 116 (1976).

Jerzy Rayski

Krystyna Maria Małuszyńska

(1923-1987)

Krystyna Maria Małuszyńska urodziła się 18 maja 1923 r. w Brzykowie koło Łaska w rodzinie nauczycielskiej. W chwili wybuchu wojny była absolwentką czteroletniego gimnazjum. W czasie okupacji pracowała jako księgowa w przedsiębiorstwie handlowym w Wieluniu. Od 1945 r. była nauczycielką matematyki i fizyki w Sędziejowicach a potem w Kcibanowie. Studia wyższe I stopnia ukończyła w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Łodzi w 1954 r., tam też została przyjęta do pracy w charakterze młodszej asystentki już w 1952 r. W 1956 r. uzyskała tytuł magistra fizyki oraz została pracownikiem naukowym Katedry Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Łódzkiego.

W latach 1961-65 Krystyna Małuszyńska wniosła znaczący wkład w kilka prac zespołowych (współpraca Instytutu Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego i Instytutu Badań Jądrowych w Świerku) w dziedzinie fizyki oddziaływań neutronów z jądrami atomowymi. Prace te były publikowane w *Biuletynie III Wydziału PAN* i w *Acta Physica Polonica*.

Stopień doktora nauk fizycznych uzyskała w 1965 r. na podstawie pracy „Rozkłady energetyczne i kątowe neutronów z reakcji  ${}^7\text{Li}(d, n){}^6\text{Be}$  przy energii deuteronów 200 keV”, której promotorem był prof. L. Natanson. W Instytucie Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego pracowała jako adiunkt do 1972 r. W okresie tym przebywała na półrocznym stażu naukowym w Instytucie Fizyki Jądrowej Akademii Nauk w Berlinie (NRD) oraz przeprowadziła szereg eksperymentów z zakresu fizyki jądrowej niskich energii w Laboratorium Neutronowym Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej (ZSRR). Zainteresowania naukowe Krystyny Małuszyńskiej skupiały się w tym okresie na badaniu reakcji jądrowych, wywołanych trytonami na lekkich jądrami w obszarze energii trytonów poniżej 2 MeV, zwłaszcza reakcji typu  $(t, n)$ , gdzie do detekcji neutronów stosowane były metody emulsji jądrowych.

W 1972 r. Krystyna Małuszyńska przeszła do pracy w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Kielcach, gdzie została kierownikiem Zakładu Fizyki. Od tego czasu staje się, jako docent, niestrudzoną organizatorką działalności dydaktycznej i naukowej budowanego od podstaw Zakładu Fizyki. W 1972 r., kiedy przyjęto pierwszych studentów, Zakład — oprócz kierownika — miał dwóch pracowników (1 doktor i 1 pracownik techniczny) i zajmował niewielką powierzchnię 250 m<sup>2</sup>. Dzięki osobistym staraniom Małuszyńskiej, jej ofiarności oraz umiejętności stonkowania czasu adaptowano na cele Zakładu oraz rozbudowano zniszczony budynek szkoły podstawowej. W 1980 r. utworzono Instytut Fizyki, którego została pierwszym dyrektorem oraz równocześnie kierownikiem Zakładu Fizyki Jądrowej. Nowoutworzony Instytut liczył 40 pracowników (w tym 3 docentów i 4 doktorów) i mieścił się





Krystyna Małuszyńska

w nowoczesnie wyposażonym budynku o powierzchni 1800 m<sup>2</sup>, posiadającym pracownie dydaktyczne i naukowe. Dzięki kontaktom naukowym i osobistym Krystyny Małuszyńskiej ze środowiskami naukowymi uniwersytetów łódzkiego i krakowskiego oraz Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej jak również z grupą radzieckich fizyków wysokich energii, skupionych wokół eksperymentu „Pamir”, prawie wszyscy pracownicy naukowo-dydaktyczni Instytutu mieli możliwość

korzystania z seminariów, dyskusji oraz współpracy z co najmniej jedną z wyżej wymienionych grup naukowych.

Prawdziwą pasją Krystyny Małuszyńskiej była praca dydaktyczna z młodzieżą. Jej stosunek do młodszych pracowników Instytutu oraz studentów nacechowany był niezwykłą życzliwością i wyrozumiałością, co przejawiało się w bezustannej gotowości niesienia pomocy w rozwiązywaniu problemów naukowych oraz kłopotów osobistych. Jej życzliwość wobec ludzi, sposób bycia, opanowany i kulturalny, powodował, że atmosfera oraz stosunki międzyludzkie w Zakładzie, a potem Instytucie Fizyki były czymś wyjątkowym, opartym na wzajemnym poszanowaniu oraz głębokim zrozumieniu posłannictwa nauczyciela: wychowaniu poprzez osobisty przykład oraz poprzez służbę dla drugiego człowieka. Dla studentek i studentów, pochodzących w przeważającej większości ze wsi lub małych miasteczek Kielecczyny, była nie tylko pracownikiem naukowym, wybitną specjalistką w swojej dziedzinie wiedzy, lecz także nauczycielem, z którym dzieliło się kłopoty i troski. Rad płynących z głębi serca kobiety, która w niełatwych warunkach wychowała troje dzieci, słuchało się jak słów matki. Odwiedzali ją liczni absolwenci, często zapraszając na uroczystości rodzinne. Stawiana była za wzór osobowy dla uczniów jej uczniów. Osiągnęła coś bardziej chyba trwalszego niż „szkoła naukowa” czy znaczące miejsce w historii fizyki, utworzyła solidarny łańcuch swych wychowanków, rozsianych w większości po szkołach wiejskich Kielecczyny, wychowanków, dla których pozostanie ona uosobieniem życzliwości, wyrozumiałości, kompetencji, kultury osobistej jak również bezkompromisowości wobec ludzkiej obłudy i głupoty.

Krystyna Małuszyńska zmarła w pełni sił twórczych w Łodzi 29 czerwca 1987 r. i została pochowana na cmentarzu w Łasku.

*Józef Płoskonka*

## KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualne streszczenia prac, Z — termin zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidywane wydanie materiałów, U — przewidywana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

### KONFERENCJE 1988

25—29 lipca 1988, Toruń

**9th International Conference on Spectral Line Shapes.** Uniwersytet Mikołaja Kopernika. Prof. J. Szudy, IF UMK, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, tel. 210-65 i 224-87. A: 1. 3. 88, P, ang.

28—30 lipca 1988, Wrocław

**9th Wrocław Symposium and Exhibition on Electromagnetic Compatibility.** EMC Symposium. Skrytka poczt. 2141, 51-645 Wrocław.

23—27 sierpnia 1988

**13th Conference on Applied Crystallography.** Dr E. Łagiewka, Inst. Fizyki i Chemii Metali US, Bankowa 12, 40-007 Katowice

15—19 sierpnia 1988, Warszawa

**19 Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników** (patronat IUPAP i PTF). Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW, Zakł. Wysokich Ciśnień „Unipress”. Doc. J. Kossut, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01 w. 242 lub 43-56-26, tlx 812468 if pan pl. A: 15. 3. 88, P, U: 1000, ang.

20—21 sierpnia 1988, Tomaszów Mazowiecki

**Międzynarodowa Konferencja Wysokich Ciśnień w Półprzewodnikach.** Zakł. Wysokich Ciśnień „Unipress”. Dr L. Kończewicz, ZWC „Unipress”, Sokołowska 29/37, 01-142 Warszawa, tel. 32-74-19.

Z: 15. 6. 88, A: 15. 4. 88, P, U: 100, ang., O: ok. 20 000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

29 sierpnia — 3 września 1988, Poznań

**XXIV Congress AMPERE.** Inst. Fizyki Molekularnej PAN. Prof. J. Stankowski, IFM PAN, Smoluchowskiego 17, 60-179 Poznań, tel. 67-40-71.

Z: 1.6.88, A: 1.5.88, P, ang. — O: 10 000 zł.

5—9 września 1988, Toruń

**VII Polska Konferencja Spektroanalityczna i X CANAS.** Komisja Analitycznej Spektrometrii Atomowej Komitetu Chemii Analitycznej PAN i Uniwersytet Mikołaja Kopernika. Dr Jerzy Fijałkowski, Inst. Chemii i Techniki Jądrowej, Dorodna 16, 03-195 Warszawa, tel. 11-30-21 w. 1276.

pol. i ang.

5—7 września 1988, Kraków

**Conf. on Noise Control '88.** Inst. Mechaniki i Wibroakustyki AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków

3—9 września 1988, Mrągowo

**High Pressure Chemical Synthesis and Physical Transformations.** Instytut Chemii Organicznej PAN. Dr J. Jurczak, IChO PAN, Kasprzaka 44, 01-224 Warszawa

Z: maj 88, A: kwiecień 88, U: 150. ang.

4—9 września 1988, Szczyrk-Biła

**4th Internat. Conf. on Physics of Magnetic Materials.** Instytut Fizyki PAN, Dr M. Gutowski, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01.

P, U: 240, ang.

12—17 września 1988, Lublin

**Internat. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials, Beam Interaction with Solids and Ion Beam Material Mixing Devices.** Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, Instytut Fizyki PAN. Prof. M. Subotowicz, Inst. Fizyki UMCS, Pl. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin

Z: 15.4.88, A: 15.5.88, P, ang. i ros., O: 10 000 zł.

13—16 września 1988, Szklarska Poręba

**VIII Polsko-Czechosłowacka Konferencja Optyczna.** Inst. Fizyki Politechniki Wrocławskiej. Prof. Miron Gaj, IF PWr, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tel. 22-96-96.

Z: 28.2.88, A: 28.2.88, P, U: 120, pol. i czeski, O: 8400 zł.

14—16 września 1988, Gliwice

**VI Konferencja Fizyka dla Przemysłu**, Polskie Tow. Fizyczne i Inst. Fizyki Politechniki Śląskiej.

21—24 września 1988, Warszawa

**Open Seminar on Acoustics**, Inst. Podstawowych Problemów Techniki, Mgr A. Duda, IPPT, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa, tel. 26-12-81.

3—8 października 1988, Wrocław

**9th Internat. Symposium on Exoelectron Emission and Applications**, Inst. Fizyki Doświadczalnej Uniw. Wrocławskiego. Dr J. Lesz, IFD UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

18—22 października 1988, Mrągowo

**High Pressure Chemical Synthesis and Physical Transformations**, Instytut Chemii Organicznej PAN. Dr J. Jurczak, IChO PAN, Kasprzaka 44, 01-224 Warszawa  
U: 200, ang.

#### SZKOŁY 1988

31 maja — 10 czerwca 1988, Zakopane

**28 Krakowska Szkoła Fizyki Teoretycznej**, Inst. Fizyki UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków

19—25 czerwca 1988, Bachotek

**16th Summer School on Quantum Optics**, Uniwersytet Mikołaja Kopernika. Prof. J. Łęgowski, IF UMK, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń  
P, ang.

20—25 czerwca 1988, Wrocław

**Internat. School on Excited States of Transition Elements**, Inst. Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN. Dr W. Strek, INTiBS skr. poczt. 937, 50-950 Wrocław  
ang.

2—11 września 1988, Mikołajki

**20th Summer School on Nuclear Structure — Heavy Ions in Nuclear and Atomic Physics**, Inst. Fizyki Dośw. UW, Inst. Problemów Jądrowych — Świerk, patronat PTF, Dr Edmund Gierlik, IFD, Hoża 69, 00-681 Warszawa  
P, ang., O: dla uczestników z Polski 30 000 zł.

10—17 września 1988, Sulejów

**2nd Internat. School on Electrochemistry of Conductive Polymers (ECP-2).** Politechnika Warszawska. Dr J. Płochowski, Inst. Technologii Chemii Nieorganicznej PW, Noakowskiego 3, 00-664 Warszawa.  
ang.

#### KONFERENCJE 1989

8—12 maja 1989, Warszawa

**Interferometry '89 — 100 Years Michelson: State of Art and Applications.** Sekcja Optyki SIMP i Ośrodek Doskonalenia Kadr SIMP. Małgorzata Sochacka. Centralne Laboratorium Optyki, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa

#### SZKOŁY 1989

26 lutego — 5 marca 1989, Karpacz

**XXV Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Całkowanie funkcyjne, geometria i struny.** Inst. Fizyki Teoret. UWr. Doc. Zbigniew Haba, IFT UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

Z: 30.11.1988, P, U: 100, ang.

23—27 maja 1989, Gdańsk

**4th Spring School on Acousto-Optics and its Applications.** Uniwersytet Gdański, Prof. A. Słowiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk

A: 31.3.89, U: 80, ang.

## NOWE KSIĄŻKI

- W *ćwierćwiecze odkrycia lasera — materiały z sesji naukowej, Ciężń 16—17 maja 1985 r.*, red. Franciszek Kaczmarek, Wyd. Nauk. Uniwersytetu Adama Mickiewicza, Ser. Fizyka Nr 55. Poznań 1987, s. 93, nakł. 900 egz., cena zł 130.—
- Andrzej K. Wróblewski, *Prawda i mity w fizyce*, wyd. II przejrzone i rozszerzone. Iskry, Warszawa 1987, s. 212, nakł. 20 000 egz., cena zł 300.—
- Jerzy Marek Kreiner, *Astronomia z astrofizyką*, wyd. I, PWN, Warszawa 1988, s. 283 + 12 s. ilustracji kolorowych na kredzie, cena zł 400.—
- W. Rubinowicz, W. Królikowski, *Mechanika teoretyczna*, wyd. VI, PWN, Warszawa 1988, s. 450 + wkładki, cena zł 500.—
- Antoni Dębski, Stanisław Dzida, *Deutsch für Mathematiker und Physiker — język niemiecki dla zaawansowanych*, Wiedza Powszechna, Warszawa 1988, s. 362, nakł. 10 000 egz., cena zł 950.—
- Ilustrowana encyklopedia dla wszystkich — fizyka*, wyd. II, WNT, Warszawa 1987, s. 339, nakł. 50 000 egz.,
- Maksymilian Pluta, *Advanced Light Microscopy vol. 1 — Principles and Basic Properties*, PWN, Warszawa i Elsevier Amsterdam 1988, s. 464.
- Michał Heller, *Teoretyczne podstawy kosmologii*, wyd. I, PWN, Warszawa 1988, s. 195, nakł. 1500 egz., cena zł 360.—
- Romuald Józwicki, *Teoria odwzorowania optycznego*, wyd. I, PWN, Warszawa 1988, s. 293, cena zł 400.—

## NOWE KSIĄŻKI

- W ćwierćwiecze odkrycia lasera — materiały z sesji naukowej, Ciężień 16—17 maja 1985 r.*, red. Franciszek Kaczmarek, Wyd. Nauk. Uniwersytetu Adama Mickiewicza, Ser. Fizyka Nr 55, Poznań 1987, s. 93, nakł. 900 egz., cena zł 130.—
- Andrzej K. Wróblewski, *Prawda i mity w fizyce*, wyd. II przejrane i rozszerzone. Iskry, Warszawa 1987, s. 212, nakł. 20 000 egz., cena zł 300.—
- Jerzy Marek Kreiner, *Astronomia z astrofizyką*, wyd. I, PWN, Warszawa 1988, s. 283 + 12 s. ilustracji kolorowych na kredzie, cena zł 400.—
- W. Rubinowicz, W. Królikowski, *Mechanika teoretyczna*, wyd. VI, PWN, Warszawa 1988, s. 450 + wkładki, cena zł 500.—
- Antoni Dębski, Stanisław Dzida, *Deutsch für Mathematiker und Physiker — język niemiecki dla zaawansowanych*, Wiedza Powszechna, Warszawa 1988, s. 362, nakł. 10 000 egz., cena zł 950.—
- Ilustrowana encyklopedia dla wszystkich — fizyka*, wyd. II, WNT, Warszawa 1987, s. 339, nakł. 50 000 egz.,
- Maksymilian Pluta, *Advanced Light Microscopy vol. 1 — Principles and Basic Properties*, PWN, Warszawa i Elsevier Amsterdam 1988, s. 464.
- Michał Heller, *Teoretyczne podstawy kosmologii*, wyd. I, PWN, Warszawa 1988, s. 195, nakł. 1500 egz., cena zł 350.—
- Romuald Józwicki, *Teoria odwzorowania optycznego*, wyd. I, PWN, Warszawa 1988, s. 293, cena zł 400.—

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego 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).

2. Maszynopis 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 dokładne adresy zarówno prywatny, jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przesyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora i miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. 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.

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* **B5**, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoriu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskwa 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów niełacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 80.—

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



**POSTĘPY FIZYKI**  
(dwumiesięcznik)

**Warunki prenumeraty na r. 1988:**

Cena prenumeraty: półrocznie zł 450.—  
rocznie zł 900.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

**do dnia 10 listopada** na I półrocze roku następnego i cały rok następnym,  
**do dnia 1 czerwca** na II półrocze roku bieżącego.

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczy-  
ciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej  
dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przy-  
jmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28,  
00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania  
Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

**Prenumerata dla członków PTF**

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego  
roku na cały rok następnym, otrzymują 25% zniżki.

**Information for subscribers**

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign  
Trade Enterprise ARS Polona—Ruch, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland.  
Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

## SPIS TREŚCI

W. Nazarewicz, Z. Szymański — Superdeformacja jąder atomowych . . . . .	103
M. Kasha — Pięćdziesiąt lat schematu poziomów Jabłońskiego (tłum. <i>Andrzej Kowalczyk</i> ) . . . . .	131
RÓŻNE	
A. Oleś — Marian Mięrowicz — członek honorowy PTF . . . . .	141
J. Hurwic — Francuskie Towarzystwo Fizyczne . . . . .	147
NOWOŚCI NAUKOWE	
K. Rzażewski — Skoki kwantowe . . . . .	149
Z. Białynicka-Birula — Pierwsze pomiary fazy Berry'ego . . . . .	157
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	165
RECENZJE . . . . .	173
LIST DO REDAKCJI . . . . .	177
KRONIKA . . . . .	179

## CONTENTS

W. Nazarewicz, Z. Szymański — Superdeformation in Atomic Nuclei . . . . .	103
M. Kasha — Fifty Years of the Jabłoński Diagram . . . . .	131
MISCELLANEA	
A. Oleś — Marian Mięrowicz — Honorary Member of the Polish Physical Society . . . . .	141
J. Hurwic — French Physical Society . . . . .	147
SCIENTIFIC NEWS	
K. Rzażewski — Quantum Jumps . . . . .	149
Z. Białynicka-Birula — First Observations of Berry's Phase . . . . .	157
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	165
REVIEWS . . . . .	173
LETTER TO THE EDITOR . . . . .	177
CHRONICLE . . . . .	179